

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН  
РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО

**СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ  
И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ  
ПОСЛЕ СМЕНЫ ЗНАКА  
ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА**

*МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ*

17-22 июня 2002 года

**ТРУДЫ**

Санкт-Петербург  
2002

Сборник содержит доклады, представленные на международную конференцию «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца» (17-22 июня 2002 года, ГАО РАН, Пулковское, Санкт-Петербург). Конференция была поддержана Российским Фондом фундаментальных исследований (грант 02-02-26079), Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН, Астрономическим обществом. В конференции принимали участие ученые Российской Федерации, Бельгии, Казахстана, США, Украины, Финляндии, Японии.

***Оргкомитет конференции:***

*Сопредседатели:* В.И. Макаров (ГАО РАН), В.Н. Обридко (ИЗМИРАН)

*Члены оргкомитета:* А.В. Белов (ИЗМИРАН), И.С. Веселовский (НИИЯФ МГУ), А.В. Дергачев (ФТИ РАН), D.K. Callebaut (Бельгия), И.С. Ким (ГАИШ), Л.Л. Кичатинов (ИСЗФ), N. Crosby (UK), A. Riehoakainen (Финляндия), А.В. Степанов (ГАО РАН), Ю.И. Стожков (ФИАН).

***Местный комитет:***

*Председатель:* А.В. Степанов

*Зам. председателя:* В.И. Макаров, Ю.А. Наговицын

*Члены оргкомитета:* Р.Н. Ихсанов, В.Г. Иванов, М.А. Кузнецова, М.В. Кушнир, Е.В. Милецкий, В.И. Постников, Л.М. Правдюк, К.С. Тавастшерна

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

ISBN

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2002

## **АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА ИЗОБРАЖЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ДИСКА**

**Абдусаматов Х.И., Сивяков И.Н.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
abduss@gao.spb.ru*

*Разработан метод автоматизированного определения усредненного радиуса по всему изображению Солнца и по отдельным  $45^\circ$  и  $90^\circ$  сегментам на различных гелиоширотах по его цифровому изображению. Метод основан на усреднении сигнала вдоль солнечного лимба. Полученное таким образом усреднённое радиальное сечение изображения солнечного лимба дифференцируется, сглаживается путём пространственно-частотной фильтрации и для сглаженной кривой находится максимум, соответствующий наибольшему градиенту сечения радиального распределения яркости. Эта точка принимается за край лимба солнечного диска и расстояние между ней и центром диска рассматривается, как оценка радиуса изображения Солнца. Положение центра изображения солнечного диска определялось как центр тяжести края всего лимба. Для измерения радиуса изображения Солнца на разных гелиоширотах его изображение разбивается на отдельные  $45^\circ$  и  $90^\circ$  сегменты с усреднением сигнала вдоль лимба каждого сегмента. На основе разработанного метода создан программный продукт и произведено его тестирование на двух реальных изображениях Солнца. При разбиении изображения на 8 секторов достигнута устойчивая работа алгоритма вплоть до  $1/50$  шага дискретизации исходного изображения, хотя точность полученных результатов оценивается пока в  $1/20$  шага дискретизации. При увеличении размеров сегментов, в которых производится усреднение, точность метода повышается. Работы по повышению точности метода будут продолжены.*

Известно, что многочисленные и взаимосвязанные характеристики всего Солнца, как и других звёзд претерпевают как монотонные, так и циклические изменения в различных временных шкалах. В целом Солнце, по-видимому, имеет сложную пульсирующую форму, меняющуюся в зависимости от фазы солнечной активности, что является результатом квазипериодической реорганизации его внутренних слоёв, особенно всей его оболочки. Вариации радиуса Солнца ведут к перестройке всей оболочки и особенно чувствительной к небольшим возмущениям конвективной зоны, изменению характеристик магнитного поля в этих слоях и их взаимодействия с конвекцией, а также эффективности конвективного переноса энергии. Уникальным способом наилучшего зондирования структуры и изучения динамики внутренних слоёв Солнца являются точные измерения и определения характеристик кратковременных и долговременных осцилляций формы и радиуса Солнца. Исследование вариаций этих параметров в течение всего цикла

солнечной активности является важнейшей и наиболее актуальной проблемой физики Солнца [1,2].

С 1660 года ведутся наиболее точные и интересные систематические астрометрические измерения углового радиуса Солнца с использованием различных оптических телескопов [3-9]. Однако, к сожалению, наличие и анализ систематической ошибки, связанной с определением точного положения края лимба изображения Солнца, остались вне рассмотрения авторов большинства этих астрометрических работ. При этом важнейший вопрос, что принимать за точный край лимба изображения Солнца, практически остаётся открытым до сегодняшнего дня. Поэтому ошибки измерений, связанные, в частности, с точным определением фотометрического положения края лимба изображения Солнца, накладывают определённые ограничения на точность и надёжность измерений радиуса Солнца. Только в последнее время стали определять положение края изображения солнечного диска фотометрическим путём более надёжно [10,11]. При соблюдении этих условий всеми наблюдателями можно получить сопоставимый материал и выделить реальные изменения на фоне шумов измерений. Однако, самые надёжные и высокоточные однородные измерения формы и радиуса Солнца могут быть проведены только с борта космического аппарата специальным инструментом Солнечным лимбографом [1,2,12], что позволит, в частности, полностью исключить влияние земной атмосферы. При этом весьма актуальным становится вопрос об автоматизированном определении радиуса изображения солнечного диска.

В интересах этой задачи нами разработан и последовательно совершенствуется метод автоматического измерения радиуса изображения Солнца по его цифровому изображению. Под краем изображения солнечного диска нами понималось местоположение максимума градиента сечения радиального распределения яркости – пограничной кривой полученной для соответствующего сегмента. При наложении прямоугольной сетки решётки дискретизации на изображение солнечного лимба расстояния между центром изображения диска и ячейками решётки дискретов принимают множество значений некратных шагу дискретизации. Поэтому, проведя усреднение сигнала вдоль солнечного лимба, можно получить радиальное распределение сигнала на краю лимба с точностью существенно превышающей задаваемую шагом дискретизации.

Рассмотрим изображение равномерно освещённого диска с резким краем, наложенное на решётку ПЗС-матрицы с вертикальными столбцами и горизонтальными строками квадратных ячеек. Будем считать, что радиус диска много больше шага дискретизации и сигнал от ячейки дискретизации пропорционален доле его площади, накрытой

изображением (чувствительность равномерно распределена по всей площади ячеек дискретизации). Пусть центр диска лежит в центре одной из ячеек дискретизации, а граница проходит через центр одной из ячеек, находящихся над центром. Если положить сигнал от ячейки, полностью накрытой изображением, равным единице, а от полностью открытой – нулю, то сигнал от этой ячейки будет равен  $1/2$  и соответствовать радиальному расстоянию равному

$$r_1 = k \cdot \Delta,$$

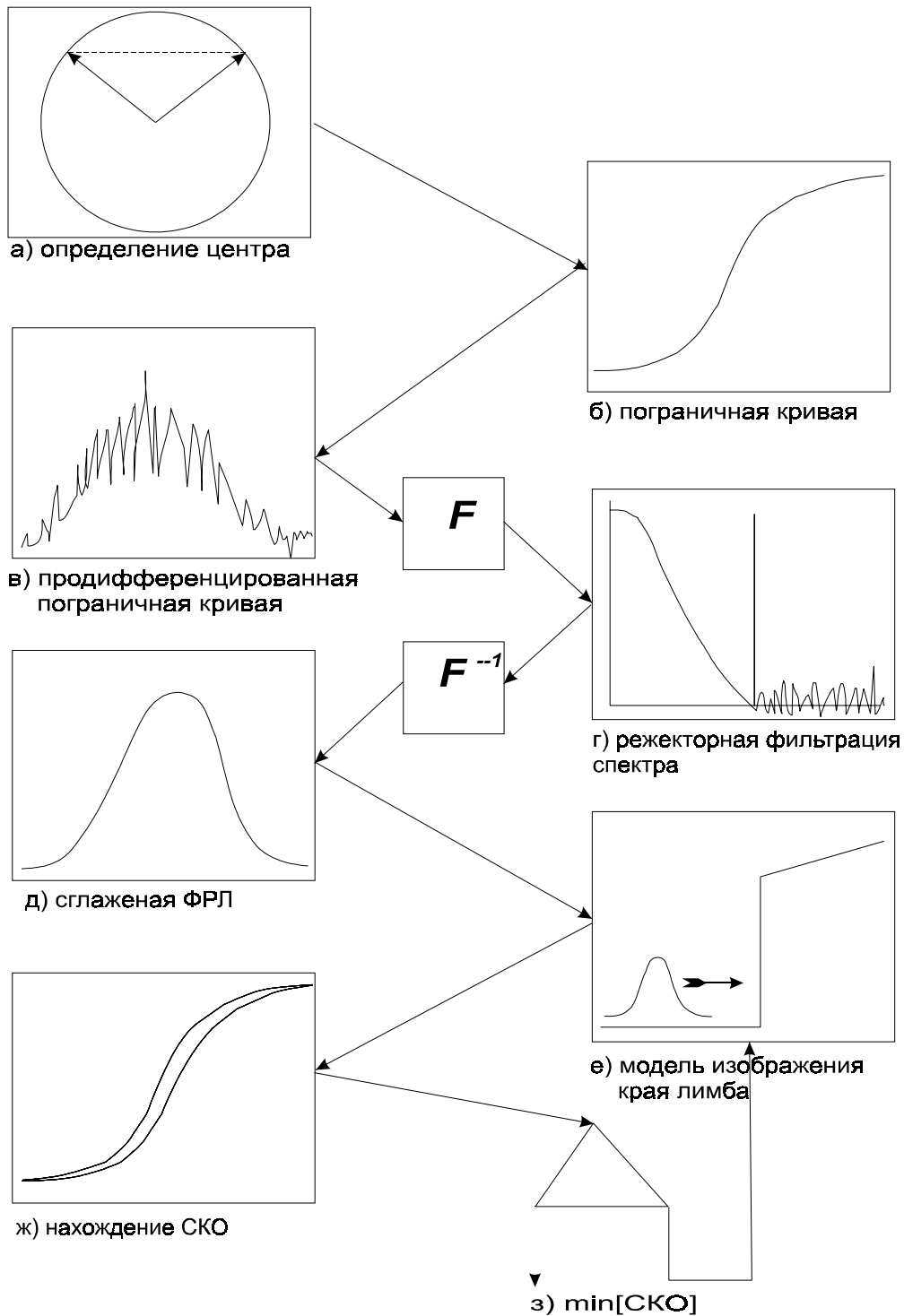
где  $\Delta$  шаг дискретизации, а  $k$  – количество отсчётов. Соседняя по строке, по которой проходит граница, первая ячейка даст сигнал  $1/2 - \delta$ , где  $\delta$  – некоторая малая величина, и будет соответствовать расстоянию

$$r_2 = \Delta \cdot \sqrt{k^2 + 1},$$

а расстояние от центра диска до  $j$ -ой по строке ячейки

$$r_j = \Delta \cdot \sqrt{k^2 + j^2}.$$

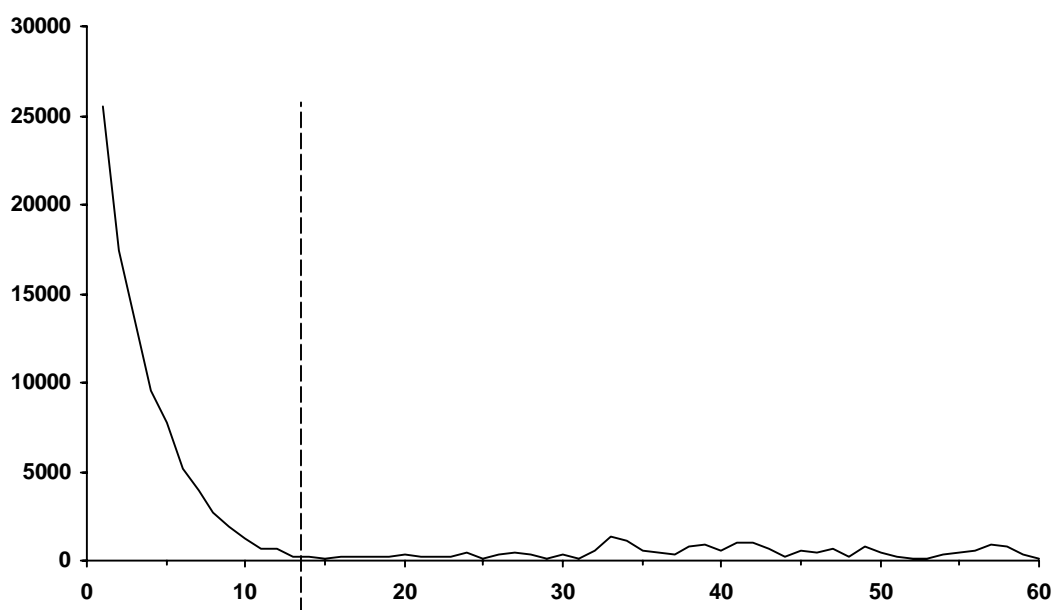
Очевидно, что с удалением ячеек по строке от точки, лежащей над центром диска, будет расти расстояние от них до центра диска и, одновременно, будет уменьшаться площадь перекрытия очередной ячейки краем диска, пока граница не перейдёт на следующий ряд. На следующем ряду поначалу ячейки будут перекрыты почти полностью, затем, при дальнейшем смещении по строке, всё меньше и меньше. Процесс снятия отсчётов с дискретов, через которые проходит край диска, можно уподобить сканированию линейки дискретов краем полуплоскости с неравномерным шагом, существенно меньшим шага этой линейки. Разместив отсчёты от дискретов, через которые проходит край изображения, в соответствии с их расстояниями от центра, мы получим, с точностью до кривизны контура на шаге дискретизации, свёртку края полуплоскости с ячейкой дискретизации, усреднённой по разным ориентациям с неравномерным шагом, существенно меньшим шага дискретизации. Если же перейти к реальному наземному изображению Солнца, наложенному на решётку ПЗС-матрицы, то оно будет размыто оптической системой и атмосферой и, поступая вышеописанным образом, мы получим пограничную кривую (ПК) системы построения и регистрации изображения, усреднённую по ориентациям и точкам поля изображения. Дифференцирование ПК даёт функцию рассеяния линии (ФРЛ). Следует отметить, что полученная таким образом ПК привязана по расстояниям к центру диска, так что определив координату максимума кривизны ПК (максимума ФРЛ), мы получим радиус изображения диска, усреднённый в пределах рассматриваемого участка лимба.



**Рис. 1.** Блок-схема метода автоматизированного определения радиуса цифрового изображения солнечного диска на различных гелиоширотах.

Процесс определения радиуса изображения Солнца можно разделить на 7 этапов (см. рис. 1). В качестве первого шага определяется предварительный центр изображения солнечного диска, как центр тяжести сечения края лимба по некоторому уровню яркости. На этом же этапе производится предварительная оценка радиуса. Для этого на одной из

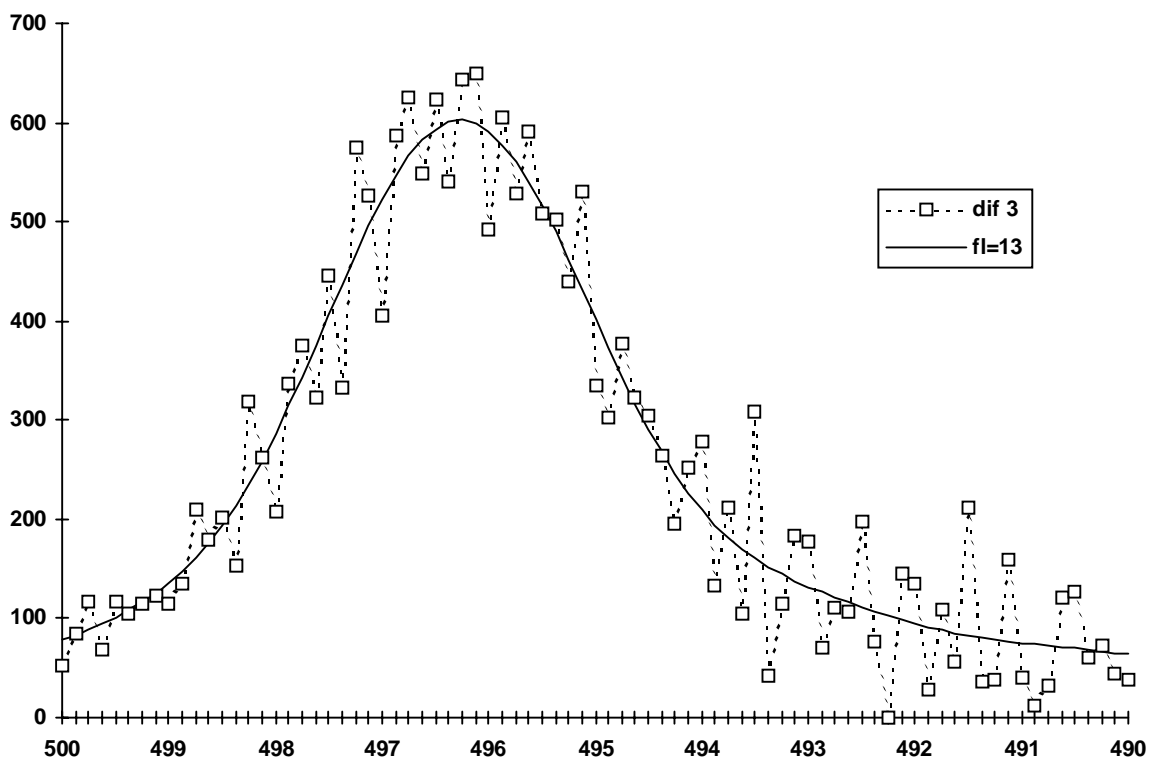
центральных строк изображения – всё равно какой – определялись координаты максимумов градиента на краю изображения справа и слева. Далее, зная предварительное положение центра изображения Солнца, две грубые оценки радиуса получались просто, как гипотенузы соответствующих треугольников и усреднялись (см. блок *a* рис. 1). На втором этапе выбирается направление по лимбу Солнца (гелиошироты) и производится усреднение сигнала в пределах фиксированного сегмента ( $45^\circ$ ) вдоль солнечного лимба с целью получения ПК и ФРЛ (блок *б* рис. 1). ПК формируется путём усреднения значений сигнала (яркости изображения) в пределах задаваемого шага по расстоянию от центра изображения солнечного диска в пределах выбранного сегмента с заданным направлением в центре. ПК определяется на интервале  $\pm 10$  дискретов от предварительного положения края лимба. Детальность, с которой нам удастся прописать ПК и ФРЛ определяется объёмом исходной информации, т.е. величиной выбранного угла сегмента, в пределах которого производится усреднение. Проверка метода на реальных изображениях Солнца размером  $1024 \times 1024$  дискретов для  $45$ -градусных сегментов достигнут шаг  $1/50$  дискрета, что соответствует в среднем примерно 8 точкам исходного изображения на 1 точку пограничной кривой. Далее метод терял устойчивость.



**Рис. 2.** Спектр Фурье продифференцированной пограничной кривой. Пунктиром обозначена частота среза режекторного фильтра.

На третьем этапе (блок *в* рис. 1) производится дифференцирование ПК и получается ФРЛ, однако, она сильно зашумлена и для дальнейшего её использования необходимо сглаживание полученной кривой. Сглаживание ФРЛ, соответствующее четвёртому этапу (блок *г* рис. 1), осуществляется путём пространственно-частотной фильтрации.

Этот метод оказался предпочтительнее, нежели общепринятая свёртка с усредняющим окном, поскольку в данном случае в спектральной области сигнал и шум оказались легко разделимыми. При этом вся полезная информация в спектре сосредоточена на промежутке до 15-ого отсчёта, а спектральные составляющие, лежащие на более высоких пространственных частотах являются чисто шумовыми (см. рис. 2). Соответственно, применяется режекторная фильтрация, то есть обнуляется часть спектра выше 15-ого отсчёта и производится обратное преобразование Фурье, что соответствует пятому этапу (блок  $\delta$  рис. 1). Результат подобного сглаживания, наложенный на исходную зашумлённую кривую приводится на рис. 3. Причём частота среза (начала обнуления) режекторного фильтра определяется автоматически по положению первого минимума спектральной кривой.



**Рис. 3.** Результат режекторной фильтрации – сплошная линия, наложенный на исходную зашумлённую кривую.

Следует отметить, что низкочастотную часть кривой на рис. 2 можно рассматривать как оценку функции передачи модуляции системы построения изображения, реализованную в момент его регистрации. Положение максимума кривой на рис. 3 соответствует достаточно точной оценке радиуса изображения Солнца. Однако эта оценка будет соответствовать среднему по 45-градусному диапазону гелиоширот. На основе ранее полученной по сглаженной ФРЛ оценки радиуса изображения Солнца строится упрощённая модель края солнечного диска



и, сворачивая её со сглаженной ФРЛ, получаем теоретическую модель изображения края солнечного диска (шестой этап, блок *e* рис. 1). На седьмом, заключительном этапе вычисляется среднеквадратическое отклонение между теоретической кривой и полученными в заданном угле сегмента значениями. Варьируя значение радиуса в данной модели, находим окончательную оценку искомого значения радиуса изображения солнечного диска по минимуму среднеквадратического отклонения (блоки *ж* и *з* рис. 1).

**Таблица 1.**

Оценки радиуса изображения Солнца (в дискретах) по 90° сегментам.

ориентация	$R_1$	$R_2$	$R_1 - R_2$	$R_{1cp}$	$R_{2cp}$
0°	496.06	496.12	-0.06	496.05	496.11
180°	496.04	496.10	-0.06		
90°	496.38	496.44	-0.06	496.37	496.43
270°	496.36	496.42	-0.06		
$R_{гор} - R_{верт}$				0.32	0.32
среднее по диску	496.21	496.27	-0.06		

Метод был опробован на двух наземных цифровых изображениях Солнца, которые были получены с интервалом около одной минуты. Полученная средняя оценка радиуса по всему лимбу:  $R_1=496.20$  дискрета и  $R_2=496.25$  дискретов. В таблицах 1 и 2 приведены полученные оценки усредненного в пределах 90° и 45° радиуса для четырёх направлений соответственно. Ориентация сегментов отсчитывается сверху по часовой стрелке и соответствует центру сегмента. Кроме того приведены средние значения радиуса по всему диску, по диагоналям, вертикали и горизонтали, а также их разности.

Таким образом нами разработан предварительный вариант метода автоматизированного определения усредненного радиуса по всему цифровому изображению Солнца и по его сегментам на различных гелиоширотах. При этом под краем изображения солнечного диска понималось местоположение максимума градиента сечения радиального распределения яркости полученной для соответствующего участка края солнечного диска. На основе разработанного метода создан программный продукт и произведено его тестирование на двух реальных наземных цифровых изображениях Солнца. Точность метода сильно зависит от объёма усредняемых данных. Нами планировалось оценить точность

метода по разнице между полученными радиусами первого и второго изображений, поскольку они были получены с разницей по времени около одной минуты, однако для второго изображения оценки радиуса получались устойчиво на  $\approx 0.06$  дискрета больше. Эти данные были дополнительно проверены и подтверждены корреляционными методами. В ходе проверки исследовалась взаимная корреляция участков лимба этих двух изображений и сопоставлялись положение максимумов корреляции для противоположащих участков. Измеренная нами таким образом общая разность в радиусах первого и второго изображений Солнца ( $\Delta R_{1,2} \approx 0.06$  дискрета), полученных практически одновременно в обычных наземных условиях, может быть объяснена как неточностью нашего метода, так и нестабильностью земной атмосферы (например, флуктуациями фокусного расстояния оптической системы, флуктуацией углов прихода световых лучей и др.).

**Таблица 2.**

Оценки радиуса изображения Солнца (в дискретах) по  $45^\circ$  сегментам.

ориентация	$R_1$	$R_2$	$R_1 - R_2$	$R_{1cp}$	$R_{2cp}$
$0^\circ$	495.96	496.09	-0.13	495.93	496.07
$180^\circ$	495.90	496.05	-0.15		
$45^\circ$	496.44	496.51	-0.07	496.44	496.52
$225^\circ$	496.44	496.53	-0.09		
$90^\circ$	496.38	496.47	-0.09	496.42	496.45
$270^\circ$	496.46	496.43	0.03		
$135^\circ$	496.10	496.05	0.05	496.06	496.06
$315^\circ$	496.02	496.07	-0.05		
$R_{гор} - R_{верт}$				0.51	0.38
$R_{diag.45^\circ} - R_{diag.135^\circ}$				0.36	0.46
среднее по диску	496.21	496.28	-0.06		

Не имея возможности оценить влияние нестабильности земной атмосферы на полученную нами разность радиусов первого и второго изображений Солнца, мы в данной работе вынуждены отнести её (разность) только за счёт погрешности метода. В таком случае полученная нами разность ( $\Delta R_{1,2} \approx 0.06$  дискрета) в определении радиуса двух

последовательных изображений Солнца является возможной предельной границей погрешности разработанного метода, хотя реально она, по-видимому, выше.

Работа по дальнейшему повышению точности метода продолжается.

Данная работа выполнена при поддержке Научной программы Санкт-Петербургского Научного центра РАН на 2002 год и Государственной научно-технической программы России “Астрономия”.

#### Литература

1. *Абдусаматов Х.И., Шумахер А.В., Стрелецкий Ю.С.* // JENAM-2000. Труды присоединённого Симпозиума «Спектрофотометрические и фотометрические каталоги. Звёзды-стандарты и аналоги Солнца». Санкт-Петербург, 2000, с.155.
2. *Абдусаматов Х.И., Будин В.П., Славнов С.Г.* // Труды Международной конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», Санкт-Петербург, 2001, с. 9.
3. *Ulrich R.K., Bertello L.* // Nature, 1995, **377**, 214.
4. *Toulmonde M.* // Astron Astrophys., 1997, **325**, 1174.
5. *Noël F.* // Astron Astrophys., 1997, **325**, 825.
6. *Basu D.* // Solar Phys., 1998, **183**, 291.
7. *Свешников М.Л.* // Сообщения ИПА РАН, 2001, №140, -39 с.
8. *Свешников М.Л.* // Письма в АЖ, 2002, **28**, 132.
9. *Laclare F., Delmas C., Coin J.P., Irban A.* // Solar Phys., 1996, **166**, 211.
10. *Sofia S., Heaps W., Twigg L.W.* // Astrophys. J., 1994, **427**, 1048.
11. *Paterno L., Sofia S., Di Mauro M.P.* // Astron Astrophys., 1996, **314**, 940.
12. *Абдусаматов Х.И.* // Патент РФ на изобретение № 2158946. Бюллетень изобретений, 2000, № 31, с. 383.



## **О ВАРИАЦИЯХ РАДИУСА И СВЕТИМОСТИ СОЛНЦА**

**Абдусаматов Х.И.**

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
*abduss@gao.spb.ru*

*Изучение данных о вариациях радиуса, интегральной светимости, и активности Солнца показывает, что они как в течение 11-летнего цикла, так и в течение векового цикла Глайсберга и длительных минимумов и максимумов активности имеют взаимосвязанный и скоординированный идентичный ход изменения как по фазе, так и по амплитуде. 11-летняя цикличность вариации солнечной светимости является результатом соответствующей вариации, главным образом, радиуса. Получено соотношение между относительными вариациями интегральной светимости ( $\Delta S$ ) и радиуса ( $\Delta R_{\odot}$ )  $\Delta S/S = 2\Delta R_{\odot}/R_{\odot}$ . Колебание  $\Delta R_{\odot} < 0.5''$  обеспечит вариацию  $\Delta S/S = 10^{-3}$  светимости Солнца в течение цикла, а колебание  $\Delta R_{\odot} < 1.2''$  – дефицит светимости  $\Delta S/S = 2.4 \cdot 10^{-3}$  во время маундеровского минимума. Вариация углового радиуса Солнца с амплитудой на уровне  $0.5''$  в течение 11-летнего цикла отсутствует. Предлагается, что циклические изменения активности и радиуса-светимости скоординированы соответствующей реорганизацией всего Солнца, обусловленной вариацией температуры ядра с аналогичными квазипериодом. Точное значение радиуса может являться фундаментальным параметром, индикатором и одним из индексов как активности, так и интегральной светимости.*

Проведенные с 1978 г. несколькими космическими аппаратами практически непрерывные измерения потока интегральной радиации Солнца [1,2] позволяют уверенно утверждать, что ход колебания величины солнечной «постоянной» с амплитудой в  $1.3 \text{ Вт/м}^2$  или  $0.1\%$  в течение цикла аналогичен колебанию уровня активности. Фаза колебаний 11-летнего цикла соответствует максимуму величины солнечной «постоянной» в период максимума активности. При этом кратковременные вариации солнечной «постоянной» с характерным временем в несколько суток и амплитудой от  $+0.1\%$  до  $-0.2\%$ , обусловлены прохождением по солнечному диску факельных полей и пятен. Пятна и факелы в целом не влияют на общий ход вариации солнечной «постоянной» в течение всего цикла, т.е. повышение солнечной светимости от минимума к максимуму активности происходит без заметного вклада роста площади факельных полей [3]. Следует отметить, что Эдди еще в 1976 г. [4] установил наличие хорошей корреляции между четко установленными периодами значительных вариаций уровня солнечной активности и соответствующими существенными изменениями в мировом климате как по фазе, так и по амплитуде в течение всего прошлого тысячелетия.

Например, во время маундеровского минимума активности Солнце имело меньший радиус и по оценке Лин и др. [5,6] меньшую интегральную радиацию  $S$  ( $\Delta S=3.26 \text{ Вт/м}^2$  или  $\Delta S/S=2.4 \cdot 10^{-3}$ ), в результате чего наблюдался малый ледниковый период, а в XII веке, когда наблюдался гигантский всплеск уровня активности, отмечался теплый период [4,7], т.е. Солнце имело больший радиус. Совокупный анализ всех этих данных позволяют нам заключить, что ходы изменения уровня активности и интегральной светимости Солнца как в течение 11-летнего цикла, так и в течение векового цикла Глайсберга – усредненного уровня 11-летней активности и длительных минимумов и максимумов активности происходят в целом скоординировано как по фазе, так и по амплитуде [8,9].

Последние наблюдения, проведенные как с помощью солнечной астролябии, так и с помощью солнечного магнитографа показывают, что вариация радиуса Солнца с амплитудой  $\Delta R_{\odot}=0.8''$  в 11-летнем цикле имеет идентичный ход с вариацией уровня активности [10,11], хотя и имеется противоположный результат, полученный ранее Лаклар и др. [12]. Кроме того, в результате сопоставления 30-ти серий измерений радиуса Солнца с 1660 по 1995 гг. с соответствующими вариациями уровня активности установлено, что больший радиус связан с высоким уровнем активности, меньший радиус – с низким уровнем активности [13]. Результаты Свешникова [14,15], полученные на основе анализа наблюдения прохождений Меркурия по диску Солнца на интервале 1631-1973 гг., содержащем порядка 30 циклов солнечной активности, окончательно подтвердили реальность наличия тесной связи между изменением уровня активности в цикле и ходом вариаций радиуса как по фазе, так и по амплитуде. В 11-летних циклах с повышенным уровнем активности в целом наблюдается соответствующий больший радиус, а в циклах с пониженным уровнем активности – меньший радиус (см. рис.1 [15]). Свешниковым также обнаружено присутствие 80-летнего цикла в вариациях радиуса Солнца с амплитудой около  $0.24''$ . Предварительный анализ этих результатов, проведенной нами, показывает, что ход 80-летней вариации радиуса в целом достаточно хорошо отражает ход уровня глайсберговского цикла [8]. К сожалению, гелиосейсмологические оценки солнечного радиуса, получаемые из исследования f-мод, подвержены значительному влиянию неточности существующих модельных параметров поверхностных и субповерхностных уровней [16] и, кроме того, не учитывают реальные изменения физических параметров этих уровней со временем, с изменениями диаметра, интегральной светимости и фазы цикла активности.

Таким образом, на основе изучения совокупности существующих экспериментальных данных можно сделать заключение, что Солнце в фазе

максимума 11- и 80-летних циклов и длительных максимумов активности имеет соответствующий больший радиус и, следовательно, бóльшую светимость, а в фазе минимума этих циклов и длительных минимумов активности наблюдается обратная картина, т.е. на любых интервалах наблюдений в целом выполняется важнейшая закономерность: долговременные вариации радиуса, активности и светимости Солнца имеют взаимосвязанный и скоординированный идентичный ход изменения как по фазе, так и по амплитуде. Кроме того, с изменением уровня активности 11-летнего цикла наблюдается еще не достаточно уверенные его корреляции с ходом вариаций сплюснутости диска и потока солнечных нейтрино [12,17-20]. Итак, скоррелированные долговременные вариации активности, радиуса и светимости, требующие огромных энергетических ресурсов, на наш взгляд, являются следствием одних и тех же процессов, происходящих в глубоких недрах Солнца, и скоординированы глобальной вариацией всего Солнца, обусловленной соответствующей осцилляцией температуры ядра [8,9].

Известно, что интегральная светимость звезды пропорциональна площади излучающей поверхности и четвертой степени температуры последней  $S \sim R^2 \cdot T_{эф}^4$ . При изменении температуры нарушится действующее гидростатическое равновесие. В результате чего происходит соответствующее изменение радиуса, что ведет к возврату температуры практически на прежний уровень. Поэтому наблюдаемая в течение цикла плавная вариация светимости Солнца практически является результатом соответствующего изменения радиуса при сохранении эффективной температуры фотосферы практически неизменной. Исходя из этого впервые получено, что соотношение между относительными вариациями этих параметров:  $(S+\Delta S)/S=(R_{\odot}+\Delta R_{\odot})^2/R_{\odot}^2$  или  $\Delta S/S=2\Delta R_{\odot}/R_{\odot}$ , т.к.  $\Delta R_{\odot} \ll R_{\odot}$  [8,9]. Поэтому амплитуда 11-летней вариации радиуса Солнца должна быть в пределах  $\Delta R_{\odot} < 0.5''$ , что ненамного отличается от результатов ее измерений в течение последних 15 лет – в пределах  $0.1''-0.8''$  [10,21]. А для периода минимума Маундера ( $\Delta S = 3.26 \text{ Вт/м}^2$ ) –  $\Delta R_{\odot} < 1.2''$ , что также вполне приемлема. Следует особо отметить, что вариация углового радиуса Солнца с амплитудой на уровне  $0.5''$  в течение 11-летнего цикла отсутствует.

Таким образом, 11- и 80-летние цикличности в изменении радиуса Солнца определяют наблюдаемые с идентичными периодами вариации интегральной светимости, что справедливо и для периода маундеровского минимума. При этом долговременная глобальная вариация всего Солнца, обусловленная соответствующим изменением температуры ядра, может являться одним из основных механизмов, ведущих к генерации соответствующей цикличности, а точное значение радиуса – фундаментальным параметром и одним из индексов – индикатором как

активности, так и светимости. Все эти важнейшие вопросы требуют тщательного исследования и непрерывного высокоточного контроля хода изменения формы и радиуса Солнца с борта космического аппарата специальным инструментом Солнечным лимбографом [22] на достаточно большом интервале времени. Космический мониторинг точных значений радиуса, усредненного по всему изображению Солнца, в частности, уже в течение первых недель наблюдения окончательно решит вопрос о достоверности 160-минутных осцилляций радиуса, открытых крымскими астрофизиками на основе дифференциальных измерений разности лучевых скоростей между центральной и периферийной зонами солнечного диска [23,24]. Наземные наблюдения и исследования 160-минутных радиальных осцилляций практически непрерывно продолжаются уже в течение более 27 лет, и их наличие подтверждены другими исследователями, в том числе и при наблюдениях с южного полюса [25,26], но, однако до сих пор существуют много скептиков в этом вопросе (напр. [27]).

Долговременный мониторинг точных значений солнечного радиуса и изучение компоненты его вековой вариации, в конечном итоге, могли бы помочь также и изучению изменения глобального климата Земли, и предсказанию наступления в будущем очередного глубокого минимума как активности, так и интегральной светимости, наподобие минимума Маундера. Кроме того, вариации таких основных параметров Солнца, как форма, радиус и светимость являются хорошей основой для диагностики параметров его внутреннего строения вследствие того, что они представляют собой главные показатели структурных изменений всех внутренних слоев, вплоть до ядра, проявляющихся в поверхностных слоях, и являются одним из основных компонент солнечной переменности. Поэтому одним из наилучших способов зондирования структуры и изучения динамики внутренних слоев Солнца являются точные измерения крайне малых вариаций его формы, радиуса и сплюснутости в течение достаточно длительного времени, охватывающего более половины периода солнечного цикла, и на их основе определения свойств их кратковременных и долговременных осцилляций.

Таким образом, плавное колебание температуры ядра в течение цикла может привести к соответствующей вариации радиуса фотосферы и, следовательно, к изменению солнечной «постоянной» пропорционально доли изменения радиуса. Хотя влияние 11-летней вариации светимости–радиуса Солнца на глобальное изменение климата значительно сглаживается благодаря термической инерции Земли, но последовательный рост или понижение усредненного уровня 11-летней светимости Солнца в течение нескольких циклов, обусловленное соответствующим изменением радиуса фотосферы, ведет к непременно плавному изменению глобального климата Земли [8]. Поэтому наблюдаемое долговременное глобальное потепление климата [28], на наш



потепление климата [28], на наш взгляд, нельзя объяснить и рассматривать без учета существенного вклада компоненты вековой вариации роста радиуса диаметра Солнца, пропорциональной росту аналогичной вековой компоненты его усредненной 11-летней активности. Итак, диаметр, активность и светимость Солнца являются наиболее важными фундаментальными параметрами, и понимание природы их скоординированных вариаций может объяснить и предсказать многие важнейшие явления и процессы, происходящие как на Солнце, так и на Земле.

Данная работа выполнена при поддержке Научной программы Санкт-Петербургского Научного центра РАН на 2002 год и Государственной научно-технической программы России “Астрономия”.

### Литература

1. *White O.R.* // The Solar Cycle and Terrestrial Climate, Tenerife, Spain, 2000, p. 27.
2. *Fröhlich C.* // Space Science Reviews, 2000, v. 94, p. 15.
3. *Fligge M., Solanki S.K., Meunier N., Unruh Y.C.* // The Solar Cycle and Terrestrial Climate, Tenerife, Spain, 2000, p. 117.
4. *Eddy J.A.* // Science, 1976, v. 192, p. 1189.
5. *Lean J.L.* // Space Science Reviews, 2000, v. 94, p. 39.
6. *Lean J.L., Beer J., Bradley R.S.* // Geophys. Res. Lett., 1998, v. 22, 3195.
7. *Григорьев Ал.А., Кондратьев К.Я.* // Экодинамика и геополитика. Том 2. Экологические катастрофы. – Санкт-Петербург, 2001. – 687с.
8. *Абдусаматов Х.И.* // Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца, тезисы докладов Международной конференции, Санкт-Петербург, 2002, с. 13.
9. *Абдусаматов Х.И.* // Проблемы развития и использования микротехнологий в авиации и космонавтике, сборник тезисов конференции, Санкт-Петербург, с. 10.
10. *Noël F.* // Astron. Astrophys., 2001, v. 374, p. 697.
11. *Ulrich R.K., Bertello L.* // Nature, 1995, v. 377, p. 214.
12. *Laclare F., Delmas C., Coin J.P., Irban A.* // Solar Phys., 1996, v. 166, p. 211.

13. *Basu D.* // *Solar Phys.*, 1998, v. 183, p. 291.
14. *Свешников М.Л.* // *Сообщения ИПА РАН*, 2001, № 140, -39 с.
15. *Свешников М.Л.* // *Письма в АЖ*, 2002, т. 28, с. 132.
16. *Tripathy S.C., Antia H.M.* // *Solar Phys.*, 1999, v.186, p. 1.
17. *Sofia S., Heaps W., Twigg L.W.* // *Astrophys. J.*, 1994, v. 427, p. 1048/
18. *Basu D.* // *Solar Phys.*, 1999, v. 184, p. 153.
19. *Snodgrass H.B., Oakley D.S.* // *Phys. Rev. Lett.*, 1999, v. 83, p. 1894.
20. *Wilson R.M.* // *Astrophys. J.*, 2000, v. 545, p. 532.
21. *Rozelot J.P.* // *Solar Phys.*, 1998, v. 177, p. 321.
22. *Абдусаматов Х.И.* // Патент РФ на изобретение № 2158946. Бюллетень изобретений, 2000, № 31, с. 383.
23. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.* // *Nature*, 1976, v. 259, p. 87.
24. *Kotov V.A.* // *Solar Phys.* 1985, v. 100, p. 101.
25. *Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.* // *Nature*, 1976, v. 259, p. 92.
26. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M.* // *Nature*, 1980, v. 288, p. 541/
27. *Yerle R.* // *Astron. Astrophys.*, 1986, v. 161, p. L5.
28. *Reid G.C.* // *Space Science Reviews*, 2000, v. 94, p. 1.

## **МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СПОКОЙНОГО ПРОТУБЕРАНЦА 11 АВГУСТА 1999 г.**

**Алексеева И.В., Ким И.С., Селезнев Д.А.**  
*ГАИШ МГУ, alexeeva@sai.msu.ru, kim@sai.msu.ru*

Приведены оценки магнитного поля в спокойном H $\alpha$ -протуберанце, полученные из анализа измерений степени поляризации во время полного солнечного затмения 11 августа 1999 г. Отождествление выполнено по круглым и синоптическим картам ГАС ГАО РАН. Сравнительный анализ с расчетными значениями степени поляризации при отсутствии магнитного поля с последующим использованием номограмм Landi Degl'Innocenti et al. [1] приводят к значениям магнитных полей от 0,5 до 11,0 Гс.

## **MAGNETIC FIELD OF AUGUST 11, 1999 QUIESCENT PROMINENCE**

**Alexeeva I.V., Kim I.S., Seleznev D.A.**  
*Sternberg Institute of Moscow University*  
*alexeeva@sai.msu.ru, kim@sai.msu.ru*

Magnetic field strengths in a quiescent prominence of August 11, 1999 estimated from linear polarization degree measurements during totality are presented. 2D distributions of polarization degree ("polarization images") are compared with round maps and synoptic charts made by Kislovodsk station of Pulkovo observatory to identify the type of prominences. Comparative analysis of observed polarization degree with the theoretical dependence of polarization degree on height followed by nomogrammes by Landi Degl'Innocenti et al. [1] resulted in magnetic field strength of 0.5-11.0 G.

### **1. Введение**

Магнитное поле является основным параметром, определяющим структуру протуберанцев. Однако, до настоящего времени магнитографические исследования протуберанцев, основанные на анализе эффектов Зеемана и Ханле, немногочисленны. Основными проблемами в таких наблюдениях являются яркость неба и инструментальная поляризация [2]. Наблюдения во время полных солнечных затмений позволяют существенно улучшить отношение «сигнал/шум» и провести высокоточные поляризационные исследования внутренней короны:

- яркость «затменного» неба составляет  $(10^{-8} - 10^{-9}) B_{\odot}$ , где  $B_{\odot}$  - яркость солнечного диска, что на 2-4 порядка ниже яркости неба на высокогорных корональных обсерваториях;
- применение коронографического метода Лио [3] снижает инструментальный фон, обусловленный дифракцией света внутренней короны на входной апертуре телескопа, на 2 порядка.

## 2. Наблюдения

Во время полного солнечного затмения 11 августа 1999 г. в Болгарии (г. Шабла) проводились поляризационные исследования солнечной атмосферы. Использовался портативный экспедиционный коронограф-поляриметр ( $D_1 = 60$  мм,  $F_1 = 339$  мм) [4]. Для устранения влияния неоднородности поляроида [5], постоянно вращающийся поляроид помещался вблизи плоскости диафрагмы Лио. Изображение короны фиксировалось на спектрально-нейтральной негативной аэрофотоэмульсии ПИОН-500 [6] с помощью профессиональной кинокамеры «КОНВАС». Вращение поляроида было синхронизовано с работой кинокамеры, и одному обороту поляроида соответствовали 24 кадра киноплёнки. Частота съёмки составляла 5 кадров в секунду, что соответствует времени экспозиции 0,1 с. Для относительной калибровки 9-ступенчатый кварцевый ослабитель, освещаемый светом неба, фотографировался через оранжевый светофильтр ОС-14 и комбинацию нейтральных светофильтров. Для выполнения абсолютной калибровки за 30 мин до середины полной фазы в рабочем режиме выполнялись две 10-секундные серии киносъёмки серпа Солнца через комбинации нейтральных светофильтров НС11+НС10 (пропускание  $\approx 3 \times 10^{-9}$ ) и НС11+НС9 (пропускание  $\approx 2 \times 10^{-8}$ ).

## 3. Обработка

Оцифровка затменных и калибровочных киноматериалов производилась на микроденситометре Perkin-Elmer 1010 GM Корейской астрономической обсерватории. Размер щели составлял  $0,01 \times 0,01$  мм<sup>2</sup>, что соответствует  $6,7'' \times 6,7''$ . Для обработки была использована одна серия из 24 последовательных кадров, полученных в середине полной фазы, соответствующих полному обороту поляроида, при этом все кадры обрабатывались совместно для подавления инструментального вклада. Обработка выполнялась с использованием специально разработанного алгоритма построения поляризационных изображений на основе Стокс-представления света и программного обеспечения IDL [7]. Точность определения степени поляризации составила 1% [5].

## 4. Учет влияния «белой» короны

В связи с тем, что наблюдения протуберанцев проводились без фильтров, необходимо оценить вклад излучения «белой» короны в поляризационную картину протуберанцев.

Как известно, на цветных снимках «белой» короны во время полных солнечных затмений протуберанцы видны как пурпурные (на слайдах) или зеленые (на негативе) структуры. Цвет создается спектром излучения протуберанцев, состоящего из линий H $\alpha$ , HeI, HeII и др. Как правило, цвет протуберанца на снимке преимущественно определяется доминирующими излучениями в линиях H $\alpha$  и H $\beta$ . Детальное рассмотрение цвета «белой»

короны и протуберанцев по материалам затмения приведено в работе Леруа [8]. При использовании цветных фотопленок происходит фильтрация регистрируемого излучения, связанная с тем, что пленка, как правило, состоит из трех слоев, чувствительных к синей, зеленой и красной областям спектра. В наших наблюдениях мы использовали спектрзональную двухслойную аэрофотопленку ПИОН-500, имеющую 2 светочувствительных слоя – панхроматический (границы сенсibilизации 570-690 нм) и инфрахроматический (границы сенсibilизации 670-800 нм). Обозначим спектральную чувствительность панхроматического слоя  $S_R$ , инфрахроматического слоя –  $S_{IR}$ ,  $B_{\odot}$  - яркость центра солнечного диска,  $B_{wc}$  - яркость «белой» короны,  $B_{H\alpha}$  - яркость протуберанцев в линии H $\alpha$ . Яркость протуберанцев в линии H $\alpha$  составляет  $(10^{-2}-10^{-1}) B_{\odot}$ . Яркость «белой» короны  $B_{wc}$  для расстояний  $R < 1.2R_{\odot}$  составляет приблизительно  $10^{-6} B_{\odot}$ . Контраст  $C$  протуберанцев на фоне короны для данной аэрофотопленки определяется следующим выражением:

$$C = \frac{B_{H\alpha}}{\int_{570nm}^{690nm} B_{wc}(\lambda) S_R d\lambda + \int_{670nm}^{800nm} B_{wc}(\lambda) S_{IR} d\lambda} \approx 6 \div 60$$

Степень поляризации «белой» короны на расстояниях  $R < 1.2R_{\odot}$  не превышает 25%, в то время как яркость протуберанца в 6-60 раз выше яркости короны. Вектор Стокса аддитивен. Отсюда следует, что в нашем случае вклад «белой» короны при измерении степени поляризации протуберанцев не превышает (0.4–4) % для ярких и слабых протуберанцев соответственно.

## 5. Определение высоты протуберанцев

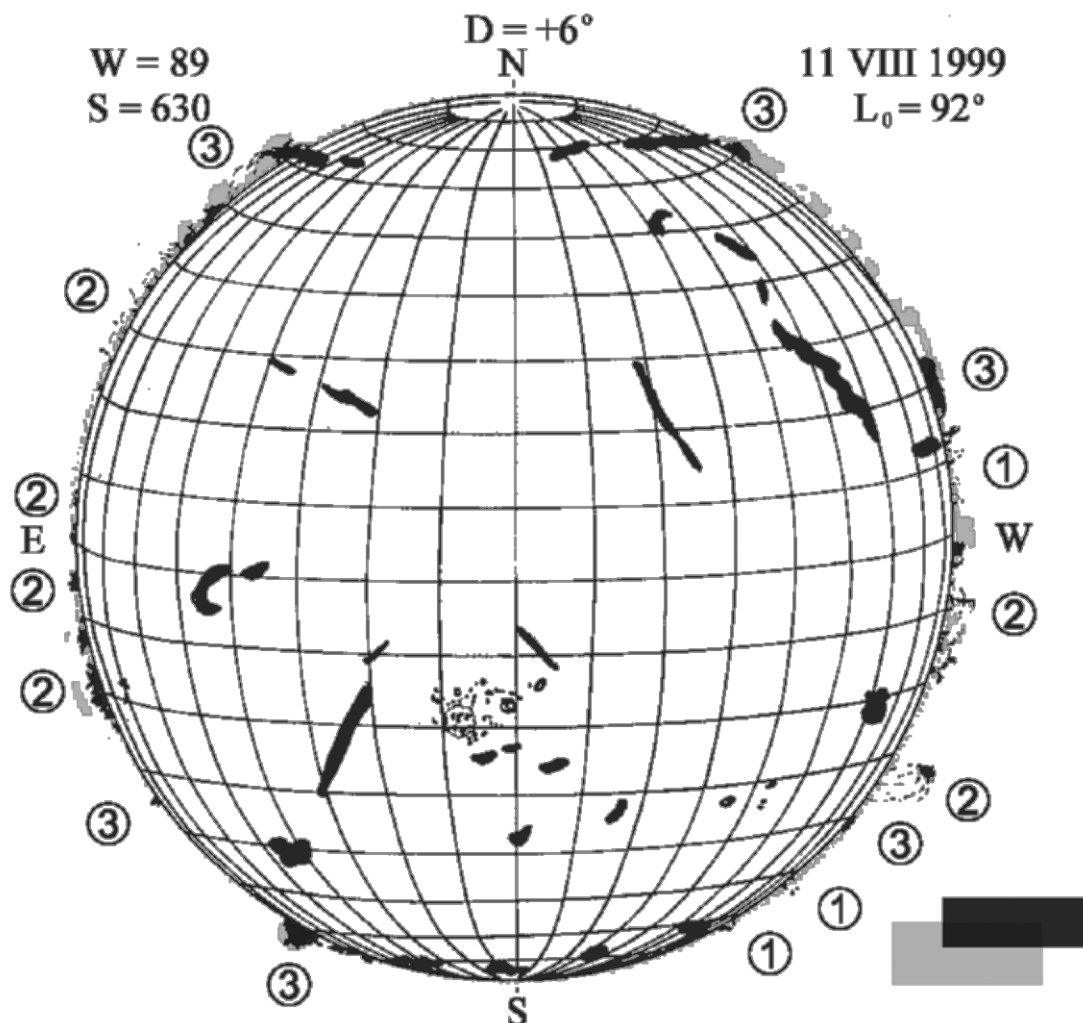
Высоты «точек» в протуберанцах рассчитывались как функция момента наблюдений, позиционных углов второго ( $T_2$ ) и третьего ( $T_3$ ), координат центра диска Луны [9]. Дифракционное угловое разрешение коронографа-поляриметра на оптической оси составляет

$$\Delta\omega'' = 2 \times \frac{\lambda(nm)''}{40 \times D(cm)} = 5,5''$$

Пиксел на оцифрованных данных соответствовал  $7'' \times 7''$ . Фактическая точность определения высоты протуберанца составила  $7''$ .

В итоге, для каждого из протуберанцев мы имеем набор значений:  $h''$  – высота пикселя над лимбом Солнца,  $p$  – степень поляризации в этом пикселе. Средний размер протуберанца составляет  $40'' \div 60''$  в радиальном и  $60'' \div 150''$  в тангенциальном направлении. Таким образом, каждый

протуберанец представлен набором от 30 до 150 пар значений степени поляризации и высоты над солнечным лимбом.



**Рис.1.** Круглая карта ГАС ГАО РАН, серым цветом показаны протуберанцы, наблюдавшиеся во время полного солнечного затмения 11 августа 1999 г.

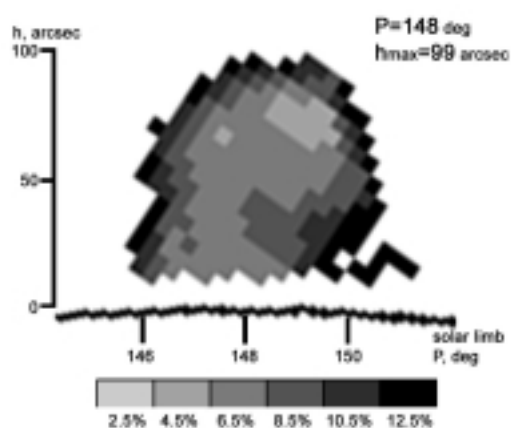
## 6. Отождествление протуберанцев

Отождествление протуберанцев осуществлялась на основе круглых карт обсерватории «Ломницкий пик» (Словакия), H $\alpha$ -фильтрограмм обсерватории Биг Беар (США, <http://www.bbso.njit.edu>) и круглых карт Горной астрономической станции ГАО (г. Кисловодск). Для определения типа протуберанцев использовались как круглые карты, так и синоптические карты активных образований на Солнце по данным ГАС ГАО для Кэррингтоновских оборотов № 1951, 1952, 1953 (<http://gao.spb.ru>). На рис. 1 приведено расположение протуберанцев, наблюдавшихся во время затмения, наложенных на круглую карту ГАС ГАО.

## 7. Оценка величины магнитного поля

Для оценки величины магнитного поля из 12 наблюдавшихся протуберанцев был отобран один, центрированный на позиционном угле

148°. По круглым и синоптическим картам ГАС ГАО РАН он уверенно классифицировался как яркий спокойный протуберанец (вклад «белой» короны при измерении степени поляризации для него не превышал 0.5 %). На рисунке 2 показано распределение степени поляризации в данном протуберанце. Вдоль оси ординат указана высота протуберанца в секундах дуги. Вдоль оси абсцисс указан позиционный угол в градусах. Внизу представлена шкала степени поляризации. Справа вверху приведены позиционный угол центра основания протуберанца и максимально наблюдаемая высота.



**Рис. 2.** Распределение степени поляризации в H $\alpha$ -протуберанце.

На поляризационном изображении были выделены две области – «весь протуберанец» и «внутренняя часть протуберанца», содержащие все пиксели протуберанца и пиксели протуберанца в центральной его части с наибольшей интенсивностью, соответственно. Из дальнейшего анализа исключены данные слабых периферийных областей протуберанцев, соответствующих значениям 10-12 %, в которых вклад белой короны сопоставим с вкладом протуберанца.

### **7.1 Максимальная теоретическая степень поляризации**

В 1929 г. Оман отметил [10], что излучение, наблюдаемое в эмиссионных линиях протуберанцев по лучу зрения, будет линейно поляризовано из-за направленности возбуждающего поля излучения. Для чисто резонансного рассеяния вектор поляризации параллелен лимбу Солнца, а степень поляризации  $p$  растет с высотой. Наличие неперпендикулярного поля приводит к уменьшению степени поляризации и отклонению направления поляризации от тангенциального [11]. Максимальная теоретическая степень поляризации в протуберанце в отсутствие магнитного поля при резонансном рассеянии зависит от его высоты над лимбом. Занстра, учитывая эффект потемнения диска Солнца к краю, вывел соотношения для расчета максимальной теоретической

степени поляризации оптически тонких протуберанцев [12]. На основе этих соотношений была рассчитана максимальная теоретическая степень поляризации для протуберанцев, наблюдаемых в линии  $H\alpha$ .

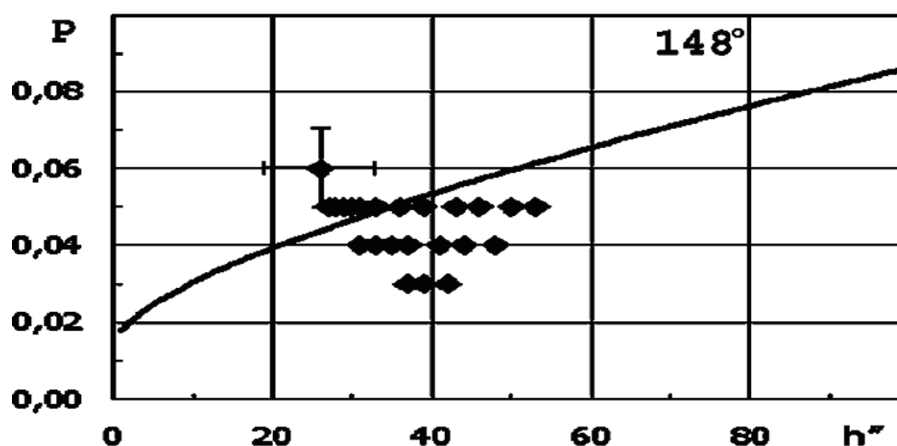


Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации от высоты.

На рис. 3 показана зависимость максимальной теоретической степени поляризации от высоты. По оси ординат указана степень поляризации. По оси абсцисс – высота в секундах дуги. Ромбами представлены измеренные значения степени поляризации для внутренних областей протуберанца. В пределах ошибок измерения «лежат» ниже теоретической кривой. Подобный эффект может создаваться под влиянием таких деполаризующих факторов как эффект Ханле, столкновения частиц, ненулевая оптическая толщина протуберанца.

## 7.2. Источники деполаризации

*Эффект Ханле* состоит в изменении диаграммы направленности и степени поляризации света резонансной частоты, рассеянного атомами, находящимися в слабом внешнем магнитном поле. Характер поляризации рассеянного света существенным образом зависит от величины и направления поля и направления на наблюдателя. В сильных магнитных полях эта зависимость исчезает. Параметры линейной поляризации наиболее чувствительны к горизонтальному магнитному полю (параллельному лимбу в случае наблюдения излучения в эмиссионных линиях протуберанцев).

Поляризационные исследования протуберанцев в линиях  $D_3$  и  $H_\beta$  показали, что излучение протуберанцев в линии  $H_\beta$  деполаризовано в большей степени, чем это следует из рассмотрения только эффекта Ханле и величины магнитного поля, полученной на основании анализа величины деполаризации в линии  $D_3$  [13]. Поскольку эти измерения производились практически одновременно и протуберанцы в  $D_3$  и  $H_\beta$  являются оптически тонкими, было сделано предположение о существенном влиянии на поляризацию излучения эффекта деполаризации за счет *столкновений*



заряженных частиц. Этот эффект различным образом влияет на поляризацию излучения в этих линиях. В линии  $H\alpha$ , как в  $H\beta$ , величина деполяризации за счет столкновений электронов и протонов того же порядка, что и деполяризация за счет эффекта Ханле при наличии слабого магнитного поля.

Как было отмечено в [11], предполагаемый механизм деполяризации за счет эффекта Ханле позволяет оценить величину и ориентацию горизонтального магнитного поля, в случае если протуберанец в исследуемой эмиссионной линии оптически тонок. Резонансное рассеяние в эмиссионной линии рассматривается как процесс переизлучения одного фотона, пришедшего из фотосферы одним атомом, с соответствующим сложением по лучу зрения (параметры Стокса аддитивны). В случае, если *оптическая толщина* протуберанца в изучаемой линии значима, во-первых, теряется информация о центральной части протуберанца, поскольку основная часть регистрируемого излучения приходит с оптической глубины  $\tau=1$ , во-вторых, степень поляризации уменьшается за счет снижения анизотропии подсвечивающего излучения. В зависимости от интенсивности, оптическая толщина протуберанца в линии  $H\alpha$  может достигать  $\tau=5$  для очень ярких протуберанцев. Как показано в [1], степень линейной поляризации в отсутствие магнитного поля снижается с увеличением оптической толщи протуберанца.

### 7.3. Оценка величины магнитного поля

Для протуберанца было вычислено среднее арифметическое значение степени поляризации ( $p_{avg}$ ). Максимальная теоретическая степень поляризации ( $p_{max}$ ) вычислялась на основе соотношений, приведенных в [11]. Степень деполяризации определялась как  $p_{avg}/p_{max}$ . Далее были использованы номограммы расчетов Ланди Дель'Иннокенти ([1]) для степени деполяризации при различной величине магнитного поля для оптически толстых ( $\tau=2$ ) спокойных  $H\alpha$ -протуберанцев. Полученные оценки величины магнитных полей приведены в Таблице 1.

Таблица 1

Позиционный угол, град.	$p_{max}$ , %	$p_{avg}$ , %	$p_{avg}/p_{max}$	Величина магнитного поля В, Гс
148	5,3	4,5±1,0	0,85±0,15	0,5<В<11,0

## 8. Заключение

Вышеизложенное свидетельствует о перспективности внезатменного коронографического мониторинга магнитных полей спокойных протуберанцев при использовании узкополосных фильтров, поляроидов и специального программного обеспечения.

Данная работа выполнялась в рамках грантов № 02-02-17928 РФФИ, № 02-02-06905 РФФИ и Договора 5к/3а с ГАО РАН.

## Список литературы

1. *Landi Degl'Innocenti E., Bommier V., Sahal-Brechot S.* // *Astron. and Astrophys.* 1987. V. 186. P. 335.
2. *Kim I.S.* // *Advances in Solar Research at Eclipses from Ground and from Space* / Eds. J.-P. Zahn and M. Stavinschi. Kluwer Acad. Publ. 2000. P. 67.
3. *Lyot B.* // *C.R. Acad. Sci.* 1930. V. 99. P. 580.
4. *Kim I.S., Alexeeva I.V., Bougaenko O.I. et al.* // *The Last Total Solar Eclipse of the Millenium in Turkey* / Eds Livingston W., Özgüç A. ASP Conf. Ser. 2000. V. 205. P. 51.
5. *Пак Е.Д., Ким И.С., Бугаенко О.И. и др.* // *Астрон. Журн.* 2001. Т. 78. № 9. С. 839.
6. *Алексеева И.В., Бируля Т.А., Бугаенко О.И. и др.* // *Солнце в эпоху смены знака магнитного поля.* ГАО РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, 28 мая – 1 июня 2001 года. 2001. С. 17.
7. *Ким И.С., Бугаенко О.И., Биленко И.А. и др.* // *Изв. ВУЗов Радиофизика.* 1996. Т. 39. № 10. С. 1298.
8. *Leroy J.L.* // *Bulletin de la Societe Astronomique de France.* 1966. V. 80. P. 271.
9. *Селезнев Д.А.* // *Дипломная работа.* МГУ, АО физфак, 2001.
10. *Ohman J.* // *M.N.R.A.S.* 1929. V. 89. P. 479.
11. *Sahal-Bréchet S., Bommier V., Leroy J.L.* // *Astron. and Astrophys.* 1977. V. 59. P. 223.
12. *Zanstra H.* // *M.N.R.A.S.* 1950. V. 110. P. 491.
13. *Bommier V., Leroy J.L., Sahal-Brechot S.* // *Astron. and Astrophys.* 1986. V. 156. P. 79.

## **КВАЗИДВУХЛЕТНИЕ ВАРИАЦИИ В N–S АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Бадалян О.Г.<sup>1</sup>, Обридко В.Н.<sup>1</sup>, Рыбак Я.<sup>2</sup>, Сикора Ю.<sup>2</sup>**

## **QUASI-BIENNIAL OSCILLATIONS IN THE N-S ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY.**

**Badalyan O.G.<sup>1</sup>, Obridko V.N.<sup>1</sup>, Rybák J.<sup>2</sup>, Sýkora J.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,  
142092 Troitsk, Moscow Region, Russia; badalyan@izmiran.troitsk.ru,  
solter@izmiran.troitsk.ru*

<sup>2</sup>*Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences,  
05960 Tatranská Lomnica, Slovak Republic; choc@ta3.sk, sykora@ta3.sk*

### **Abstract**

The N-S asymmetry of solar activity is investigated by using data on coronal green line intensity, number and area of sunspots during 1943-1999 period, and on the full magnetic flux as measured from 1975. We have found that the typical temporal variations of the asymmetry index  $A = (N-S)/(N+S)$  are consonant in all the above-mentioned solar activity characteristics. The highest correlation of the  $A$ -indices are found for the belt of  $10^{\circ}$ – $20^{\circ}$  degrees of solar latitude. The quasi-biennial oscillations (QBO) of the  $A$ -index are studied in details and spectrum-time and wavelet analyses were performed. A remarkable decrease of the QBO amplitude in the middle of last 60-tieth is detected. This decrease coincide in time with the longlasting noticeable increase of  $A$ -index of different solar activity parameters.

### **1. Введение**

Классическая (традиционная) парадигма исследования солнечной активности состояла в том, что Солнце рассматривалось как единое целое, без деления на полушария. Числа Вольфа обычно вычислялись для всего Солнца, измерялся общий поток радиоизлучения, для всего Солнца вычислялись различные другие индексы активности. Теория динамо также обычно развивалась для одного из полушарий и предполагалось, что оба полушария идентичны. Все это позволило выявить основные свойства солнечной цикличности. Обнаружены практически синхронные циклические вариации различных индексов, характеризующих проявление активности на всех уровнях атмосферы Солнца от фотосферы до короны.

Однако постепенно выяснилось, что северное и южное полушария работают не вполне идентично. Это различие в работе двух полушарий

проявляется как северо-южная асимметрия. Изучению асимметрии уже посвящено довольно много работ (см., например, [1,2] и ссылки в них). Так неоднократно отмечалось, что северное полушарие во второй половине XX века долгое время было значительно активнее. Не совпадают активные долготы в северном и южном полушариях, при этом есть намек на их антиподальность [3]. Обридко-Газиев [4] показали, что в асимметрии магнитных полей, восстановленных по  $N\alpha$  данным отчетливо видны квазидвухлетние колебания (КДК)

В [5,6] нами показано, во временном ходе индексов активности двух полушарий наблюдается "расстройка" по фазе и по мощности длительностью от нескольких месяцев до 11.5 лет. Эта несинхронность примерно одинаковым образом проявляется в различных индексах, от фотосферы до короны, как северо-южная асимметрия. Во временном интервале 1943–2000 гг можно отметить долгопериодическую (~40 лет) волну: в первой части интервала доминирует северное полушарие, во второй части – южное. Обнаружена значимая корреляция между индексами асимметрии полного магнитного потока и яркости зеленой корональной линии.

В настоящей работе мы использовали следующие данные.

- 1) Площади солнечных пятен. Данные обсерватории Greenwich по 1997 г, получены через Internet.
- 2) Число солнечных пятен. Подчеркнем, что имеется в виду общее число пятен, а не традиционные числа Вольфа. Это также данные обсерватории Greenwich по 1997 г, полученные через Internet.
- 3) Интенсивность зеленой корональной линии. База данных, основанная на наблюдениях ряда корональных станций, охватывает 1943-1999 гг. Данные отдельных станций сведены в фотометрическую систему станции Пик-дю-Миди [7, 8]. Подробное описание базы данных дано также в [9]. База данных содержит интенсивности зеленой линии на каждый день с шагом  $5^\circ$  по позиционному углу.
- 4) Полный магнитных поток по наблюдениям обсерватории Китт Пик с 1975 г по январь 2001 г. Данные получены через Internet.

Индекс асимметрии определялся стандартным образом как  $A=(N-S)/(N+S)$ , где  $N$  и  $S$  обозначают значения исследуемых величин для северного и южного полушарий соответственно.

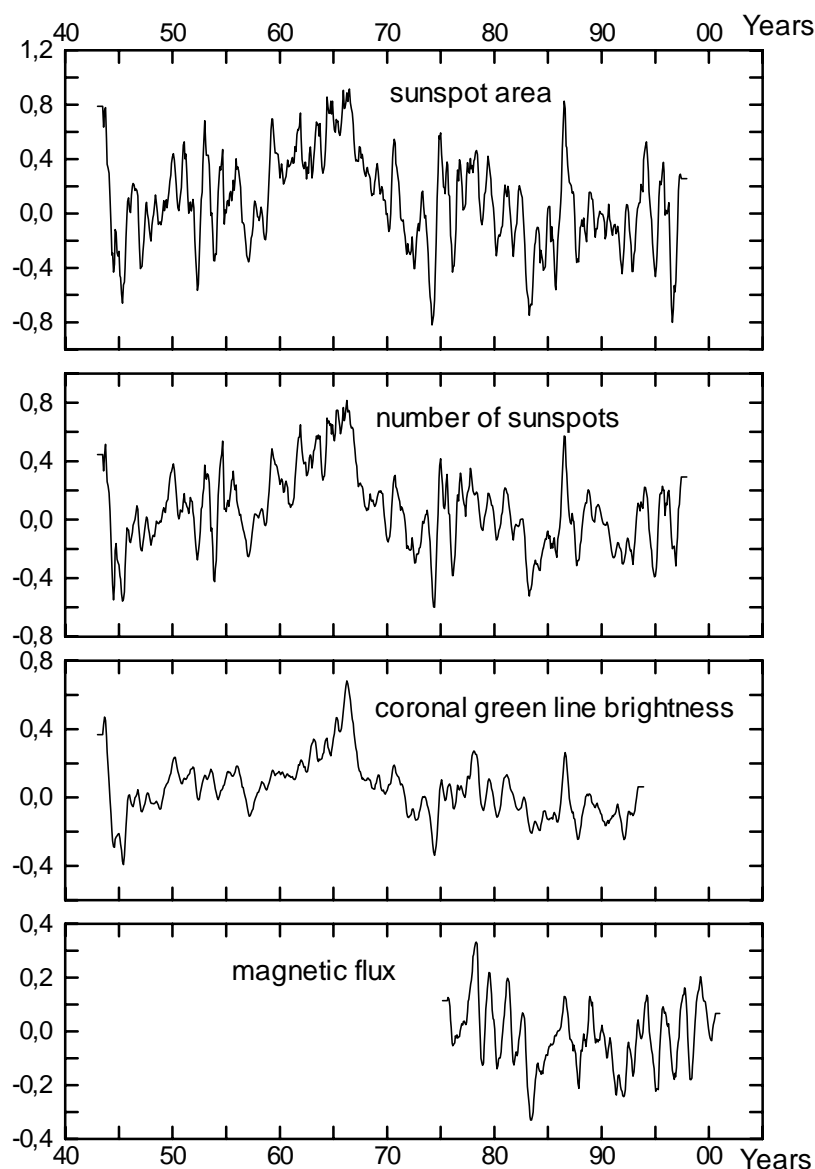
В работе рассмотрено:

- 1) Пространственно-временное распределение и взаимная коррелированность  $N-S$  асимметрии в различных индексах солнечной активности.
- 2) Вариации в ходе  $N-S$  асимметрии как малых, так и больших временных масштабов.

3) Квазидвухлетние вариации индекса асимметрии и их пространственно-временное распределение.

## 2. Сопоставление асимметрии в различных индексах активности

На рис. 1 показан ход асимметрии во всех исследованных нами индексах. Этот рисунок получен следующим образом. Для всех индексов взяты среднемесячные данные для зоны пятнообразования  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$ . Затем по ним проведено сглаживание методом Savitzky-Goley (<http://www.mathworks.com>), использовался полином 13-й степени. Этот метод подавляет шумы, но сохраняет высокочастотные компоненты.

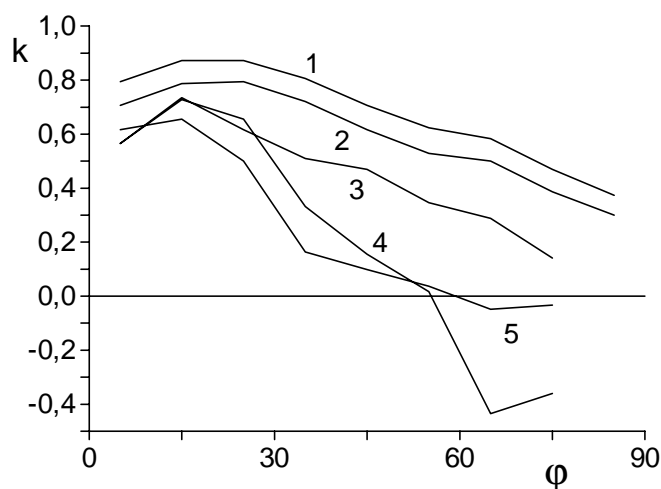


**Рис. 1.** Ход асимметрии в различных индексах солнечной активности в зоне пятнообразования  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$ .

Результаты такого сглаживания приведены на рис. 1. Следует обратить внимание на сходство этих кривых, характерные изменения на кривых различных индексов происходят одновременно. В частности, во всех индексах отчетливо видно увеличение асимметрии в 65-68 годах. В таблице 1 приведены коэффициенты попарной корреляции асимметрии рассматриваемых индексов.

**Таблица 1.** Коэффициенты корреляции индексов асимметрии различных индексов в широтной зоне  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$ , полученных методом Savitzky-Goley.

Суммарная площадь пятен – общее число пятен	$0.938 \pm 0.012$
Число пятен – яркость зеленой линии	$0.900 \pm 0.019$
Площадь пятен – яркость зеленой линии	$0.854 \pm 0.027$
Яркость зеленой линии – магнитный поток	$0.866 \pm 0.042$
Число пятен – магнитный поток	$0.842 \pm 0.044$
Площадь пятен – магнитный поток	$0.800 \pm 0.054$

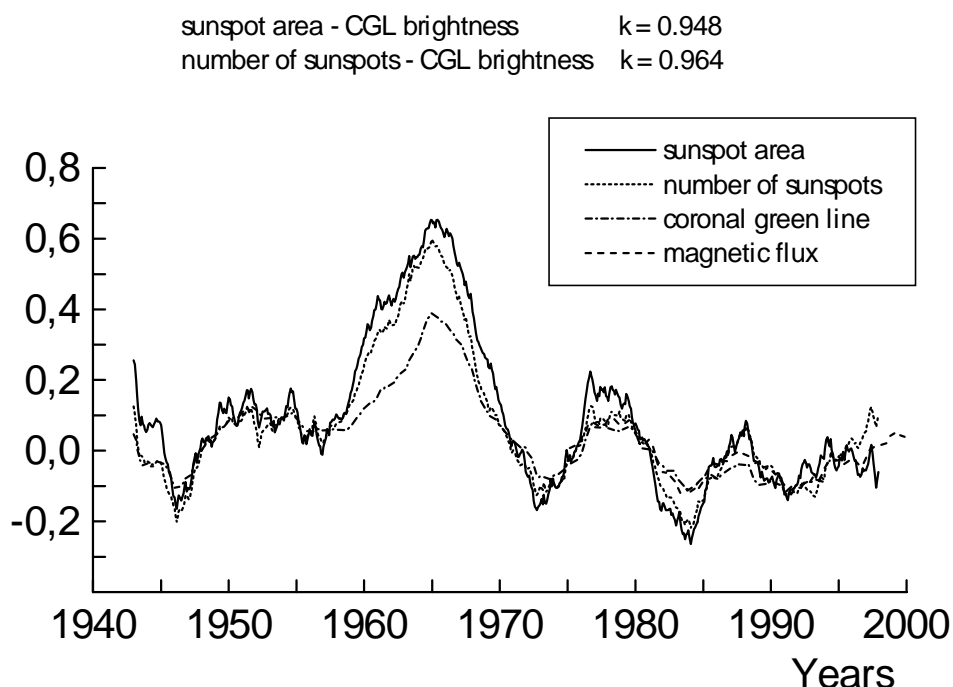


**Рис. 2.** Попарная корреляция индексов асимметрии в различных индексах солнечной активности: яркость зеленой короны в 10-градусных широтных зонах – общее число пятен (1), яркость короны по зонам – общая площадь пятен (2), яркость короны – магнитный поток по зонам (3), магнитный поток по зонам – общее число пятен (4), магнитный поток по зонам – общая площадь пятен (5).

На рис. 2 приведено попарное сопоставление асимметрии всех этих индексов как функция широты. При этом яркость зеленой короны и магнитный поток рассматривались в узких 10-градусных широтных зонах, а площади пятен и их число бралось общее по всей зоне пятнообразования. Использовались полугодовые средние значения асимметрии.

Из рис. 2 видно, что во всех широтных зонах лучше всего коррелируют зеленая корона и общее число пятен, чуть менее хорошую корреляцию имеют зеленая корона— площадь пятен.

Наибольшая корреляция во всех сопоставляемых парах индексов отмечается в широтной зоне  $10^{\circ}$ – $20^{\circ}$ . В полярной области корреляция значительно уменьшается. Интересно отметить, что магнитный поток в полярной зоне имеет, хоть и малую, но отрицательную корреляцию с общим числом пятен и их площадью. Это может свидетельствовать о том, что магнитный поток в полярной зоне определяется преимущественно крупномасштабными полями, а яркость зеленой короны на всех широтах на всех широтах связана в первую очередь с характеристиками локальных полей.



**Рис. 3.** Индексы асимметрии, обработанные методом скользящего среднего с окном 24 месяца. Указаны соответствующие коэффициенты корреляции.

На рис. 3 приведены те же индексы асимметрии для рассматриваемых характеристик солнечной активности, обработанные методом скользящего среднего с окном 24 месяца. Тем самым, в отличие от рис. 1, здесь убрана высокочастотная компонента и оставлена только медленно меняющаяся составляющая. Как следует из рис. 3, полученные таким образом кривые оказались практически идентичны во всех крупномасштабных деталях. Это сходство отражается в очень высоких коэффициентах корреляции, указанных на рисунке.

### 3. Квазидвухлетние колебания в различных индексах асимметрии

Рассмотрение рис. 1 наводит на мысль, что во временном ходе асимметрии присутствуют квазидвухлетние колебания (КДК). Уже простое применение Фурье-анализа показывает наличие КДК в спектре.

Для более детального изучения временной вариации КДК использовались спектрально-временного анализа (СВАН) и вейвлет-анализ.

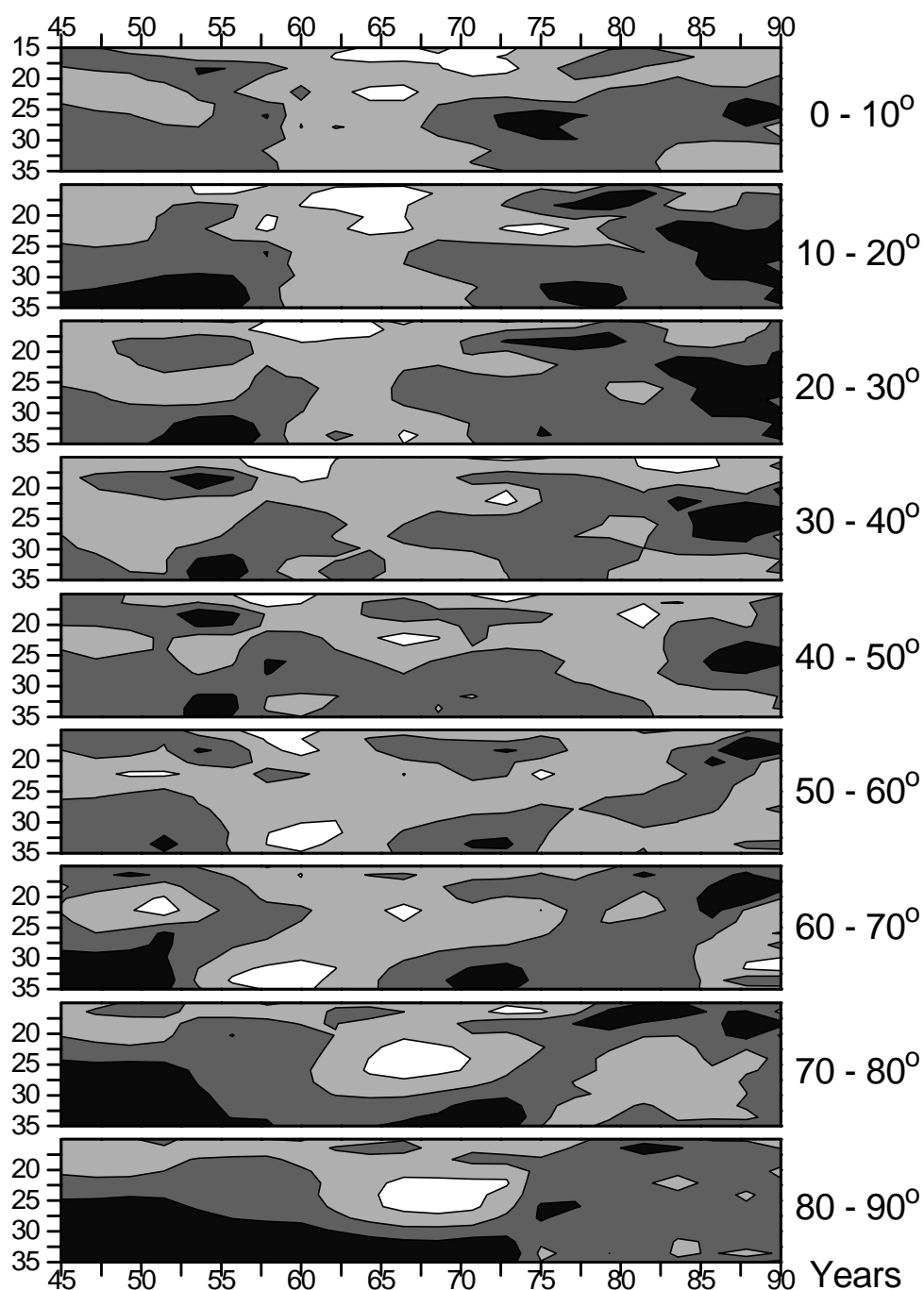
СВАН представляет собой последовательное применение Фурье-анализа в скользящих интервалах. Анализировались среднемесячные данные асимметрии. Скользящее окно было выбрано длиной 132 месяца. Внутри каждого окна осуществлялась нормировка на стандарт. Находились амплитуды колебаний в диапазоне периодов от 6 до 44 месяцев.

На рис. 4 показаны сваногаммы для асимметрии яркости короны в зеленой линии в узких 10-градусных широтных зонах. Общий интервал вариаций амплитуды колебаний составляет 0.26 (напомним, что сумма квадратов амплитуд всех периодов в каждой точке равна 1). Этот общий интервал разделен на четыре градации, степень почернения увеличивается с ростом амплитуды. На рис. 4 приведены только периоды от 15 до 35 месяцев (ось ординат), соответствующие КДК.

Квазидвухлетние колебания присутствуют в течение большей части исследуемого периода времени. Особенно усилены они в экваториальной зоне и зоне средних широт в 70–80-е годы и в высоких широтах в 40-е годы. С другой стороны, есть период (60-е годы) когда КДК практически отсутствуют на всех широтах.

Для индекса асимметрии яркости зеленой корональной линии был проведен вейвлет-анализ, также для узких широтных зон. Вейвлет-диаграммы показаны на рис. 5. Как и на рис. 4, на каждой диаграмме степень почернения увеличивается с ростом амплитуды. Эти вейвлет-диаграммы дают более высокое временное разрешение, но за счет понижения спектрального разрешения. Можно отметить, что в период 1943-1948 гг (фаза роста 18-го цикла) и в период 1984-1993 гг (фаза роста и максимума 22 цикла) наблюдался постепенный дрейф КДК из экваториальной зоны в высокие широты (возможно, что в этом отражается существование известной волны в ходе асимметрии ~ 40 лет). В других циклах в течение некоторого периода времени КДК присутствовали в довольно широком диапазоне гелиоширот без видимого дрейфа (например, в 1973-1974 КДК явно выражены на широтах 0°–40°). Как и на сваногаммах, в 60-х годах отмечается понижение мощности КДК.

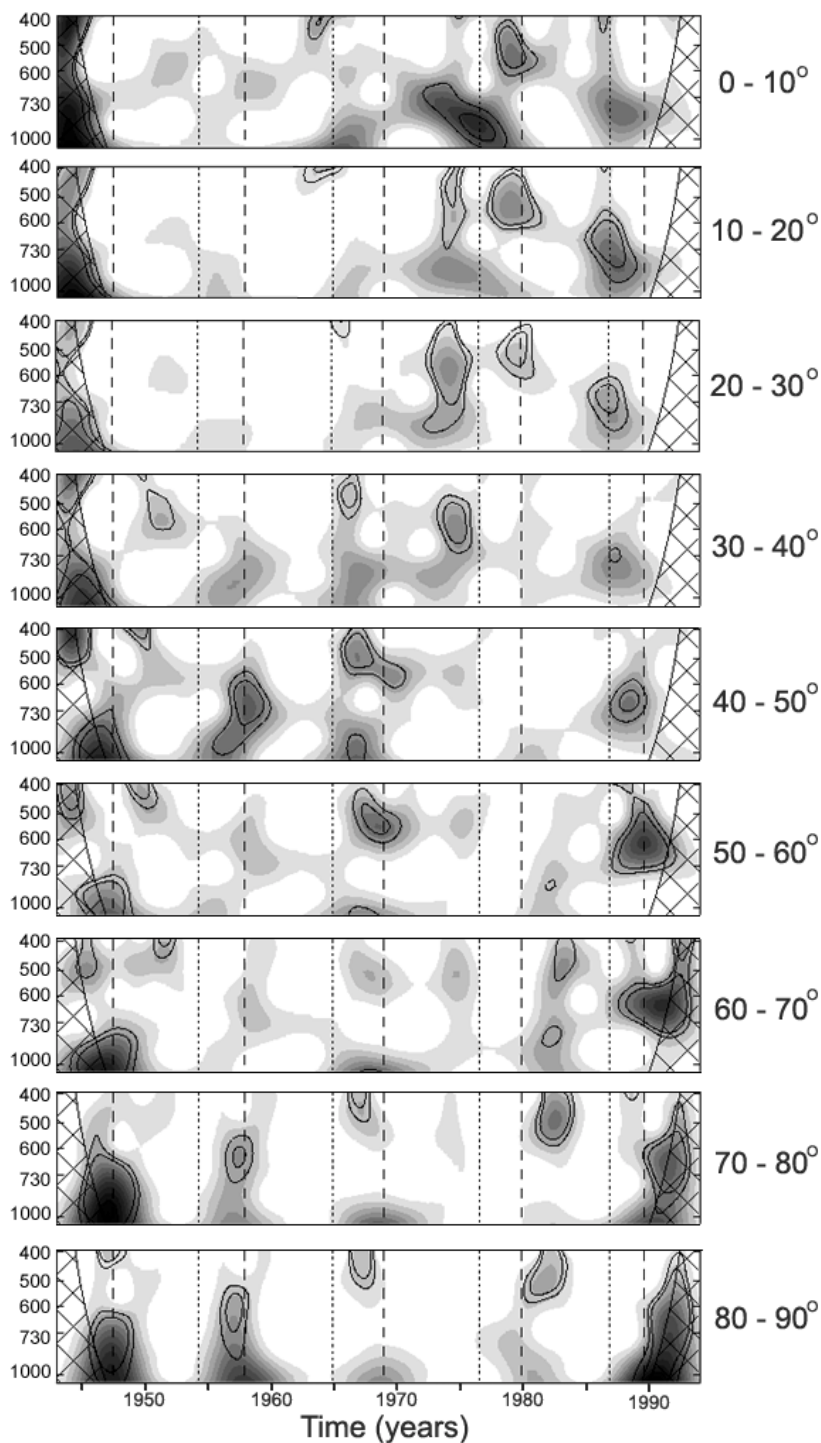




**Рис.4.** Сванограммы для асимметрии яркости короны в зеленой линии в 10-градусных широтных зонах. По оси ординат указан период в месяцах.

На рис. 6 приведены сванограммы для зоны пятнообразования  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$  для асимметрии площадей и числа солнечных пятен, а также яркости зеленой короны. Как следует из рис. 6, уменьшение амплитуды КДК в 60-х годах и значительное ее увеличение в 70-х годах и далее прослеживается в асимметрии площадей и числа солнечных пятен. Естественной является схожесть сванограмм для асимметрии площадей

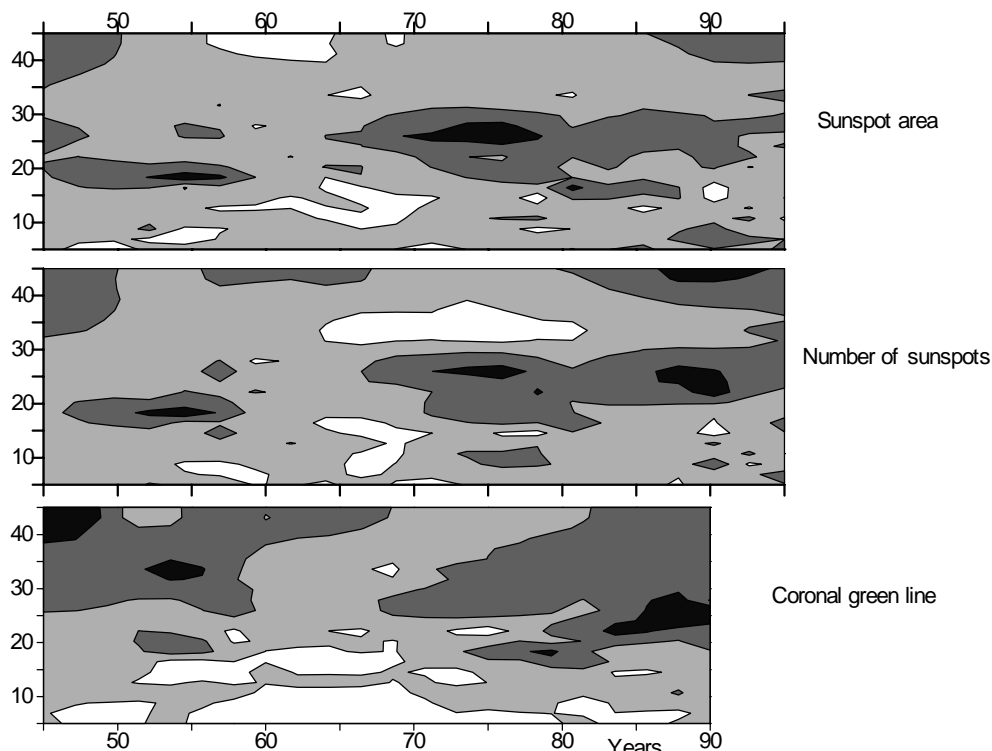
пятен и их числа, при этом сванограмма для зеленой короны показывает общее сходство с первыми двумя, хотя, конечно, полной идентичности трудно было бы ожидать.



**Рис. 5.** Вейвлетограммы для индекса асимметрии яркости зеленой корональной линии в 10-градусных широтных зонах. По оси ординат указан период в днях.

Квазидвухлетние колебания отчетливо также видны на сванограммах и вейвлетограммах для магнитного потока. В средних

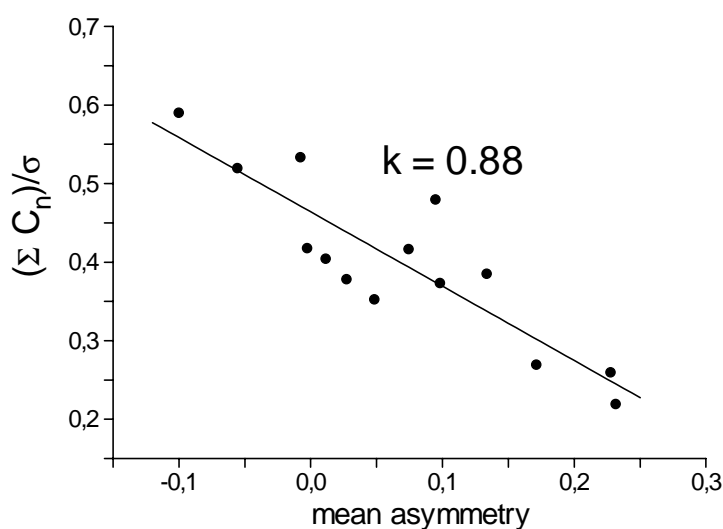
широтах они наиболее интенсивны вблизи 1980 и 1995 гг. Моменты характерных усилений КДК в асимметрии магнитного потока в зоне пятнообразования  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$  в целом согласуются с моментами их усиления в других исследуемых нами индексах.



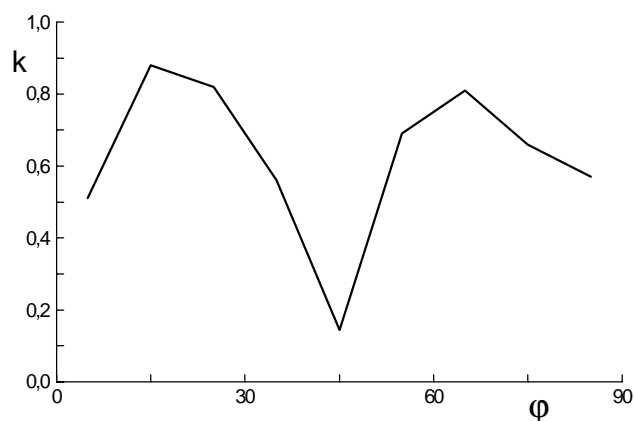
**Рис. 6.** Сванограммы для зоны пятнообразования  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$  для асимметрии площадей солнечных пятен, их общего числа и яркости зеленой короны.

#### 4. Связь между мощностью КДК и величиной индекса асимметрии

Отмеченный выше период понижения КДК в 60-е годы совпадает по времени с увеличением самой асимметрии в яркости зеленой короны и в площадях (числе) пятен. Более того, по всему исследуемому временному интервалу прослеживается обратная зависимость между мощностью КДК и величиной индекса асимметрии. На рис. 7 показана связь между суммой амплитуд колебаний в диапазоне периодов 18.8–26.4 месяца и средней асимметрией в скользящем окне для широтной зоны  $10^{\circ}$ – $20^{\circ}$ . Коэффициент корреляции между этими величинами в этой широтной зоне составляет 0.88.



**Рис. 7.** Связь между суммой амплитуд колебаний в диапазоне периодов 18.8–26.4 месяца и средней асимметрией в скользящем окне для широтной зоны 10°–20°. Указан коэффициент корреляции.



**Рис. 8.** Зависимость коэффициента корреляции между мощностью квазидвухлетних колебаний и величиной индекса асимметрии от широты.

Отрицательная корреляция между мощностью КДК и величиной индекса асимметрии сохраняется и для всех других широтных зон. Зависимость коэффициента корреляции от широты показана на рис. 8. Наиболее высокие значения коэффициента корреляции отмечаются в зонах 10-20 и 60-70. Эти две зоны разделяются узкой зоной 40-50, где коэффициент корреляции очень низок. Можно обратить внимание, что именно здесь располагается зона, разделяющая области низкоширотных и полярных магнитных полей.

## 5. Заключение

- 1) Северо-южная асимметрия проанализирована по 4 различным индексам солнечной активности (яркость зеленой корональной линии, суммарная площадь солнечных пятен, общее число пятен, общий магнитный поток).
- 2) Во временном ходе N-S асимметрии всех рассмотренных индексов солнечной активности отмечены сходные вариации как малых, так и больших временных масштабов. Наилучшая корреляция асимметрии, определяемой по различным индексам активности, достигается в широтной полосе  $10^{\circ}$ – $20^{\circ}$ .
- 3) Можно сделать вывод, что асимметрия зеленой короны определяется одним параметром, который связан с локальными магнитными полями. Следует подчеркнуть, что это утверждение относится также к высокоширотной зоне, а не только к зоне пятнообразования. Среди рассмотренных нами индексов локальными магнитными полями определяются площади (и число) солнечных пятен.

В противоположность этому, магнитный поток определяется двумя параметрами. Наиболее логично полагать, что эти два параметра – локальные низкоширотные поля и крупномасштабные полярные поля.

- 4) Выявлены и исследованы квазидвухлетние вариации (КДВ) асимметрии для всех рассматриваемых индексов активности. Для этого использовалась оригинальная программа спектрально-временного анализа (СВАН), в которой отличие от распространенных и описанных в литературе программ СВАН, было введено нормирование на стандарт. В результате получено, что амплитуда КДВ в асимметрии в исследуемых параметрах, особенно в асимметрии яркости зеленой короны, находится как бы в противофазе с самой величиной асимметрии. Коэффициент корреляции составляет  $0.88 \pm 0.06$  для зоны  $10^{\circ}$ – $20^{\circ}$ .

На сванограммах особенно выделяется область, соответствующая середине 60-х годов, когда асимметрия была аномально большой, а амплитуды квазидвухлетних вариаций в диапазоне от 15 до 35 месяцев были аномально низкими.

Отметим, что квазидвухлетние вариации на самом деле не представляют собой колебаний с устойчивым периодом, а являются комбинацией отдельных импульсов с периодом 1–3 года.

- 5) СВАН показал, что в зоне пятнообразования  $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$  квазидвухлетние вариации особенно хорошо выражены в числе пятен в 1968–1995 гг. В этом временном интервале они существуют устойчиво все это время, причем период колебаний составляет именно 2 года. В этом проявляется

отличие общего числа пятен от суммарной площади пятен и яркости зеленой короны, где КДВ гораздо менее стабильны.

Работа была поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 02-02-16199, грантом INTAS -2000-840, и грантами VEGA 2/7229/20 и 2/1022/21 Словацкой Академии Наук. Используемые в работе данные NSO/Kitt Peak подготовлены совместно NSF/NOAO, NASA/GSFC и NOAA/SEL. Расчеты вейвлет-преобразований выполнены по программам, разработанным С. Torrence и Г. Compo (<http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>).

### Л и т е р а т у р а

1. Carbonel M., Oliver R., Ballester I.J.: *Astron. Astrophys.* 1993, v. 274, p. 497.
2. Li K.J., Wang J.X., Xiong S.Y., Liang H.F., Yun H.S., Gu X.M.: *Astron. Astrophys.* 2002, v. 383, p. 648.
3. Витинский Ю.И.: *Солнечная активность*. Москва: Наука, 1983.
4. Obridko V.N., Gaziev G.: In "The Solar Cycle" K. L. Harvey (ed.) , *ASP Conference Series*, 1992, v. 27, p. 410.
5. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю.: *Труды конференции "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля"*, ред. В.И.Макаров и В.Н.Обридко. С.-Петербург. 2001, с. 33.
6. Badalyan O.G., Obridko V.N., Rybák J., Sýkora J.: *Proc. "SOLSPA: The Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference*. 2002. ESA SP-477, p. 201.
7. Sýkora J.: *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 1971, v. 22, p. 12.
8. Sýkora J.: *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*. 1992, v. 22, p. 55.
9. Badalyan O.G., Obridko V.N., Sýkora J.: *Solar Physics*. 2001, v. 199, p. 421.

## **ИМПУЛЬСЫ КОРОНАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Беневоленская Е.Е.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> - *Главная Астрономическая Обсерватория РАН, 196140, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup> - *W.W. Hansen Experimental Physics Laboratory, Stanford University, CA 94305, USA*

“...Различные образования на солнечной поверхности являются составными частями некоторого гораздо более крупного процесса, захватывающего не только определенную часть фотосферы, но и соответствующие ей части хромосферы и короны. Этот процесс **М.Н. Гневышев** назвал *импульсом солнечной активности*. ”  
(Солнечная активность и ее земные проявления, 1948г., под ред. М.С. Эйгенсона)

### **Abstract**

#### **Impulses of coronal activity**

**Benevolenskaya, E.E.**

Solar magnetic cycle is a very complicate phenomenon. It consists of two 11-years cycles of sunspot activity and appears at the all levels of the Sun (convection zone, photosphere, chromosphere and corona). It is observed as a changing of magnetic polarity in the complexes of solar activity from one cycle to another (Hale's law), non-uniform latitudinal distribution or so-called 'butterfly diagram' (Spörer's law) and 22-years polar magnetic field reversals.

Moreover, solar magnetic cycle represents the composition of two cycles at least: 22-years cycle (low-frequency) component of the magnetic strength and quasi-biennial (high-frequency component). The high-frequency component has been appearing during 3-fold polar magnetic field reversals, in existence of so-called 'impulses of solar activity' or according to Sheeley and Wang (1989), 'surges'. Specially, the high-frequency component is pronounced in derivative of the magnetic strength (Benevolenskaya, 1995).

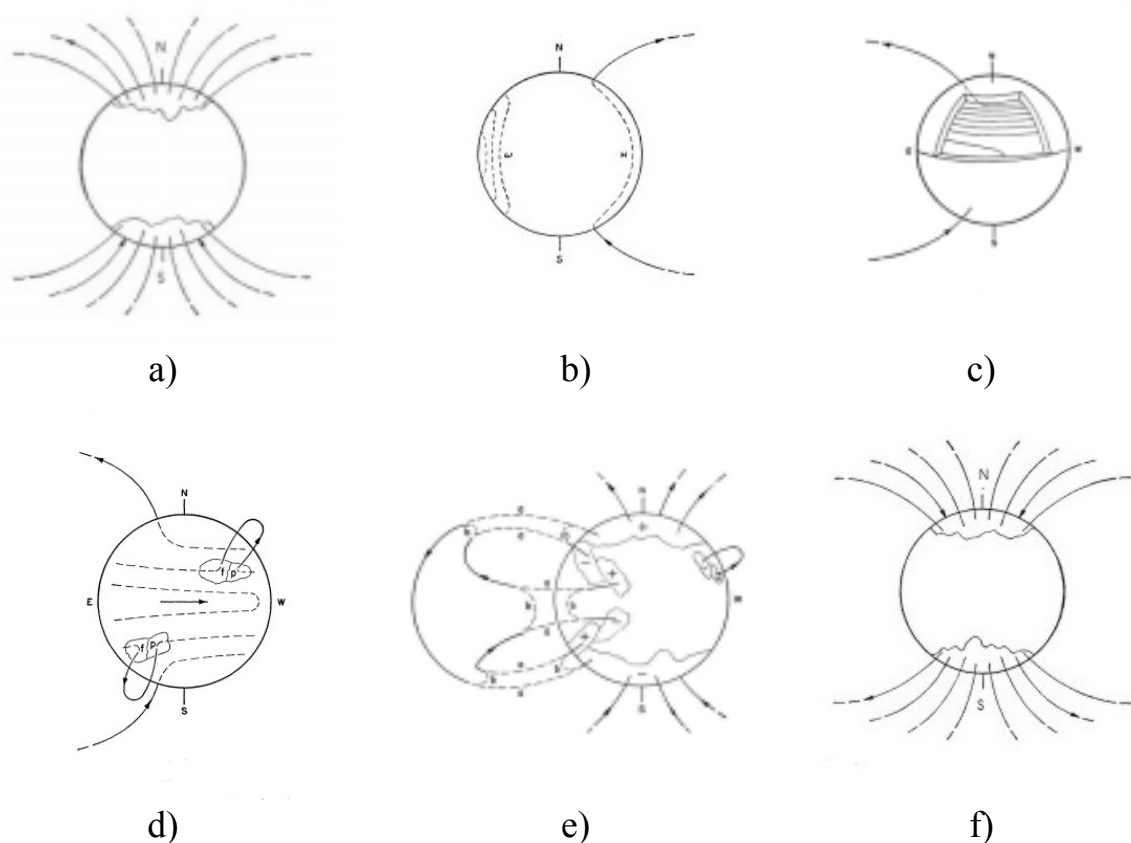
Firstly, idea about 'impulses of solar activity' was suggested by Gnevyshev M.N. [20]. Now it is developing due to the new data of spacecrafts SOHO and YОНКОН [7, 8]. It could be possible to identify coronal impulses in extreme ultraviolet (EUV) and soft X-ray. It is found out that high-latitude or polar coronal waves seeing in axisymmetrical distribution of EUV intensity as a bright polarward migrating structures are represented by footpoints of giant loops. These loops connect the following parts of complexes of solar activity and polar regions with opposite polarity. They play a very important role in the polar magnetic field reversals.

## Введение

Импульсы солнечной активности отражают процесс развития солнечной цикличности на всех уровнях, начиная с конвективной зоны и фотосферы. В фотосфере мы наблюдаем биполярные структуры пятнообразовательной деятельности Солнца, связанные с всплывающим магнитным потоком из подфотосферных областей. Эти биполярные структуры подчинены определенным закономерностям и появляются не случайным образом. Так, согласно закону Хейла, ведущие и следующие пятна в биполярных группах имеют противоположную полярность. Порядок их полярности меняется от одного 11-летнего цикла к другому, тем самым, формируя 22-летний магнитный цикл солнечной активности. В начале 11-летнего цикла новые пятна и, соответственно, магнитный поток нового цикла появляются на средних широтах порядка  $30^\circ$ . Постепенно, средняя зона появления пятен в ходе цикла смещается к экватору, а зональная нейтральная линия из средних широт 'дрейфует' к полюсам и достигает их приблизительно в эпоху максимума 11-летнего цикла. Таким образом, происходит смена полярного магнитного поля. Бэбкок [2] предложил схему развития 11-летнего цикла, которая, так или иначе, лежит в основе всех современных моделей солнечной активности. Согласно его представлениям, цикл солнечной активности развивается следующим образом (Рис.1). Первоначально, полоидальное магнитное поле сосредоточено в подфотосферной части Солнца (конвективной зоне) (Рис.1а). Благодаря вмероженности силовых линий магнитного поля в плазму оно усиливается за счёт неоднородного вращения (Рис.1 b,c). Затем, всплывает, и в виде биполярных структур появляется на фотосферной поверхности (Рис.1d). За счёт дрейфа хвостовых частей пятен к полюсам происходит аннигиляция полярного магнитного поля и изменение топологии его в короне (Рис.1e). И, соответственно, происходит смена полярности общего магнитного поля Солнца (Рис. 1f).

В последствии, в численных моделях солнечного цикла перенос магнитного поля, в частности, к полюсам, осуществлялся за счёт турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции (например, [23]). Все классические динамо модели хорошо описывают такие основные закономерности солнечного цикла как законы Хейла и Шпёрера ('бабочки' Маундера). Однако попытки предсказать циклическое поведение солнечной активности оставались и остаются достаточно сложной проблемой. Следовательно, пока мы не обладаем тем необходимым набором представлений для достаточно полного понимания природы солнечного цикла и построения реальной модели. Наши представления нуждаются в некоторой ревизии и нам необходимы новые данные о развитии солнечного цикла внутри Солнца, в короне и межпланетной среде.





**Рис.1(a-f).** Схема развития солнечного цикла согласно Бэбкоку (1961).

В настоящей работе автор, развивая концепцию об ‘импульсах солнечной активности’, обосновывает очень важную и активную роль корональных процессов в изменении топологии общего магнитного поля Солнца.

### **Солнечный цикл в короне**

Ещё в XIX столетии французский исследователь Секки [17], обратил внимание на то, что полярные протуберанцы, а точнее зона их образования мигрирует по направлению к полюсам в период роста 11-летнего цикла. В последствии, Д’Азамбюжа [10] исследовал поведение полярных протуберанцев и подтвердил эту закономерность. Вальдмейер [21], получив первые лимбовые синоптические карты в зелёной корональной линии ( $5303\text{Å}$ ), обнаружил тесную связь между излучением зелёной короны и факельных площадок и пятен. В соответствии с его результатами, яркость зелёной короны демонстрирует распределение типа ‘бабочек’ Маундера (экваториальная корональная волна) на широтно-временных диаграммах. Более того, он получил корональные уярчения в полярном направлении или полярную корональную волну в ходе роста 11-летнего цикла. Лерой и Трелли [13] подтвердили существование экваториальной корональной волны в течение нескольких солнечных

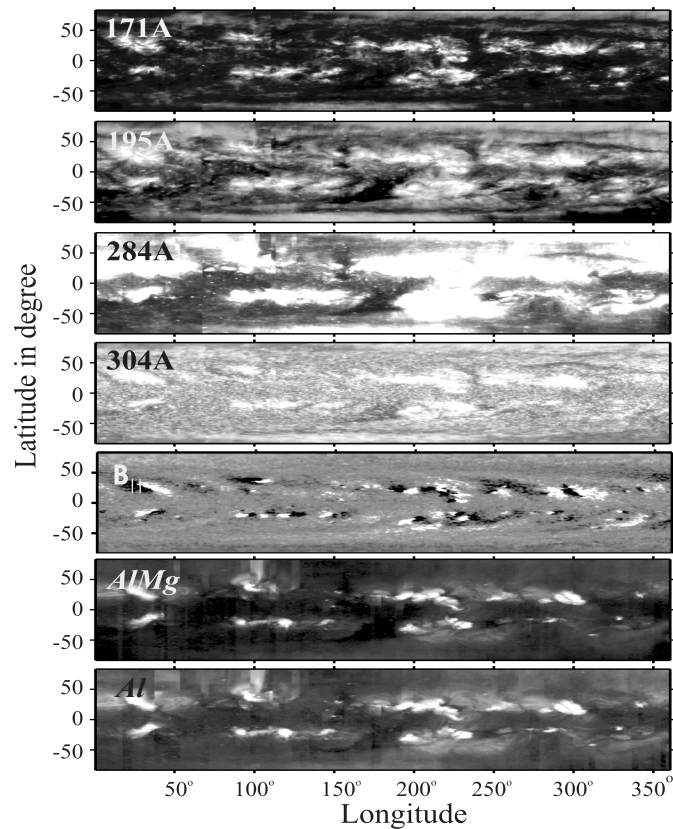
циклов. Рушин, Рыбанский и Минаровиеч [16] на основании данных обсерватории Lomnický štít высказались в пользу существования двух типов корональных уярчений в ходе 11-летнего солнечного цикла. Следует упомянуть, что полярная корональная волна в зелёной линии вызывала дискуссии с момента её обнаружения. Существование этой волны, а также наличие полярной ветви факелов привело исследователей к мысли о возможности генерации двух волн магнитной активности в конвективной зоне Солнца [14,3], и, к так называемому, ‘расширенному’ (‘extended’) солнечному циклу [25]. Но вопрос, что представляет собой полярная волна и как она формируется в ходе солнечного цикла, оставался открытым, пока не появилась уникальная возможность увидеть корону на солнечном диске. И это оказалось возможным благодаря данным космических аппаратов SOHO и YОНKОН.

### **Корона в крайнем ультрафиолете и мягком рентгене**

Для исследования корональных структур были использованы синоптические наблюдения короны в крайнем ультрафиолете (EUV) телескопа EUV Imaging Telescope на борту ‘Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)’ [11]. Солнечные изображения представлены в 4-х фильтрах: 171Å (Fe IX и Fe X), 195Å (Fe XII), 284Å (Fe XV) и 304Å (He II). Изображения в линии Fe IX,X демонстрируют диффузное свечение, которое присутствует практически на всей поверхности Солнца, включая и корональные дыры. Изображения в линии Fe XII обнаруживают яркие структуры, в которых доминируют комплексы солнечной активности и связанные с ними закрытые конфигурации магнитного поля (корональные петли). В линии Fe XV оказывается видимой более горячая плазма. Линия He II позволяет увидеть сетку переходной области и протуберанцы на солнечном лимбе.

Нами были построены синоптические карты EUV изображений в трёх линиях Fe и линии He II, которые представлены интенсивностью яркости короны по лучу зрения на центральном меридиане. Оригинальные изображения 1024x1024 пикселей первоначально уменьшались до 512x512 пикселей, и затем, каждый пиксель из декартовой системы координат отображался в кэррингтоновскую систему координат. Карты строились методом переналожения с долготной полоской 16°. Так как ряд данных неоднородный, т.е. существовали периоды, когда в течение нескольких дней не было изображений, то в этом случае ширина долготной полоски увеличивалась. Разрешение карт составляет 1° по широте от -83° до 83° и по долготе от 1° до 360° [7]. Синоптические карты в мягком рентгеновском излучении, используя изображения телескопа SXT на борту космического аппарата YОНKОН [19], были построены по тому же принципу, что и

### Synoptic maps for Carrington Rotation 1949

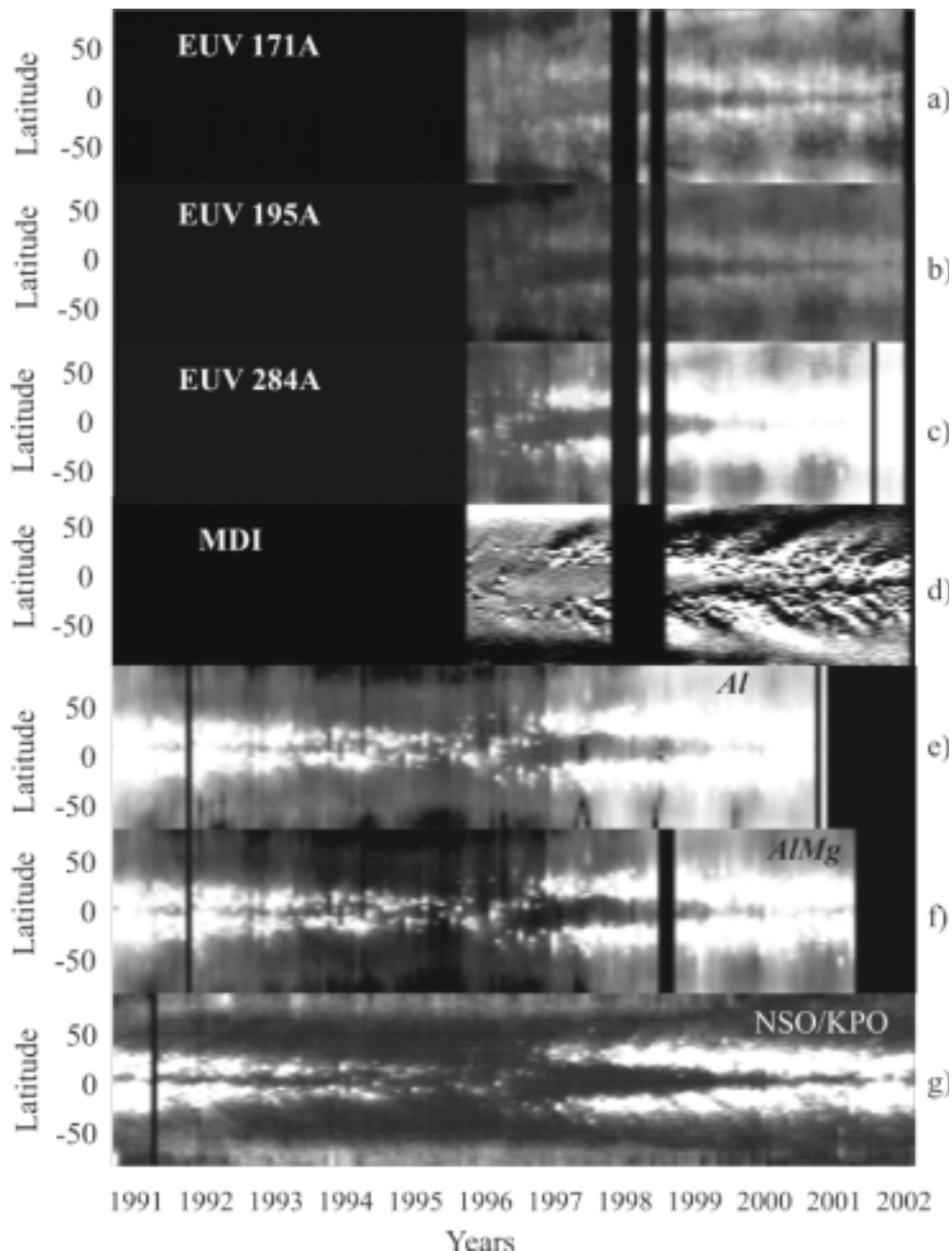


**Рис. 2.** Синоптические карты для кэррингтоновского оборота CR1949 (1-28 Мая, 1999). Сверху вниз последовательно расположены карты: EUV Fe IX,X (171A°) и Fe XII (195°) (натуральный логарифм интенсивности), Fe XV (284°) (интенсивность), He II (304A°) (интенсивность); магнитное поле по лучу зрения (от -50Гс до 50Гс); натуральный логарифм интенсивности в мягком рентгене в двух фильтрах Al/Mg/Mn (AlMg) 5-12A° и Al 6-13A°.

синоптические карты в крайнем ультрафиолете [8]. На рисунке 2 приведены синоптические карты в крайнем ультрафиолете, мягком рентгеновском излучении и магнитограммы обсерватории Кит Пик (NSO/KPO). Чтобы получить широтно-временную диаграмму или осесимметричное распределение интенсивностей излучения корональной плазмы как функции широты и времени, каждая синоптическая карта была усреднена по долготе.

Это распределение EUV яркости короны в трёх линиях железа представлено на рисунке 3 a,b,c и в двух фильтрах SXT на рисунке 3e,f.

Для сравнения, на этом же рисунке 3 (d и g) изображены распределения компоненты магнитного поля по лучу зрения  $B_{II}$  (SOHO/MDI) и абсолютного магнитного потока  $|B_{II}|$  (NSO/KPO), соответственно. В корональных EUV осесимметричных распределениях мы видим в каждом из полушарий два вида мигрирующих во времени структур повышенной яркости.

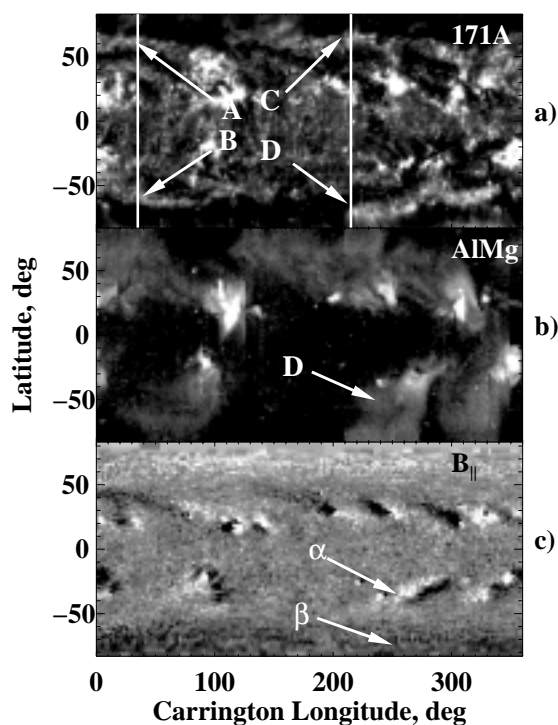


**Рис. 3.** Осесимметричное распределение корональных эмиссий EUV (SOHO/EIT) (June 28, 1996 - May 23, 2002) в линиях: а) *Fe IX, X* (171 Å) б) *Fe XII* (195 Å); в) *He II* (284 Å); д) магнитное поле (SOHO/MDI) (Июнь 28, 1996 - Июль 16, 2002), [-1G 1G]; г) абсолютный магнитный поток NSO/KPO, [0 20].

Мягкое рентгеновское излучение (YONKON): е) в *AlMg* фильтре (Ноябрь 11, 1991 - Сентябрь 19, 2001); в) в *Al* фильтре (Ноябрь 11, 1991 - Март 13, 2001);

Среднеширотные структуры, которые ‘мигрируют’ по направлению к экватору следуя абсолютному магнитному потоку (экваториальная корональная волна) и высокоширотные структуры, которые ‘дрейфуют’ по направлению к полюсам параллельно зональной нейтральной линии, но располагаются на 15-20° выше неё. Зональная нейтральная линия характеризует область  $\langle B_{\parallel} \rangle = 0$  и на рисунке 3 д представляет собой

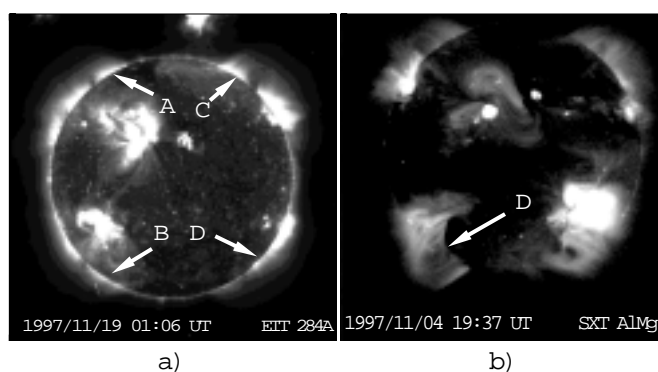
контрастную линию между светлыми и тёмными областями. Полярная волна корональной активности, по EUV данным, образовалась в 1997 году почти одновременно с экваториальной ветвью и достигла нижней границы



**Рис. 4.** Синоптические карты, 1-28 Ноября 1997 а) EUV (171A°); б) Мягкий рентген (X-ray); в) Магнитное поле (NSO/KPO), (-20 Гс 20 Гс).

синоптических карт ( $\pm 83^\circ$ ) в начале 2000 года. В мягком рентгеновском излучении (рис. 3 е, ф) полярная корональная волна выражена не достаточно четко и представляет собой диффузные протяжённые структуры от средних широт к полюсам. Для того, чтобы продемонстрировать, что представляют собой структуры, формирующие полярную корональную волну, обратимся к рисунку 4. На индивидуальных EUV синоптических картах высокоширотные структуры выглядят как долго-вытянутые яркие структуры на широтах порядка  $50-83^\circ$ , отмеченные латинскими буквами А, В, С, D.

Вертикальными линиями обозначен солнечный лимб на момент изображения 19 Ноября 1997 (Рис. 5).



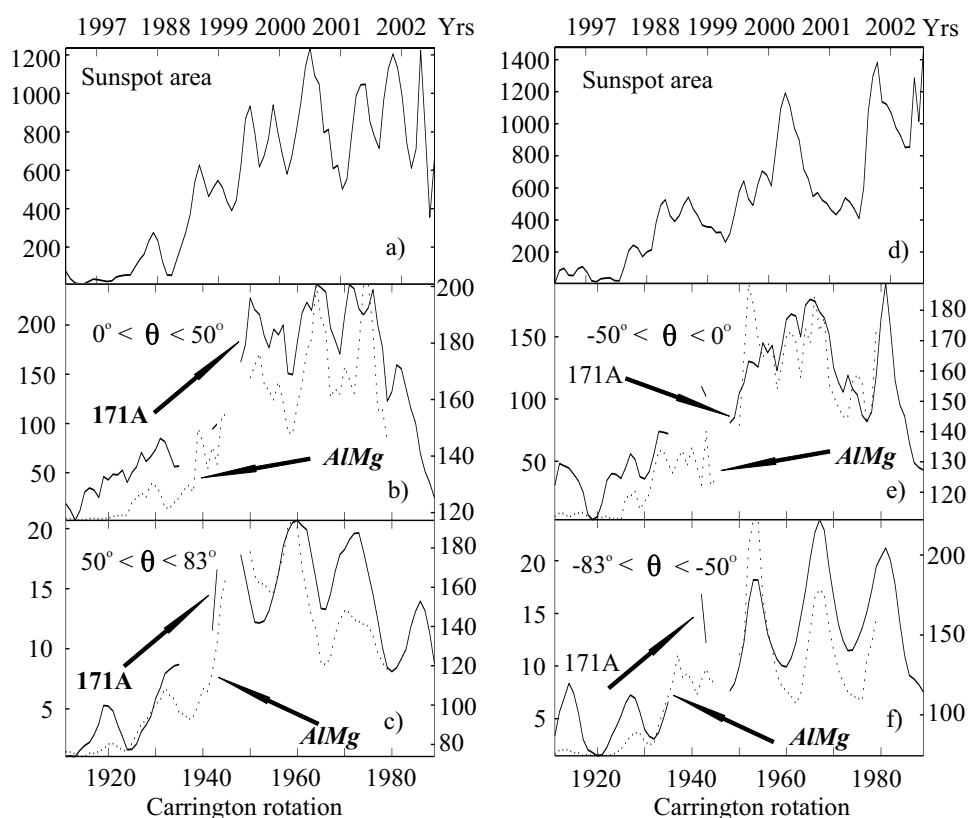
**Рис. 5.** а) Изображения EUV/EIT в линии Fe XV(284A°), стрелками указаны основания гигантских петель (А-В), из которых формируются долго-вытянутые структуры на индивидуальных синоптических картах (Рис. 4а). б) Изображения SXT в AlMg фильтре.

На соответствующих SXT корональных картах гигантские корональные петли представлены как диффузные структуры, которые начинаются в

средних широтах ( $\pm 30^\circ$ ) и простираются до полярных границ наших синоптических карт (например, структура 'D' на рисунке 4b).

Сравнение между этими корональными структурами и фотосферным магнитным полем показывает, что они представляют собой гигантские корональные петли, соединяющие магнитное поле от последующих частей (' $\alpha$ ' на рисунке 4c) с противоположным по знаку полярным магнитным полем (' $\beta$ ' на рисунке 4c). Различие в структурах, видимых в крайнем ультрафиолете и мягком рентгене, обусловлено тем, что в первом случае мы видим в основном основания гигантских петель на солнечном диске, а во втором случае – проекцию всей гигантской петли (Рис. 5 a, b).

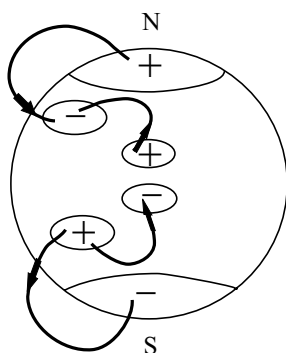
В текущем цикле осесимметричное распределение яркости короны в крайнем ультрафиолете и мягком рентгене демонстрирует квазипериодические вариации в высокоширотных зонах порядка 1.0-1.5 лет.



**Рис. 6.** Площадь пятен и интенсивность корональных излучений в северном (левая колонка) и в южном (правая колонка) полушарий. (a) и (d): площади пятен; (b) и (e): EUV (171A°) и X-ray для широтной зоны 0-50°; (c) и (f): EUV (171A°) и X-ray для широтной зоны 50-83°.

Эти квазипериодические вариации или импульсы корональной активности есть проявление импульсной природы солнечного цикла. Обратимся к рисунку 6. Здесь представлено поведение, усреднённых по широтным зонам, интенсивностей корональных излучений в линии Fe IX,X (171A°) и

мягком рентгене (*AlMg* фильтр). Графики на этом рисунке показывают, что существует тесная связь между изменениями в площадях солнечных пятен и корональной яркостью, как в высокоширотных областях, так и в среднеширотных. Как было показано Вольфсоном [25], на  $45^\circ$  и на широтах выше корональные эмиссии коррелируют со среднеширотным магнитным потоком. Наши результаты согласуются с этим утверждением и позволяют объяснить данную закономерность существованием гигантских корональных петель с горячей плазмой ( $2-3 \cdot 10^6$  К). Так как эти петли соединяют последующие части в комплексах солнечной активности с высокоширотным магнитным полем, то часть магнитной энергии из зоны средних широт, где происходит ‘всплытие’ магнитного потока и



**Рис. 7.** Топология магнитного поля и полярные гигантские петли.

появление солнечных пятен, идёт на нагрев плазмы в корональных петлях. Тем самым происходит диссипация магнитной энергии в короне. Топология соответствующего магнитного поля представлена на рисунке 7. Эти корональные петли участвуют в эволюции общего магнитного поля Солнца и в процессе смены полярности полярного магнитного поля, осуществляя

важную связующую роль между эруптивным магнитным потоком и полярным корональным магнитным полем.

### Природа импульсов солнечной активности

Мстислав Николаевич Гневышев показал [12], что в зелёной короне в 11-летнем цикле солнечной активности наблюдается обычно два максимума. Так, в 19-ом цикле первый максимум произошёл в 1957 году, и лимбовая зелёная корона вспыхнула одновременно на всех широтах. Вторым максимумом наблюдался на низких широтах (порядка  $15^\circ$ ) в 1959-1960 гг. Этот максимум был выше первого и произошёл после смены знака полярного магнитного поля. В этом же цикле в хромосферных вспышках наблюдалось даже три всплеска. Наиболее ярко выражена двухпиковость для больших групп солнечных пятен с площадью больше 500 м.д.п. и средний промежуток времени между двумя этими пиками порядка 2.5 лет [12]. Все эти закономерности позволили Анталовой и Гневышеву выдвинуть гипотезу о том, что 11-летний цикл является суперпозицией двух или более импульсов солнечной активности. Эти импульсы возникают на разных широтах и в различное время [1].

Что же мы можем сказать об импульсной природе солнечной активности на основе, накопленного за последние годы, наблюдательного материала и теоретических разработок?

Во-первых, о генерации магнитного потока, ответственного за пятнообразовательную деятельность Солнца. Согласно современным представлениям, существование так называемых ‘бабочек’ Маундера определяется генерацией тороидального магнитного поля на нижней границе конвективной зоны в области значительного градиента угловой скорости.

Таким образом, удаётся достигнуть разумных периодов изменения магнитного поля Солнца (порядка 22-х лет) и получить ‘экваториальную динамо волну’ (по терминологии Паркера [15]). Объяснение же существования импульсов солнечной активности длительностью от 0.5 года до 2.5 лет требует дополнительных исследований. Следует отметить, что длительность импульсов солнечной активности напрямую связана со временем жизни комплексов солнечной активности.

Так как для больших групп пятен хорошо выражена двухвершинность в солнечном цикле и расстояние между этими вершинами порядка 2 лет [12] и, более того, группы этих пятен распределяются неоднородно по долготе (в выделенных долготных интервалах или ‘активных долготах’ [9]), то это даёт нам основание предположить, что импульсы солнечной активности такой длительности связаны с генерацией неосесимметричной компоненты магнитного поля с периодом порядка двух лет. Важно отметить, что Стенфло по магнитографическим данным обнаружил доминирование квазидвухлетней компоненты магнитного поля, именно, в неосесимметричном случае [18]. Оказалось, что 3-х кратные переполюсовки полярного магнитного поля определяются отношением амплитуд высокочастотной составляющей магнитного солнечного цикла к низкочастотной [4,5]. И, если квазидвухлетняя компонента хорошо выражена как в осесимметричном, так и в неосесимметричном магнитном поле (например, в радиальной компоненте магнитного поля), то происходят трёхкратные смены полярного магнитного поля Солнца [5]. Высокочастотная компонента наблюдается в осесимметричном распределении  $V_{II}$  –компоненты магнитного поля в виде протяженных структур переменной полярности от низких широт к полюсам или ‘surges’ по терминологии Шилли [22]. Существование таких зон с перемежающейся полярностью Шилли интерпретировал фотосферными процессами: эффект переменных во времени турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции. Согласно нашей точке зрения, наличие таких зон связано с генерацией высокочастотной составляющей магнитного поля в конвективной зоне Солнца [6]. Возможно генерация высокочастотной компоненты происходит во всей конвективной зоне за счёт широтного



градиента угловой скорости или за счёт радиального градиента в подфотосферных областях конвективной зоны Солнца.

Теперь о корональных импульсах. Рентгеновская и в крайнем ультрафиолете корона демонстрирует импульсную природу солнечной активности также как и корона в зелёной линии. Импульсы или всплески солнечной активности хорошо коррелируют с площадью солнечных пятен и среднеширотным магнитным потоком, как в средних, так и в высоких широтах, благодаря *гигантским корональным петлям, осуществляющим взаимосвязь между фотосферным магнитным потоком и высокоширотным магнитным полем.*

Таким образом, наряду с турбулентной диффузией и меридиональной циркуляцией, мы имеем дополнительный механизм переноса магнитной энергии, который оказывает существенное влияние на эволюцию солнечной активности и магнитного поля в ходе солнечного цикла.

## **Заключение**

По данным космических аппаратов SOHO и YONKON удалось установить, что смена полярного магнитного поля связана с гигантскими корональными петлями. Эти петли образуются на ветви роста солнечного цикла и соединяют между собой полярные области и последующие части в биполярных комплексах активности (connectivity between mid and high latitude).

Основания корональных петель формируют полярную волну корональной активности в широтно-временном распределении интенсивности в крайнем ультрафиолете.

В текущем цикле 'Connectivity' в мягком рентгене демонстрируют квазипериодические вариации порядка 1.0-1.5 лет (импульсы корональной активности), а их интенсивность коррелирует с интенсивностью пятнообразовательной деятельностью Солнца и среднеширотным магнитным потоком.

## **Список литературы**

1. Antalova, A., Gnevyshev, M.N., 1985 Astron. Inst. of Czech. Bulletin, v.36, 61
2. Babcock, H.W. 1961, ApJ, 133, 572
3. Belvedere, G., Lanzafame, G., Proctor, M.R.E., 1991, Nature, 350, 481-483

4. Benevolenskaya, E.E., 1991, in: `The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos`, Tuominen, I., Moss, D. and Rüdiger, G. (eds.), Springer-Verlag, 234—236
5. Benevolenskaya, E.E., 1996, *Solar Phys.*, 167, 47—55
6. Benevolenskaya, E.E., 1998, *ApJ*, 509, L49--L52
7. Benevolenskaya, E.E., Kosovichev, A.G., Scherrer, P.H., 2001, *ApJ*, 554, L107-110
8. E. E. Benevolenskaya, A. G. Kosovichev, J. R. Lemen, P. H. Scherrer, G. L. Slater, *ApJ*, 2002, 571, L181-185
9. Витинский, Ю.И., 1982, *Солнечные данные*, №2, 113-118
10. D'Azambuja, L. 1945, *ApJ*, 101, 260
11. Delaboudiniere, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J. et al., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 291
12. Gnevyshev, M.N., 1967, *Solar Phys.*, 1, 107.
13. Leroy, J. L., Trellis, M. 1974, *Astron. Astrophys.*, 35, 283
14. Makarov, V.I., Ruzmaikin, A.A., Starchenko, S.V. 1987, *Sol. Phys.*, 111, 267
15. Parker, E.N. 1955, *ApJ*, 122, 293
16. Rušin, V., Rybanský, M., Minarovjech, M. 1998, in: `Synoptic Solar Physics`, eds. K.S. Balasubramaniam, J.W. Harvey, D.M. Rabin, ASP Conf. Ser., v. 140, 353
17. Secchi, P.A. 1877, *Le Soleil*, v. 2, Gauthier-Villars, Paris
18. Stenflo, J.O., Gudel, M., *Astron. Astrophys.*, 1988, 191, 137-148
19. Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., Lemen, J., Brown, W., Carvalho, R., Catura, R., Freeland, S., Jurcevich, B., Owens, J. 1991, *Sol. Phys.*, 136, 37
20. М.С. Эйгенсон, М.Н. Гневышев, А.И. Оль, Б.М. Рубашев, *Солнечная активность и ее земные проявления*, 1948, М.
21. Waldmeier, M. 1957, *Die Sonnenkorona*, Vol. II, Birkhauser, Basel
22. Wang, Y.-M., Nash, A.G, Sheeley, N.R., 1989, *ApJ*, 529-539
23. Wang, Y.-M., Sheeley, N.R., Nash, A.G., 1991, *ApJ*, 383, 431-442
24. Wilson, P.R., Altrrock, R.C., Harvey, K.L., Martin, S.F., Snodgrass, H.B., 1988, *Nature*, 333, 748
25. Wolfson, R., Roald, C.B., Sturrock, P.A., Weber, M.A. 2000, *ApJ*, 539, 995

## **ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И СМЕНА ЗНАКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА**

**Биленко И.А.**

*Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга;  
belenko@sai.msu.ru*

## **DYNAMICS OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS AND THE SOLAR POLAR FIELD REVERSAL**

**Bilenko I.A.**

*Sternberg State Astronomical Institute*

The temporal and spatial photospheric magnetic field evolution is studied for the period of 1976 - 2001 years (21, 22, and 23 solar cycles). Three solar polar magnetic field sign reversals took place during that period. The every day data from the Kitt Peak, and Stanford solar observatories were used. Coronal holes catalog by Sanchez-Ibarra and Barraza-Paredes were used for the period of 1976 – 1995 yr. Coronal holes were used to analyze the evolution of the background photospheric magnetic fields. Dynamics of the latitudinal distribution of positive-polarity and negative-polarity coronal holes, their numbers and areas, reflects the 22-year magnetic solar cycle and the solar polar field reversal process.

During the solar cycles the polar magnetic field strength changes. It has maximum value in minimum phases of solar cycles and reaches zero at maximum when the polar magnetic field reversal occurs. Variations of the northern and the southern photospheric magnetic polar field strength correlate with the changes of distribution of positive-polarity and negative-polarity coronal holes during solar cycles.

The spherical harmonics analyses were used to determine the dynamics of the geometrical structure of the solar magnetic fields. The photospheric magnetic field distribution structure changes from zonal structure at the minimum and the beginning of rising phases to sectorial at the rising, maximum, and decreasing phases. The polar magnetic field reversal process takes place in these unipolar magnetic field sectors when the sectorial structure has its maximum. The active region magnetic field evolution during solar cycles is different. A conclusion that the photospheric magnetic fields are not by-products of active region evolution is made.

Природа цикличности солнечной активности определяется, главным образом, природой изменения структуры солнечных магнитных полей. Различия в морфологии фотосферных магнитных полей привели к делению на магнитные поля активных областей и фоновые магнитные поля “невозмущенной” фотосферы. Динамика магнитных полей активных областей в ходе циклов солнечной активности проявляется в изменении числа пятен (чисел Вольфа) и в смене полярности биполярных активных областей (закон Хейла). Традиционная теория солнечного динамо

рассматривает цикличность солнечной активности как проблему происхождения и эволюции активных областей, устанавливая взаимосвязь между вращением Солнца и процессом генерации магнитных полей (Parker, 1979). Фоновые фотосферные магнитные поля в этой теории считаются вторичными, они полагаются продуктами диффузии активных областей. Наблюдаемая структура фоновых фотосферных магнитных полей согласно этой теории формируется процессами дифференциального вращения, меридиональных движений и супергрануляцией. Процесс смены знака общего магнитного поля Солнца описывается моделями поверхностного переноса магнитного потока. Однако в рамках этих моделей нельзя объяснить наблюдаемую картину смены знака магнитного поля на полюсах.

В последнее время получила развитие теория формирования циклов магнитных полей Солнца как результата взаимодействия двух типов магнитных полей. Одного связанного с глубинными слоями Солнца и ответственного за формирование фоновых магнитных полей и генерируемого в верхних слоях магнитного поля активных областей (Ikhsanov & Ivanov, 1999).

Проведенный Макаровым и Тлатовым (Makarov & Tlatov, 1997) анализ крупномасштабного магнитного поля привел их к выводу о доминирующей роли фоновых фотосферных магнитных полей, т. е. крупномасштабное магнитное поле является первичным по отношению к магнитным полям активных областей и цикл фоновых магнитных полей опережает цикл солнечных пятен на 5,5 лет.

Целью данной работы является изучение особенностей поведения фоновых фотосферных магнитных полей в ходе циклов солнечной активности и, особенно в эпохи смены знака общего магнитного поля Солнца. Независимо от прямого изучения магнитограмм другим методом является изучение фоновых фотосферных магнитных полей по распределению корональных дыр. Как было показано ранее, корональные дыры располагаются в областях соответствующих униполярным фотосферным магнитным полям (Harvey et al., 1982; Timothy et al., 1975). Соотношение доминирующей полярности к противоположной составляет 4:1 (Varsik et al., 1999) и растет с ростом солнечной активности (Bilenko 2000). Растет и число таких областей трассируемых корональными дырами. Для анализа данных за 21 и 22 цикл, т. е. с 1976 по октябрь 1995 год использованы данные каталога Санчес - Ибарра и Барраза -Паредес. С 1996 года по 2001 год включительно использованы ежедневные карты расположения корональных дыр в линии He 10830 Å обсерватории Китт Пик. Общий ряд с 1976 по 2001 год является не однородным, поскольку каталог Санчес – Ибарра и Барраза Паредес составлен на основе синоптических карт и для долгоживущих корональных дыр указаны

средние координаты за все время их существования. С 1996 года по ежедневным картам корональных дыр определялись координаты для

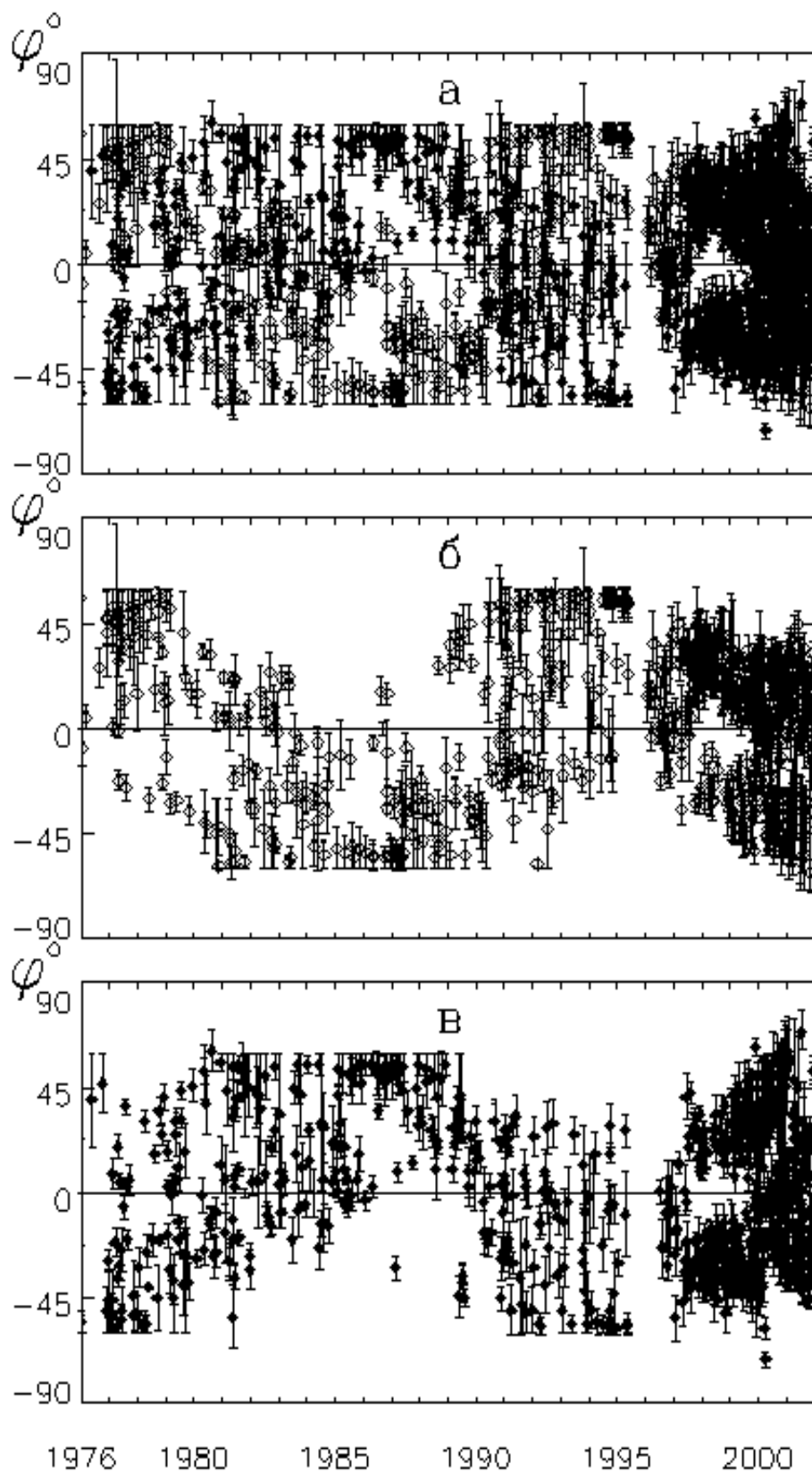


Рис. 1.

каждой корональной дыры независимо от ее расположения на диске и времени существования один раз за один оборот Солнца (подробное описание приведено в статье Bilenko, 2002). Для анализа динамики распределения униполярных магнитных областей на протяжении 21, 22 и первой половины 23 циклов построены графики широтного распределения центров корональных дыр положительной и отрицательной полярности по диску Солнца за весь рассматриваемый период рис. 1. На рис. 1а показано распределение как положительных (светлые ромбовидные значки), так и отрицательных (темные ромбовидные значки) корональных дыр. Вертикальные черточки у каждого значка показывают наибольшую широтную протяженность для каждой корональной дыры. На рис. 1б и 1в показано распределение отдельно для положительных и отрицательных корональных дыр соответственно. Хорошо виден ход изменения положения корональных дыр, отражающий процесс смены знака общего магнитного поля Солнца в ходе циклов солнечной активности. В минимуме 21-го цикла в северном полушарии Солнца доминируют корональные дыры соответствующие фотосферным магнитным полям положительной полярности. На фазе роста 21-го цикла зоны их расположения постепенно смещаются в южное полушарие, достигая максимальных широт южного полушария в максимуме 21-го цикла. Формируется южная полярная корональная дыра новой, положительной, полярности, достигающая своего максимального размера в минимуме солнечной активности. Затем начинается процесс обратной миграции положительных корональных дыр к северному полушарию, достигающих максимальных широт северного полушария в максимуме 22-го цикла. Формируется полярная корональная дыра новой положительной полярности теперь уже на северном полюсе Солнца. Этот процесс отражает 22-летний магнитный цикл солнечной активности. Далее, с началом 23-го цикла он повторяется. Динамика корональных дыр, соответствующих отрицательным фотосферным магнитным полям аналогична, но противоположна по фазе. Интересно рассмотреть не только изменение расположения корональных дыр, соответствующих положительным и отрицательным фотосферным магнитным полям в ходе циклов солнечной активности, но также и эволюцию площадей корональных дыр. С этой целью были рассчитаны максимальные площади для каждой корональной дыры. На рис. 2, 3 и 4 показаны графики изменения среднегодовых значений числа и площадей корональных дыр в интервалах с шагом в один градус по широте (площади показаны в единицах миллионных долей полусферы) по годам для 21-го, 22-го и первой половины 23-го цикла соответственно. В минимуме 21-го цикла в северном полушарии, как по числу, так и по площади доминируют корональные дыры, соответствующие фотосферным магнитным полям

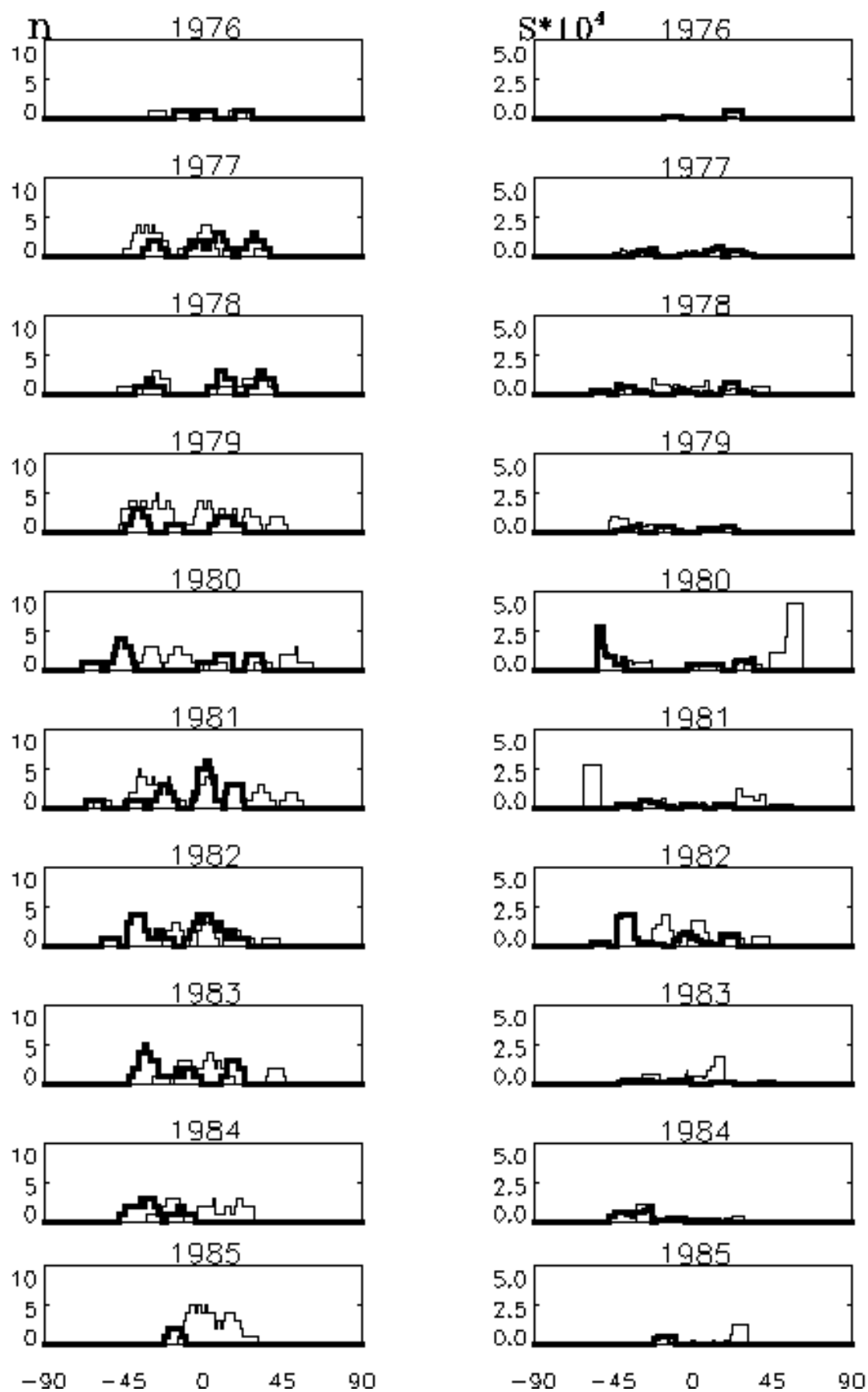


Рис. 2.

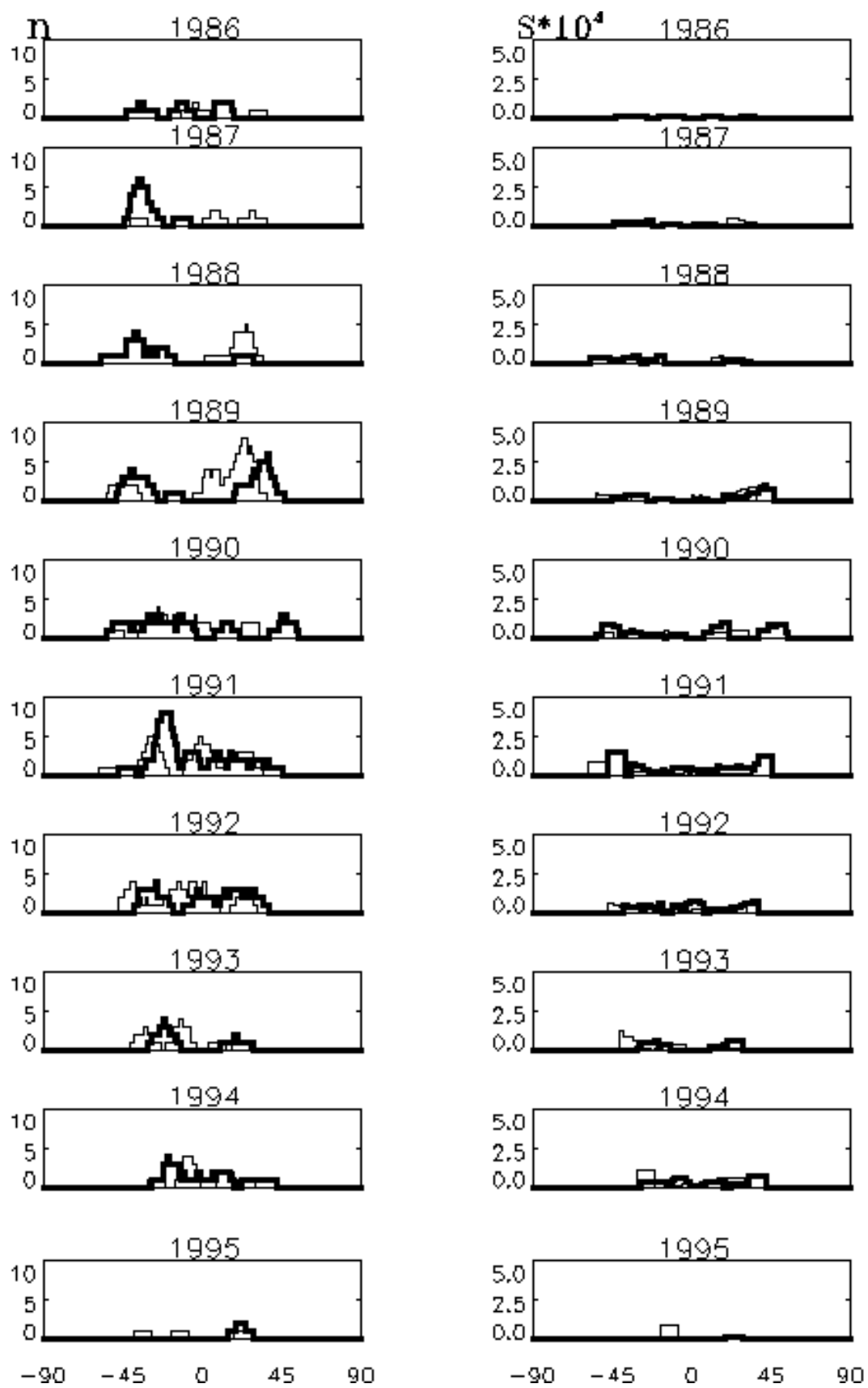


Рис. 3.



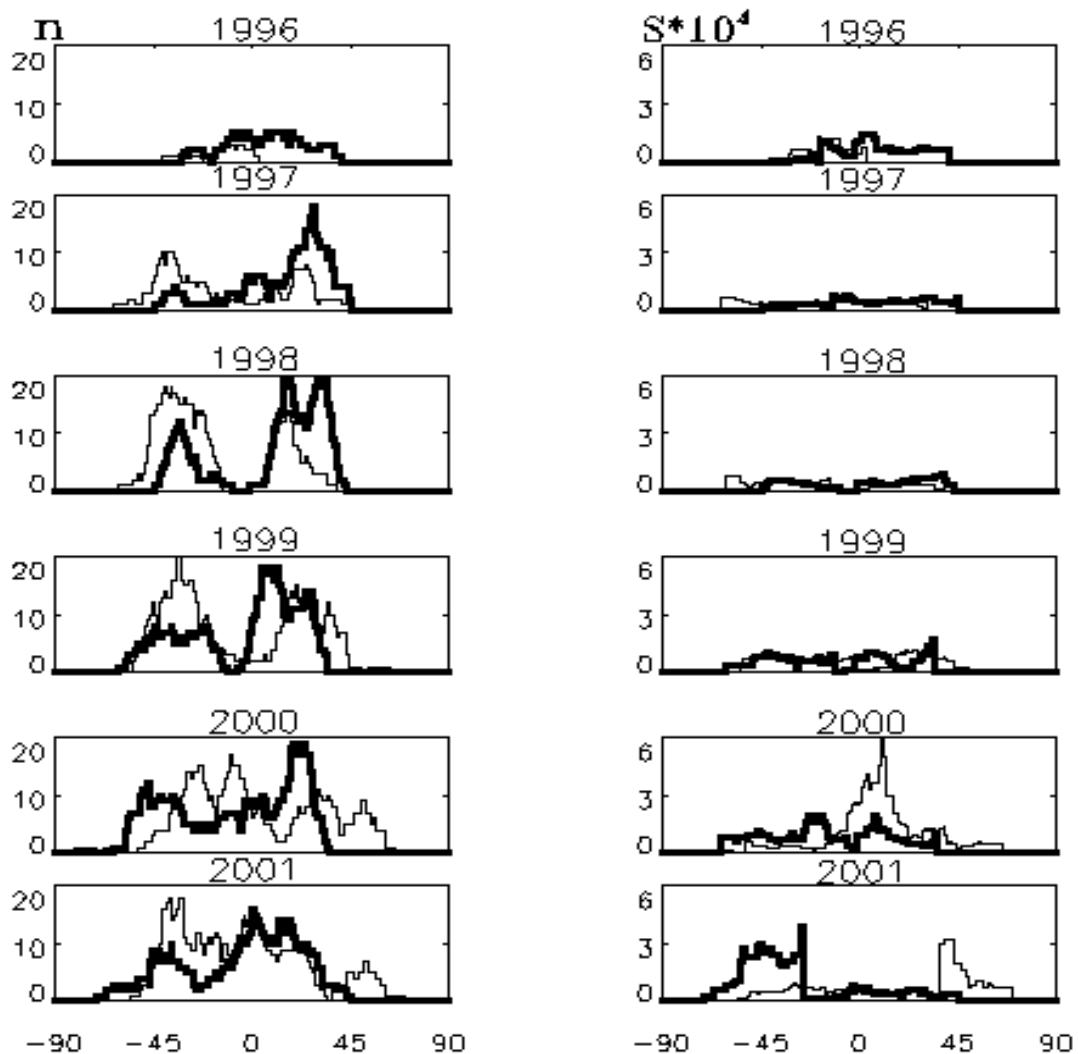


Рис. 4.

положительной полярности, а в южном – отрицательным. С ростом солнечной активности происходит смещение по широте максимума плотности распределения, и числа, и площади корональных дыр положительной полярности в южное полушарие, отрицательных - в северное. Максимальные значения достигаются в максимуме 21-го цикла на высоких широтах соответственно северного полушария для корональных дыр соответствующих отрицательным магнитным полям и южного - положительным. Затем, на фазе спада солнечной активности, начинается обратное смещение в сторону низких широт. Процессы, происходящие в 22-м и 23-м циклах, имеют аналогичный характер. Это свидетельствует о том, что динамика расположения корональных дыр по диску Солнца, их числа и площади отражает 22-летние изменения распределения положительных и отрицательных фоновых фотосферных магнитных полей в ходе циклов солнечной активности, а также процессы смены знака общего магнитного поля Солнца.

По прямым измерениям напряженности магнитного поля на полюсах, проводимых на солнечной обсерватории Уилкоккс, Станфорд, США построены графики изменения напряженности магнитного поля на северном (N) и южном (S) полюсах рис. 5. Измеряется значение напряженности продольной составляющей магнитного поля в областях от 55 градусов широты до соответствующего полюса. Эффект геометрической проекции убирается с помощью специального фильтра. По данным, полученным по магнитограммам за месяц, берутся средние значения по каждому 10 дням. В минимумах солнечной активности напряженность магнитного поля на полюсах максимальна рис. 5. На фазе роста солнечной активности она уменьшается, достигая нулевых значений в максимуме активности, меняет знак и затем растет по абсолютному значению, достигая максимального значения напряженности с новым знаком в следующем минимуме солнечного цикла. Изменения напряженности магнитного поля на полюсах коррелирует с динамикой распределения корональных дыр положительной и отрицательной полярности в ходе 21-го, 22-го и 23-го циклов солнечной активности рис. 1б и 1в. С целью анализа структуры глобального магнитного поля Альтшулером и Ньюкиркком (Altschuler & Newkirk, 1969; Altschuler et al., 1975) был разработан применительно для Солнца метод сферического гармонического анализа, который в настоящее время широко используется (Макаров и Тлатов, 2000; Могилевский и др., 1997; Обридко и Шельтинг, 1999).

Магнитное поле Солнца может быть описано как функция координат широты и долготы  $\Psi(r, \theta, \phi)$ .

$$\Psi(r, \theta, \phi) = R \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (R/r)^{n+1} (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\theta)$$

Здесь:  $P(\theta)$  – присоединенные функции Лежандра,  $N$  – наибольший номер учитываемых гармоник (в данном случае 9),  $n$  – текущий номер гармоники, коэффициенты  $g$  и  $h$  определяются из измерений продольной компоненты магнитного поля на поверхности источника при  $r=R$ . Чем выше номер гармоники, тем вклад более мелких деталей магнитного поля она характеризует. При  $m=0$  мы имеем чисто широтную, зональную, структуру распределения магнитных полей по диску Солнца. При  $m=n$  формируется секторная, долготная, структура магнитных полей. Для анализа изменения структуры магнитного поля на протяжении 21 - 23-го циклов был рассчитан вклад отдельных мультипольных компонентов поля (Altschuler et al., 1977; Levine, 1977):

$$S_n = \sum_{m=0}^n [(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]$$

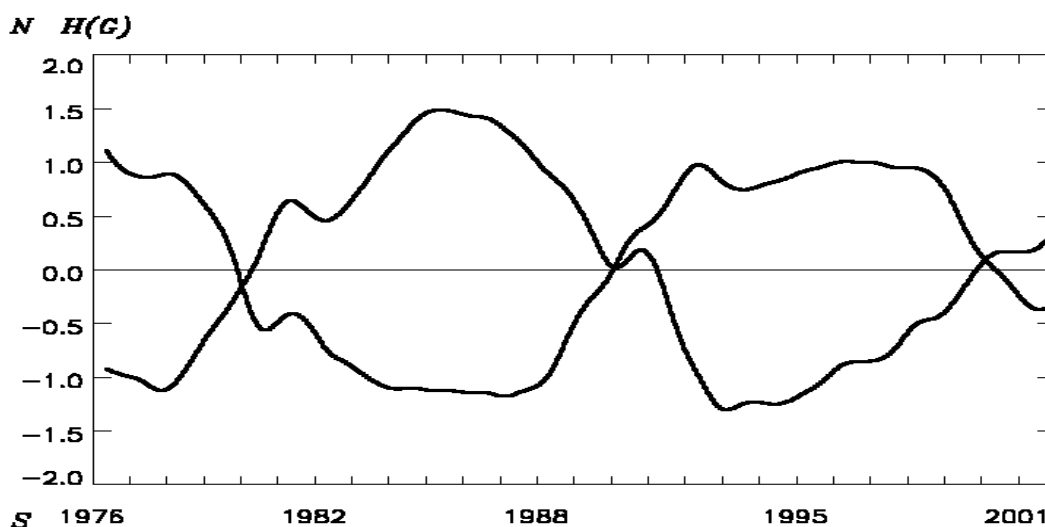


Рис. 5.

Полярный угол  $\theta$  дипольной компоненты магнитного поля определялся как:

$$\tan(\theta) = (g_1^0)^{-1} [(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2]^{1/2}$$

На рис. 6 показаны изменения спектров мощности различных мультипольных компонентов за рассматриваемый период 1976–2001 гг. На рис. 6а показаны сумма всех зональных компонентов  $m=0$  (толстая линия) и ход нечетных зональных гармоник  $n = 1, 3, 5, 7, 9$  (тонкие линии). Изменения четных зональных гармоник показаны на рис. 6б ( $n=2, 4, 6, 8$ ). Изменения вклада суммы секторных структур  $m=n$  показаны на рис. 6в толстой линией, а тонкими линиями изображены отдельные секторные гармоники при  $n=1, 2, \dots, 9$ . На рис. 6г показаны дипольная компонента магнитного поля (толстая линия) и сумма всех мультипольных компонентов (тонкая линия). Изменение отношения вклада секторных и зональных структур (гармоник) показано на рис. 6д. Вариации полярного угла дипольной компоненты магнитного поля приведены на рис. 6е. Анализируя рис. 6 следует отметить, что в минимуме солнечной активности доминируют нечетные зональные компоненты, т. е., характерно широтное распределение магнитных полей по диску Солнца. Вклад дипольной компоненты максимален и равен сумме всех остальных мультипольных компонентов рис. 6г. Отклонения полярного угла от оси Солнца в периоды минимума активности минимально рис. 6е. В максимуме солнечной активности доминируют секторные структуры (гармоники) рис. 6в. Этот период характеризуется формированием на диске Солнца униполярных меридиональных чередующихся положительных и отрицательных секторов доминирующего фонового магнитного поля, в которых и происходит перераспределение магнитных полей, отражающее процесс смены знака общего магнитного поля Солнца. Секторная структура формируется при уменьшении напряженности

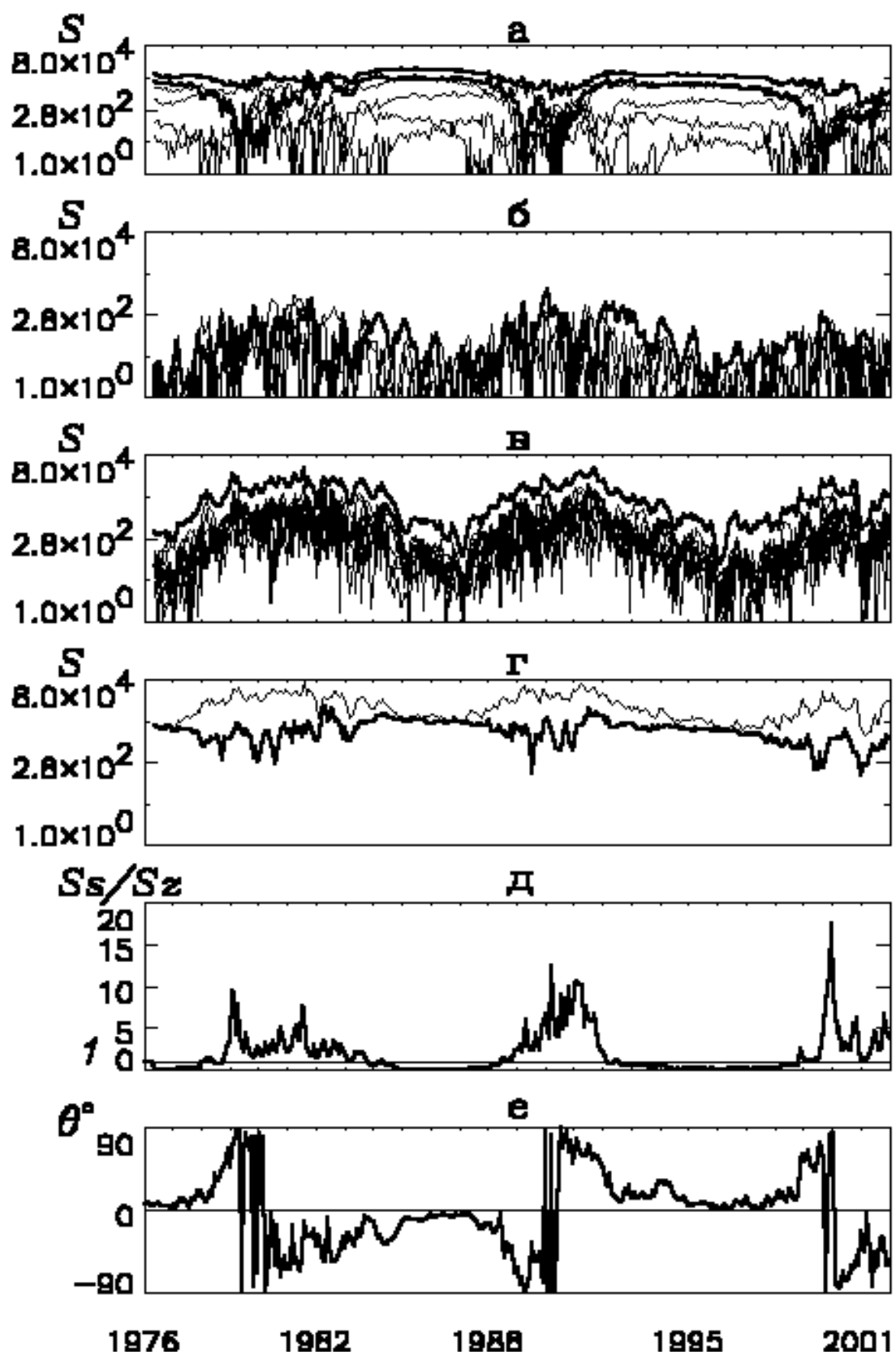


Рис. 6.

магнитного поля на соответствующем полюсе Солнца до 0,7 его максимального значения в минимуме. Переход от зональной к секторной структуре происходит за очень короткий промежуток времени: 1-2 оборота Солнца (Bilenko, 2002). Имеют максимальные значения также и четные зональные гармоники рис. 6б. Дипольная компонента в периоды максимума солнечной активности имеет минимальные значения, характеризующиеся резкими колебаниями рис. 6г. Отклонения полярного угла дипольной компоненты максимальны и также претерпевают резкие колебания рис. 6е.

Смена знака общего магнитного поля Солнца происходит в моменты максимального доминирования секторных структур.

Выявленная динамика фоновых фотосферных магнитных полей резко отличается от известной эволюции активных областей в ходе циклов солнечной активности. Это позволяет сделать заключение о том, что фоновые магнитные поля не являются простым продуктом распада активных областей, а отражают глобальные процессы, происходящие в глубинных слоях Солнца, которые управляют цикличностью солнечной активности и являются основными в смене знака общего магнитного поля Солнца.

Автор выражает искреннюю признательность организаторам конференции и лично В.И. Макарову за поддержку для участия в этой конференции. Автор благодарен сотрудникам WSO и J. Todd Hoeksema за предоставленные через интернет данные. NSO/Kitt Peak data used here were produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL.

## Литература

- Altschuler M.D., 1969, *Solar Physics*, 9, 131.  
Altschuler M.D., Trotter D.E., Newkirk G. Jr., Howard R., 1975, *Solar Physics*, 41, 225.  
Altschuler M.D., Levine R.H., Stix M., Harvey J., 1977, *Solar Physics*, 51, 345.  
Bilenko I.A., 2000, *Solar Physics*, 199, 23.  
Bilenko I.A., 2002, *Astronomy & Astrophysics*, in press.  
Ikhsanov R.N., Ivanov V.G., 1999, *Solar Physics*, 188, 245.  
Levine R.H., 1977, *Solar Physics*, 54, 327.  
Макаров В.И., Тлатов А.Г., 1997, *Астрономический журнал*, 74, 416.  
Макаров В.И., Тлатов А.Г., 2000, *Астрономический журнал*, 77, 858.  
Mogilevsky E.I., Obridko V.N., Shilova N.S., 1997, *Solar Physics*, 176, 107.  
Obridko V.N., Shelting B.D., 1999, *Solar Physics*, 187, 185.  
Parker E.N., 1979, *Cosmical Magnetic Fields*, Clarendon Press, Oxford.  
Harvey K.L., Sheeley N.R. Jr., Harvey J.W., 1987, *Solar Physics*, 79, 149.

Timothy A.F., Krieger A.S., Vaiana G.S., 1975, Solar Physics, 42, 135.  
Varsik J.R., Wilson P.R., Li Y., 1999, Solar Physics, 184, 223.

## **ABOUT MICROWAVE EMISSION OF FLARE - PRODUCTIVE ACTIVE REGIONS**

**Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh.**

*Special Astrophysical Observatory, Nizhnij Arkhyz, Karachaevo-Cherkessia,  
369147, Russia, stokh@gao.spb.ru*

### **Abstract**

Here we show that flare-productive active regions (FPAR) represent the special class of solar active regions. Their study by microwave observations in a wide wavelengths range with detailed spectral and polarization analysis is very informative, and directly detects plasma in the sites of primary energy release before flares. We have found out several new phenomena at microwaves during pre-flare and flare stages of FPARs on a time interval from several hours up to about several days. These phenomena occur in a wide flux range (0.05 - 1.0 s.f.u.) in a narrow wavelength range (2-5 cm). Analysis of a number of FPAR's within 2001 has shown that the probability of such phenomena occurrence at microwaves is about 85%.

### **Introduction**

The problem of the powerful solar flares prediction has an actuality for a long time. Now it is clear that the search for reliable criteria is connected with the features of pre-flare plasma in active regions (AR). There are certain conditions of such plasma, i.e. combinations of a magnetic field, kinetic temperature and plasma density in some interval of solar atmosphere heights, where primary energy release begins. Then flare eruption spreads downward to the photosphere level and upwards into the upper corona, where it is registered in white light and X-rays correspondingly. Among a great number of solar AR's it is necessary to make distinction between the radiation of stable AR's and FPAR's. A stable AR practically does not produce any large flares during all the time of its existence on the solar disk (see <http://www.sec.noaa.gov/weekly/index.html>). Such an AR has a stable structure of magnetic fields on photosphere and stable emission spectra at microwaves. The polarization spectra are defined by combined influences of thermal mechanisms - bremsstrahlung and cyclotron emission on low harmonics of a gyrofrequency (Zheleznyakov, 1996) and have a monotonous character with a maximum in the range of 4-6 cm (Bogod et al., 1998, White et al.1992). This work is devoted to FPARs investigation. For the study we have used the data from RATAN-600. This telescope has the most suitable parameters for the research of the pre-flare plasma in AR's. The most important opportunity is the combination of an instant spectrum at many frequencies in a wide frequency range from 17 GHz up to 4 GHz with frequency resolution of about 5-7%, the high accuracy of polarization degree

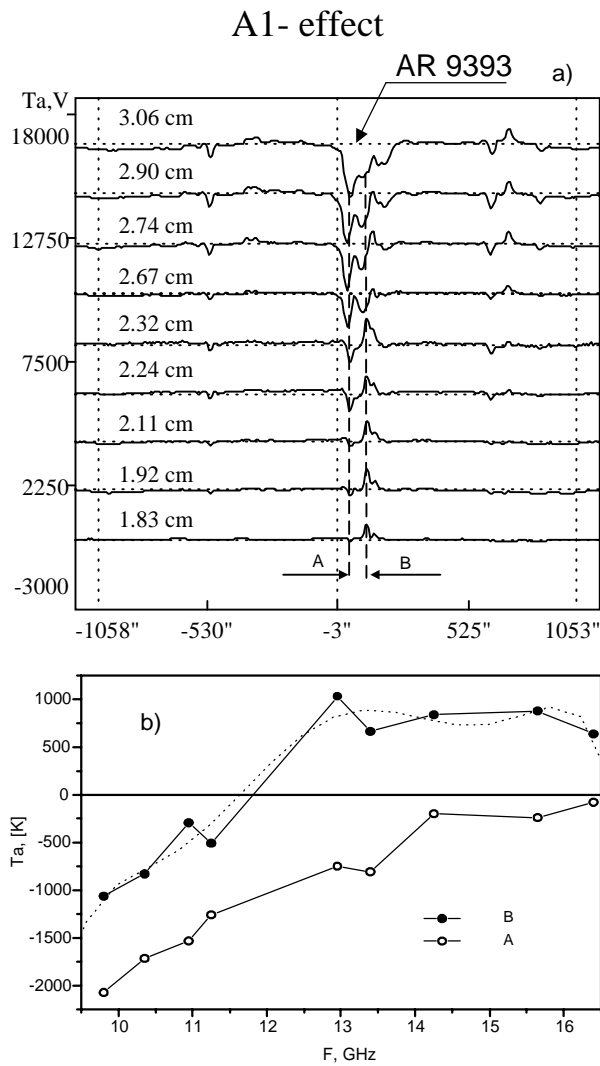
measurements ( $<0.03\%$ ) and the high sensitivity to flux density which is about several Jy (Jansky,  $10^{-26}$  W/(m<sup>2</sup> Hz)). These parameters are achieved due to the wide frequency band of receivers channels (200-800 MHz), parallel analysis of a spectrum, and large effective area of the radiotelescope about 400-600 m<sup>2</sup> in one sector. RATAN-600 has the moderate spatial resolution in a horizontal plane ( $<15''$  at 2 cm) and low resolution in a vertical plane (15' at 2 cm). The beam sizes change proportionally to a wavelength. Observations are conducted regularly in a scanning mode (3-5 times per day) and in a mode of azimuth multiscanning (31-61 scans within 4 hours with a cadence of 8-4 minutes per scan). We have found out several distinctive features on FPAR's circular polarization spectra both on the pre-flare and eruptive stages of AR's evolution. The new manifestations of pre-flare plasma could be used both for the testing of existing flare models (see reviews (Syrovatskii et al., 1983, Shibata, 1998, Altyntsev et al., 1982) and for the development of effective flare's prediction criteria (Tanaka & Enome, 1975).

### **FPAR's short wave polarization features (A1, A2)**

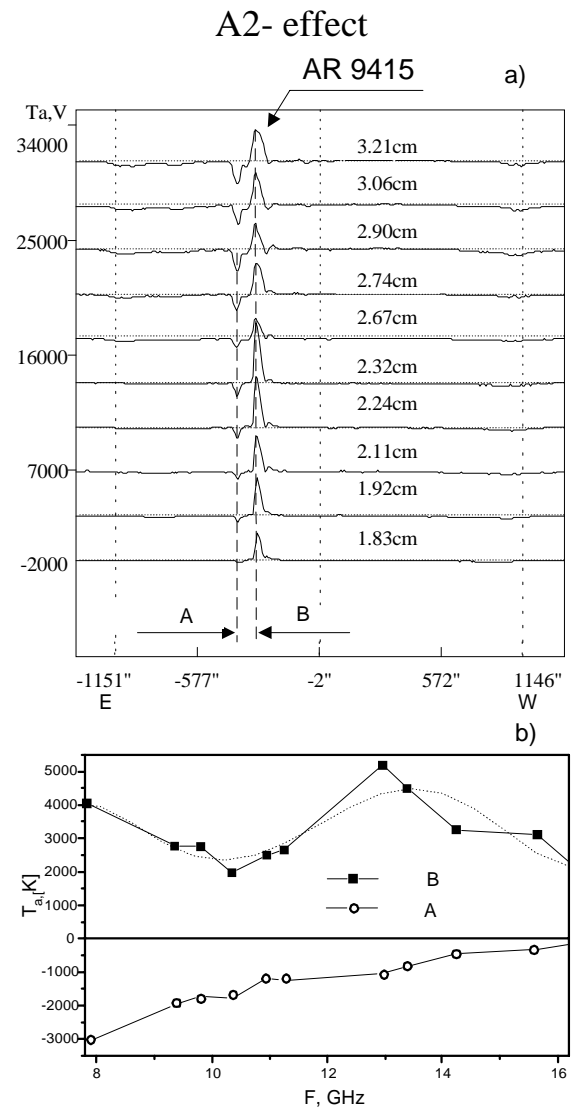
As an example we consider RATAN-600 data obtained on March-April, 2001. In Figures 1 and 2 one-dimensional scans of circular polarization emission (Stokes parameter V) of the Sun at several centimetric wavelengths are shown. At the bottom the corresponding spectra of local sources in the structure of two FPARs are presented. In Figure 1, to the western side of AR one can see a growth of the source B (right circular polarization) to shorter wavelengths. At the longer wavelengths, the whole AR has the left sign of polarization, which coincides with the sign of polarization of the source A. The source A represents the class of stable AR's with monotone spectrum over the whole microwave range (Figure1b). The appearance of the source B leads to the short wave polarization inversion on spectrum within the structure of FPAR. We named the short-wave polarization inversion as a A1-feature of FPARs. In Figure 2, to western side of the AR 9415 one can see an appearance of a new source also. But, in this case, the sign of newly appeared flux coincides with the sign of the pre-existing emission. But this local source also shows a short wave increase of polarization flux with the local maximum on spectra near the 12-15 GHz.

We named the short wave polarization inversion as A1 effect, and the short wave polarization increase as A2 effect. Preliminarily we explain both the A1- and A2- features as a manifestation of a new magnetic flux emergence from under the overlying old magnetic field structure. In the case of A1-feature the sign of the emerged magnetic flux is opposite to the sign of the old magnetic field. And in the case of A2-feature there is an emergence of a flux, which coincides by sign with the pre-existing field.





**Fig. 1.** a) RATAN-600 data, Stokes V scans of the Sun, March 28, 2001, 8:46 UT. To the west side of the AR 9393 the growth of the left polarization source B on wavelengths from 1.83 cm to 2.32 cm is observed. (b) Spectra of the eastern (A) and the western (B) sources in AR 9393. The source B shows the inversion of polarization at high frequencies starting from 12 GHz to higher, whereas the source A shows a monotone increase of emission to lower frequencies.



**Fig 2.** a) RATAN-600 data, Stokes V scans of the Sun, April 8, 2001, 09:15 UT. The AR 9415 is located on the eastern hemisphere of the Sun disk, with bipolar polarization structure. (b) Spectra of the western (A) and eastern (B) sources in the AR 9415. Note, that the source B shows a local increase of polarization at high frequency part of spectrum (near 12-15 GHz), whereas the source A has a typical stable AR spectrum.

The lifetime of the A1 and A2 features can last from several hours to about 3-4 days. The maximum frequency bandwidths covered by A-features are wide enough and can reach one octave. The A-features were observed many times in FPARs during the analyzed period. 60% of analyzed FPARs manifested such at least one of these features during their passage through the solar disc.

### **Frequency domain of modes coupling (B-feature)**

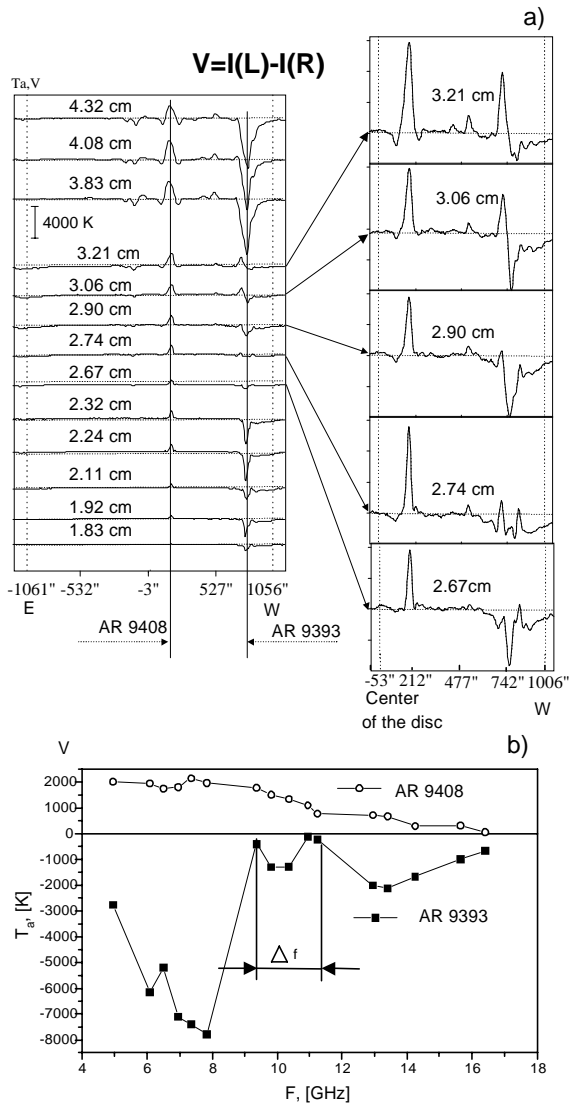
As a result of development in time, the A-features are often converted to the B-feature. In Figure 3 an example of FPAR (9393) is presented. One can see the distinct frequency domain in the range from 2.67 cm to 3.21 cm with low polarization degree, multiple polarization inversions on spectrum and with the appearance of new point sources. These properties made us to call this feature as a frequency domain of o- and x-modes effective coupling (FDMC). This domain is shown on a large scale to the right. Such a phenomena occur as a sharp polarization flux decrease at a frequency band with a width of about 20-30 % in the range from 2 to 5 cm. This domain is usually shifted to longer wavelength before the time of powerful flare explosion. The phenomena are often appeared in polarization spectra of the AR's, in the time interval from several hours up to 3 days before the flare, but can also be observed during the eruptive stage of the flare process (see Fig.4). As for the AR 9393 shown on the Figure 3, the powerful X20 flare occurred on April 2, 2001 at 3:25 UT.

### **Statistical study of FPARs within 2001**

For the statistical study of the observed FPARs features and their relation with the powerful flare productivity the period of observations from January to October 2001 was selected. This year, three observations per day were carried out daily at RATAN-600. Besides, four one-month series in multi scanning regime with 4-8 minutes cadence near the local noon from 7:00 UT to 11:00 UT were executed. The data allow us to be reasonably certain in a reliability of the discovered spectral - polarization phenomena in FPARs. During the period under the study there were about 406 ARs existed on the Sun (Table 1). They produced about 192 powerful flares of X-ray class of M and higher. The flare radio polarization features were observed mainly in FPAR's, which produced at least 3 powerful flares of X-ray M class and higher. There were 23 of such FPARs during the period, which amount to about 5.5% of all ARs. But they have determined the full solar activity, producing about 85% of all powerful flares. Only two of them, NOAA 9616 and 9368 did not show any peculiarities in polarization spectrum.

### **Discussion**

New observational opportunities of RATAN-600 significantly increase the reliability of the data. The interpretation of the discovered phenomena needs the future study. Here we can give the preliminary explanation of the observed effects. At first, apparently the flare conception must be expanded. According to our data, the flare is a process with a long-term preliminary stage going on at low flux levels of radio emission. Also it is very important to specify the conception of FPAR (flare-productive active region). This class of ARs has specific spectral- polarization features (reported above) at centimetric wavelengths as distinct from the stable ARs.



**Fig.3.** An example of B-feature . a) Stokes V scans of the Sun on April 1, 2001, 9:17 UT. FPAR 9393 located near the west limb. Over the wavelengths range from 2.67 to 3.21 there is a domain with a low polarization degree, multiple polarization inversions on spectrum and with the appearance of new polarization sources. This domain is shown on a large scale to the right. b) The spectrum of the FPAR 9393 with a Frequency Domain of Modes Coupling (FDMC) as a frequency band with low polarization emission. For the comparison the monotonous spectrum of the stable AR 9408 is shown.

**Features A1, A2.** These features are probably a result of a new magnetic flux emergence both of opposite and coincident polarity with overlying old magnetic fields. The strength of the new field is about  $B=1000-2000$  G in the assumption of the cyclotron emission on the third harmonic of a gyrofrequency, according (Gelfreikh, 1994) the formula:  $B$  [gauss] =  $3570 / \lambda$  [cm]. The prevalence of x-mode emission and polarity of a new ascending magnetic flux define the sign of polarization. The short-wave polarization inversion depends on a magnetic structure configuration in FPAR and usually is appeared on the shortest wave 1.74 cm, then gradually moves to longer waves (up to 3-4 cm). It is necessary to distinguish this type of inversion from the well-known phenomenon of polarization inversion due to the cyclotron emission passage through the region with quasi-transverse (QT) magnetic fields (Cohen, 1960, Zheleznyakov, 1996). The QT-inversion usually begins at longer waves (Ryabov et al., 1999) (in the range of about 8-9 cm) in stable AR's located near the limb and then it moves to short waves with time.

**Table 1.** List of FPAR's during the period from January to October 2001

NN	NOAA AR	Amount of M and X class flares	Polarization feature	Range [cm]
1	9311	2	A	<3.83
2	9313	4	A	<3.21
3	9368	3	No	
4	9373	4	B	<2.67 – 3.21>
5	9390	3	B	<3.06 – 3.21>
6	9393	27	A, B	<2.32 - 3.83>
7	9401	5	B	<3.21>
8	9415	12	AB	<2.62 - 2.90>
9	9433	15	A	<2.32
10	9455	5	A	<3.21
11	9502	3	A	<3.21
12	9511	4	B	<2.32>
13	9591	10	A	<2.32
			B	<2.32 – 3.21>
14	9600	3	A	<2.32
15	9601	10	A	<3.21
16	9608	12	A	<2.24
			B	<2.67 - 3.21>
17	9616	5	No	
18	9628	7	B	<2.32>
19	9632	3	AB	<3.21>
20	9658	4	A	<2.32
21	9661	3	B	<2.32 - 3.21>
22	9672	6	A	<3.21
23	9682	3	A	<2.32
Total: 153 powerful flares produced by 23 FPARs				

**Feature B.** Apparently, this feature reflects the processes going on in the domain of effective coupling of extraordinary and ordinary modes. This FDMC can be a result of plasma turbulence in multi arch magnetic structure or multiple current sheets appearance on the pathway of radio waves toward the Earth (Zheleznyakov et al., 1996). Should be mentioned also the model of polarization inversion by Zlotnik (2001), due to o-mode emission of cold layer located above hot plasma, in which need taking into account the turbulence of cool and hot plasma. It indicates that radio polarization data reflect the vertical structure of

magnetic fields on chromosphere - corona heights, associated with electron temperature range of  $10^4$  -  $10^6$  K.

### **Conclusions**

The observations allow coming to the conclusion that a flare is a long process with a wide range of radio emission flux from 0.1 s.f.u. up to several hundreds of s.f.u.. The long- term preliminary stage goes on a low level of energy release, caused either by a magnetic annihilation (Shibata, 1998), or other kinds of energy transformation (Zaitsev & Stepanov, 1983). An AR accumulates this energy until achieving a level of its total instability, when more powerful flare processes of energy release begin and the eruption of the coronal mass ejection may occur. Thus, there is a high importance of wide range microwave observations of flare plasma. For the further study a combination of wide centimetric range (2 – 6 cm) coverage with a high spectral resolution <1%, high accuracy of polarization degree (<1%) measurements, and two-dimensional imaging with the high spatial resolution is needed. These parameters will be essential for the study of early stages of pre-flare activity and developing of effective criteria of flare prediction.

### **Acknowledgments**

This work was supported partially by RFBR 02-02-16430 and INTAS 00-181 grants.

### **References**

- Akhmedov Sh., Gelfreikh G., Bogod V.M. & Korzhavin A.N. 1982, Sol. Phys., 7, 41-58
- Altyntsev A.T., Banin V.G., Kuklin G.V. & Tomozov V.M. Solnechnye vspyshki, M.: Nauka, 1982, pp. 247
- Bogod, V., Gelfreikh G. 1998, in Achievements and prospects, Bull.Spec.Astrophys.Obs., 45, 5-16
- Cohen, M.H. 1960, ApJ, 131, 664
- Gelfreikh G.B. 1994, in IAU Colloq.144 "Solar Coronal Structures" by V.Rusin, P.Heinzel&J.-C.Vial(eds), 21-28
- Korol'kov D. & Parijskij Yu. 1979, Sky and Telescope, 57, 324-329.
- Ryabov B.I., Pilyeva N.A., Alissandrakis C.E., Shibasaki K., Bogod V.M., Garaimov V.I., Gelfreikh G.B., 1999, Sol. Phys, 185, 157-175
- Syrovatskii, S. I.; Vulanov, S. V.; Dogel, V. A. 1983 Astrophys. & Space Phys. Reviews V.2, P.385, 1983
- Shibata K. 1998, Proc.of Nobeyama Symposium, 479, 381-389
- Tanaka H. & Enome.S. 1975, Sol. Phys., 40, 123-131
- White, S., Kundu, M. & Gopaswamy, N. , 1992, ApJS, 78, 599-617
- Zaitsev, V. & Stepanov A.V. 1983, Sol. Phys., 88, 297-313,
- Zheleznyakov, V. 1996, Radiation in Astrophysical Plasmas (Kluwer, Dodrecht)

Zheleznyakov V., Kocharovsky V. & Kocharovsky Vl. 1998, A&A , 308, 685-696

Zlotnik E.Ya. 2001, Radiophysics and Quantum Electronics, 44, 1-2,53-61

## **СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ, ЦИРКУЛЯЦИЯ АТМОСФЕРЫ И ПРОЯВЛЕНИЯ ОПАСНЫХ ПРИРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ – СЕЛЕЙ И ОПОЛЗНЕЙ**

**Вальчук Т.Е.<sup>1</sup>, Кононова Н.К.<sup>2</sup>, Мальнева И.В.<sup>3</sup>, Чернавская М.М.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>-ИЗМИРАН, Троицк Московской обл.

<sup>2</sup>- ИГ РАН, Москва, Старомонетный пер. 29,

*e-mail: climate@igras.geonet.ru*

<sup>3</sup>-ВСЕГИНГЕО, Московская обл., Ногинский р-н.

### **Abstract**

More than 100-years sequence of elementary circulation mechanisms (ECM) in the Northern Hemisphere was constructed. This long series of circulation patterns was analyzed statistically and compared with solar, heliospheric and geomagnetic parameters with the aim of revealing the most effective connections with dangerous natural phenomena in Caucasus. Hazard assessment of Northern Caucasus region according to exogenic processes, especially glacial mudflow activity, has been give. Causes of activity glacial mudflow, in particular change of circulation, air temperature and precipitation on Northern Caucasus have been studied. The increase of mudflow hazard has stated.

На основе Календаря последовательной смены элементарных циркуляционных механизмов (ЭЦМ) в типизации Дзердзеевского Б.Л., продленного по 2000г., продолжена работа по исследованию связей опасных природных процессов с Солнцем и солнечной активностью, см. Труды конф. в Пулково 1998г. Предсказанный тогда рост селей и оползней подтвердился в событиях последних лет - катастрофический сель в Тырнаузе, сошедший по реке Баксан 18-24 июля 2000 г., наводнения в Краснодарском крае ранней весной 2002г. после обильных снегопадов небывалой мощности, наводнение в Ленске весной 2001 г., столь же катастрофические наводнения в Западной Европе - Германии и др., резкие температурные перепады и экстремумы зимы 2001-2002г.г. Анализ последних десятилетий имеющегося столетнего ряда данных показывает усиление обнаруженной тенденции доминирования южной меридиональной циркуляции ЭЦМ 13, наиболее динамичной, эффективной и обостряющей катастрофические природные события. Приуроченность к максимуму 23 цикла солнечной активности увеличивает вероятность катастрофических погодных явлений и связанных с ними проявлений селей, оползней и других опасных природных процессов.

## Введение

Современная эпоха максимальных значений солнечной активности в 23 цикле характеризуется длительным сохранением высоких значений чисел Вольфа, мощными спорадическими событиями СА. Хотя максимум СА считается пройденным в 2000 г., сохраняется высокий уровень возмущенности солнечных процессов. Это определяет геомагнитную возмущенность, которая в свою очередь сказывается в погодно-климатических вариациях [1].

На фоне повышенной СА в ближайшие 10 лет сохранится высокая вероятность активизации многих опасных экзогенных геологических процессов – оползней, селей и др. Это обусловлено возможными частыми переменами погоды и связано с циркуляцией атмосферной, которая на современном этапе имеет ряд особенностей, связанных с активностью южных циклонов. Например, возможно развитие катастрофических гляциальных селей вследствие высокой продолжительности “гляциологически эффективных” ЭЦМ (13л и др.), погода при которых способствует активному таянию ледников.

### Катастрофические гляциальные сели на Кавказе

Проявление селей - результат действия сложной многокомпонентной системы, включающей большое число факторов (геологических, геоморфологических, гидрометеорологических и др.). К ним относятся температура воздуха, атмосферные осадки и др., а также общий характер погоды.

Погода в конкретном районе определяется особенностями атмосферной циркуляции и количественно выражается числом дней с определенными циркуляционными механизмами. Для количественной оценки характера погоды при оценке активности селей и других опасных экзогенных геологических процессов нами была использована типизация атмосферных процессов северного полушария Б.Л.Дзержевского и др. [2], по которой все разнообразие циркуляционных процессов выражается 41 элементарным циркуляционным механизмом (ЭЦМ).

В результате исследований, проведенных как на Кавказе, так и в других регионах, нами установлено, что погода, определяющая режим и степень увлажнения территории и изменчивость температуры воздуха, а, следовательно, и активность процессов, приводящих к формированию фракций (жидкой и твердой) селей является важнейшим из основных изменяющихся факторов [3].

При анализе известных случаев проявления селей (Таблица 1) на Центральном Кавказе (бассейны рек Баксан, Чегем, Черек) установлено,



что наиболее селеопасным является ЭЦМ 13л. В 47% случаев он преобладает в месяц прохождения селей. Помимо ЭЦМ 13л наиболее селеопасным в бассейне р. Баксан является ЭЦМ 12а.

**Таблица 1**  
**известных случаев проявления селей в бассейне р. Баксан**

Даты схода селей	Категории проявления селей по площади активизации	Степень активности селей	Генезис водной составляющей	Водотоки по которым прошли сели
12.08.1953	Массовая	Катастрофическая	Гляцио-ливневой	Азау, Гарабаши, Адыр-су, Челмас, Кубасанты, Кыртык, Терскол
16.05.1955	Локальное	Средняя	Снего-ливневой	Водотоки Скалистого хребта
27.07.1958	-«-	-«-	Снего-ливневой, гляциальный	Водотоки Скалистого хребта Адыл-су
08.08.1959	Единичное	Катастрофическая	Гляциальный	Адыл-су
01.08.1960	-«-	-«-	-«-	Герхожан-су
14.08.1961	-«-	-«-	-«-	-«-
31.07.1962	-«-	-«-	-«-	-«-
03.08.1966	Массовая	-«-	Гляцио-ливневой	Кубасанты, Адыр-су, Тютю-су, Кестанты
04-05 08.1967	-«-	-«-	Ливневой	Сагаевский, Курбасанты, Кызген, Камык-су, Кыртык, Терскол
31.07.1968	Единичное	Слабая	Гляцио-ливневой	Терскол
20.07.1970	Локальное	Средняя	Ливневой	Челмас, Сабалыксу
20.08.1972	Единичное	-«-	-«-	Сагаевский
28-29 07.1973	-«-	Слабая	Гляцио-ливневой	Адыр-су
05.07.1975	Массовое	Средняя	Снего-ливневой	Кубасанты, Каяарты, Адыр-су, Нарзанная
10-11 08.1977	-«-	Катастрофическая	Гляцио-ливневой	Повсеместно водотоки главного Кавказского хребта, скалистого хребта, предгорий
09.07.1978	Единичное	Средняя	Гляциальный	Азау
23.08.1979	Локальное	-«-	Ливневый, гляциальный	Адыр-су, Адыл-су, Сагаевский и др.

29.07.1980	-«-	-«-	Гляцио-ливневой	Адыр-су
19.07.1983	Массовое	Катастрофическая	-«-	Повсеместно на водотоках Гл. Кавказского хребта
24-25 07.1984	Локальное	Средняя	Ливневой	Сабалык-су, Челмас, Б. Мукулан, Камык-су, Терскол, Адыр-су
10.07.1985	Единичное	Слабая	-«-	Кылдыбашсу
04.09.1985	-«-	-«-	-«-	Азау
10.08.1986	-«-	-«-	-«-	Азау
10.08.1987	-«-	-«-	Снего-ливневой	Кыртык
25.07.1987	-«-	-«-	-«-	Терскол, Эльбрус
01.08.1988	-«-	-«-	Ливневой	Бедык, Лашкута
01.08.1989	-«-	Средняя	-«-	Кубасанты
12.08.1989	-«-	-«-	-«-	Тызыл
1990-1991	Локальное	-«-	Снего-ливневой	Челмаш, Лашкута, Бедык, Былым, Мыстылкол
16-22 05.1993	-«-	-«-	-«-	Кенделен и др., водотоки Мелового хребта
29.08.1999	Единичное	Слабая	Ливневой	Сагаевский
15.07.1995	Локальное	Катастрофическая	Ливневой	Сагаевский, Челмас, Адыр-су, Кыртык и др.
12.08.1995	-«-	Средняя	Гляцио-ливневой	Карабаши, Азау, Адыр-су, водотоки Водораздельного хребта
19.08.1999	Единичное	-«-	-«-	Герхожан-су
18-25 08.2000	-«-	Катастрофическая	Гляциальный	Герхожан-су

Приуроченность проявления селей к определенным циркуляционным процессам не случайна. Механизм этой связи позволяет раскрыть анализ и характеристику погоды, которую приносят различные ЭЦМ. ЭЦМ 13л, 12а, 12бл, 10а приносят на исследуемую территорию достаточное количество осадков для формирования жидкой составляющей и обеспечивают необходимый режим увлажнения и режим температуры для формирования твердой составляющей. Так при ЭЦМ 13л возможны обильные осадки, чередующиеся с засухой, причем жаркая и засушливая погода может преобладать длительное время. При этом обеспечиваются наиболее благоприятные условия для формирования селевых потоков.

Также происходит интенсивное таяние ледников и погребенных льдов, увлажнение морены за счет талых ледниковых вод. Подготовленная во время длительной засухи морена при последующих ливнях может оползать в русло, давая начало селевым потокам.

Именно с такими погодными условиями связана катастрофическая активизация селей в бассейне реки Баксан (река Герхожан-су) летом 2000 г., когда имелись сильные разрушения в г. Тырнауз и человеческие жертвы.

Можно отметить некоторые закономерности формирования селей, как в бассейне р. Герхожан-су [4], так и в других водотоках бассейна р. Баксан:

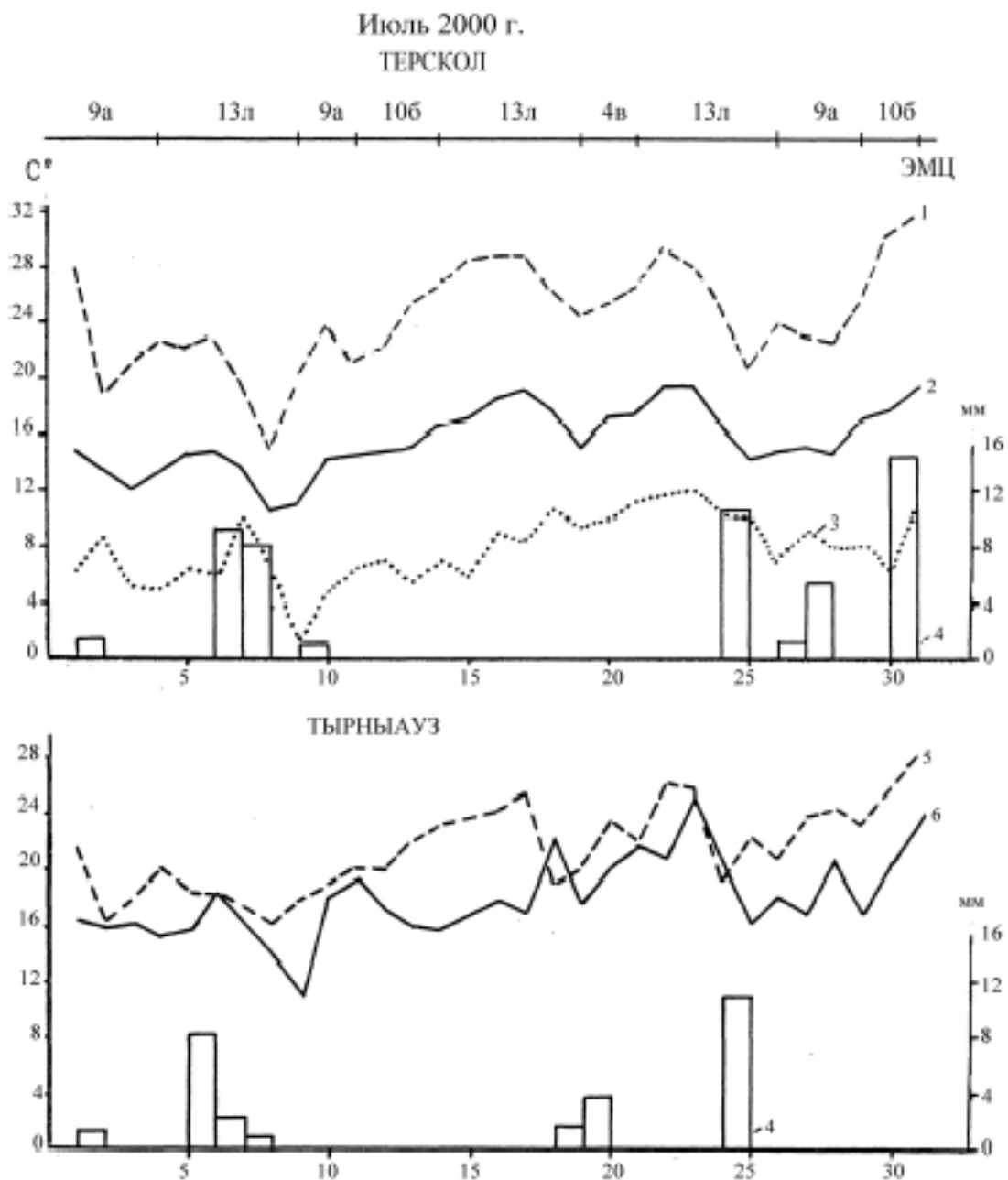
1. Оптимальные условия для зарождения селей, связанных с ледниками создаются при режиме погоды, обуславливающим наиболее сильное таяние, увеличение ледникового стока, увлажнение морены талыми ледниковыми водами. Особенно большое значение имеет количество тепла и влаги, полученное территорией с начала теплого периода до прохождения селей.

2. Оптимальные погодные условия создаются при ЭЦМ, которые являются «гляциологически эффективными» [4]. Для бассейна р. Герхожан-су, это ЭЦМ 13л, 4б, 4в, 8а, 8гл, 10б и др.. При этом особенно опасным является ЭЦМ 13л, который приносит на Северный Кавказ интенсивные ливни, чередующиеся с жаркой погодой. В июле 2000 года при частом повторении ЭЦМ 13л наблюдалась экстремально высокая среднесуточная и максимальная температура воздуха, средняя месячная температура при этом составила 15,6 градусов. Это самая высокая среднемесячная температура за весь период наблюдений. В момент прохождения селя отмечался ЭЦМ 13л, который появился 14 июля после вспышки на Солнце.

18 июля, в первый день прохождения селей при ЭЦМ 13л теплый фронт циклона подошел к предгорьям Северного Кавказа, находившегося в антициклоническом режиме. 19 июля циклон продвинулся к северу, а к Северному Кавказу приблизился холодный фронт этого циклона. 20–21 июля при ЭЦМ 4б Северный Кавказ полностью находился под влиянием местного антициклона, сформировавшегося внутри отрога Азорского антициклона.

Характерной особенностью синоптических условий на Северном Кавказе в теплый период 2000 года было то, что с 14 мая по 4 августа этот район почти непрерывно находился под воздействием антициклона, пополняемого воздушными массами с севера в тылу проходивших севернее южных циклонов. С таким положением связаны и экстремально высокие температуры воздуха в отдельные дни, и сравнительно небольшое количество осадков. Катастрофический селя был подготовлен

продолжительным таянием ледника при ясной погоде и достаточно высокой температуре воздуха, **рис. 1**.



На рис.1 представлен ход средней суточной (2), максимальной (1) и минимальной (3) температуры воздуха на ГМС Терскол, температуры воздуха за 20 ч. (5) и 08 ч. (6) на метеопосту Тырныауз и суточных сумм осадков на этих пунктах (4).

Временем интенсивной подготовки селя можно считать июнь месяц. С 31 мая по 21 июня при ЭЦМ 13л был хорошо развит Азорский антициклон

и его восточный отрог, под влиянием которого Северный Кавказ находился 31 мая – 3 июня, 6–7 июня, 9–13 июня и 16–18 июня. Между этими периодами район находился под воздействием фронтов южных циклонов и было облачно. С 23 июля по 4 августа на Северном Кавказе преобладал антициклонический режим.

Таким образом, синоптические условия для таяния ледников в бассейне р. Герхожан–су сохранялись в течение всей первой половины лета.

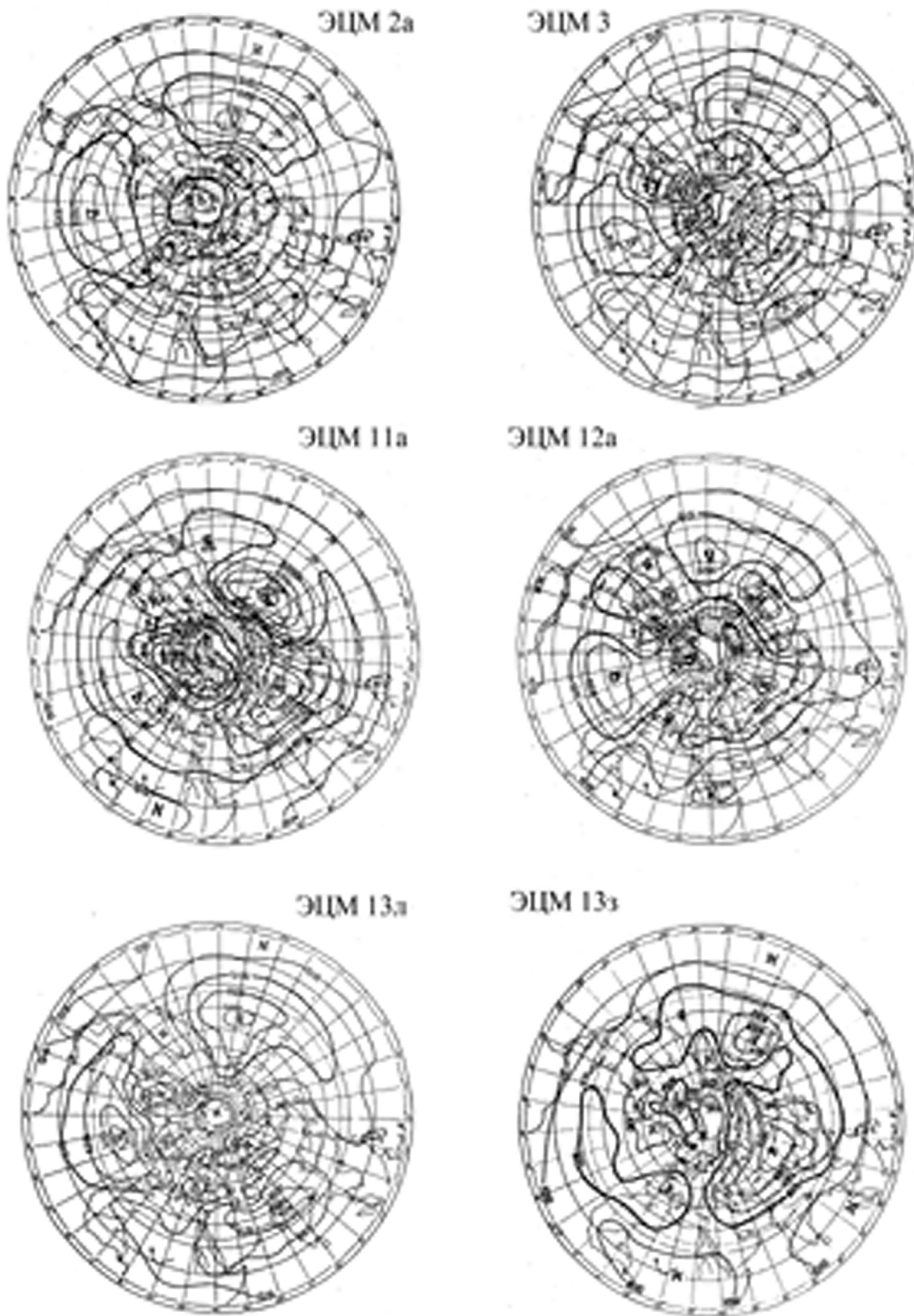
Селевая деятельность на Кавказе проявляется на фоне продолжающейся деградации оледенения, отступления ледников, уменьшения их площади.

Деградация оледенения обусловлена современным глобальным потеплением, сопровождающимся увеличением повторяемости стихийных бедствий. Непосредственной причиной увеличения числа стихийных бедствий в разных регионах земного шара является существенное изменение атмосферной циркуляции [5,6]. Повторяемость макропроцессов, при которых пониженное давление на северном полюсе сопровождается выходом южных циклонов в трех (зимой) и четырех (летом) секторах Северного полушария (ЭЦМ 13л и 13з) в настоящее время примерно в четыре раза превышает среднюю величину. Эти макропроцессы относятся к меридиональной южной группе циркуляций, которые рассмотрим далее.

### Солнечная активность и атмосферная циркуляция в период повышенной селевой опасности

Отчетливое разделение циркуляционных эпох видно на графиках 10-летних средних величин отклонений зональной, меридиональной северной и меридиональной южной групп циркуляции от соответствующих многолетних средних, **рис.2**.





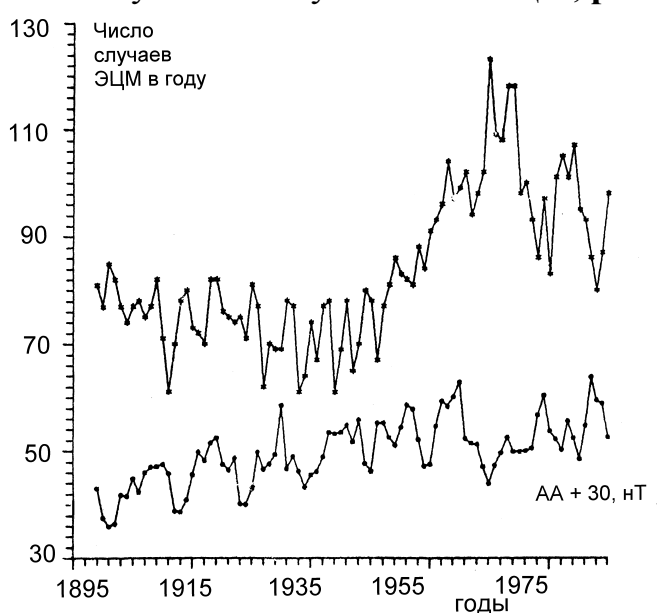
**Рис.3.** Давление воздуха на уровне моря для разных типов ЭЦМ.

Установлено, что в течение XX века выделяются 3 периода с преобладанием положительных отклонений какой-либо группы циркуляции. С начала века по 1914-1923гг. отмечалась меридиональная северная циркуляционная эпоха с преобладанием ЭЦМ с двумя и более арктическими вторжениями на северном полушарии (рис.3, 11а).

С 1915-1924 гг. по 1952-1961гг. отмечалась зональная эпоха с повышенной повторяемостью ЭЦМ без арктических вторжений (рис.3, 2а и 3) и с одним арктическим вторжением в какой-либо сектор северного полушария.

С 1953-1962 гг. по настоящее время наблюдается меридиональная южная циркуляционная эпоха. В начале ее по 1971-1980гг. отмечался период с положительными отклонениями двух меридиональных групп циркуляции: северной и южной (рис.3, 12а, 13з, 13л). С 1972-1981гг. отмечается период с преобладанием только меридиональной южной циркуляции, положительные отклонения которой по величине превышают отклонения других групп циркуляций в предыдущие эпохи (рис.3, 13з, 13л).

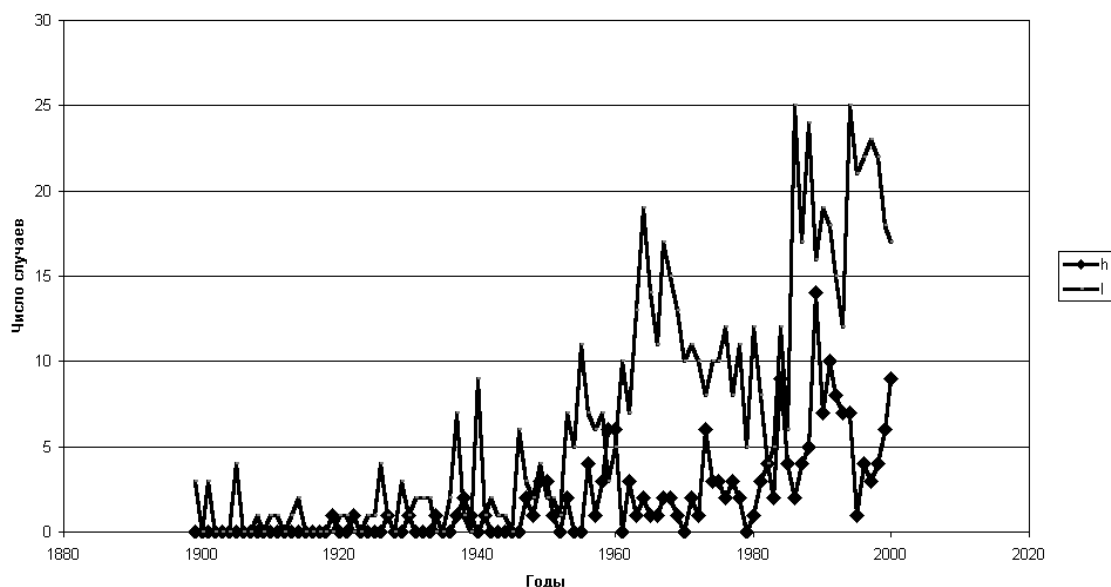
Был проведен анализ откликов макроциркуляционных процессов на геомагнитные возмущения за период 1899-2000гг. Рассмотрена связь индекса aa с числом смен макроциркуляционных процессов. Согласно расчетам, число случаев ЭЦМ в году имеет ярко выраженный положительный тренд в интервале 1935 по 70-е годы XX века, причем флуктуации от начала к концу века возрастают примерно вдвое. Изменения числа ЭЦМ в году находятся в противофазе с уровнем глобальной геомагнитной активности, нами был рассмотрен aa-индекс, хорошо коррелирующий с Kp и Ap индексами. Максимумам геомагнитной возмущенности соответствуют минимумы числа ЭЦМ, рис.4.



Корреляционные расчеты выявили значимый уровень корреляции, равный -0,4.

Особое внимание привлекает 13 тип ЭЦМ, который отличается аномальными возрастаниями продолжительности и повторяемости в последней эпохе. ЭЦМ 13 характеризуется циклонической деятельностью в приполярных областях и обеспечивает поступление тепла в арктические широты - 3-4 выхода южных циклонов по направлению к полюсу, над которым устанавливается низкое давление (**рис.3**, 13з, 13л). В зависимости от наличия геомагнитной возмущенности (выше уровня 50нТ) в каждом конкретном течении ЭЦМ 13 были организованы два набора ЭЦМ 13 - с всплесками геомагнитной активности и без таковых. Число смен ЭЦМ при низком уровне возмущенности превышает число случаев при высоком уровне возмущенности, **рис.5**.

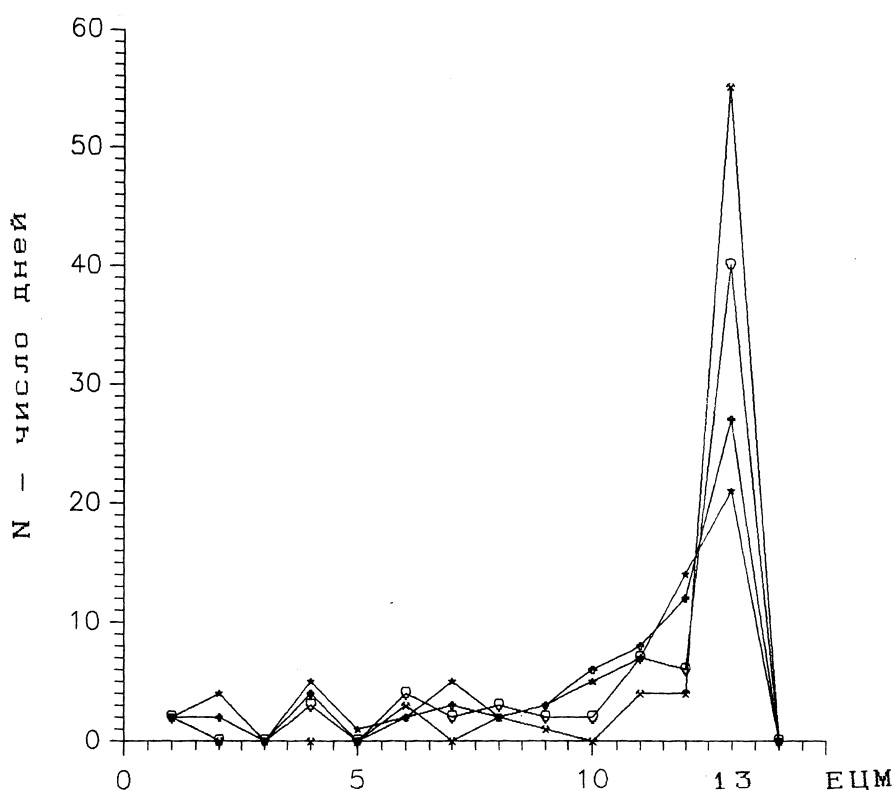
Число случаев в году меридиональной южной циркуляции (ЭЦМ 13з + ЭЦМ 13л) при низкой (l, aa<50 нТ) и высокой (h, aa>50 нТ) геомагнитной возмущённости (aa)



Для оценки переходов к иным ЭЦМ после наличия всплеска геомагнитной возмущенности в 13 типе для 1955-1985гг. были произведены расчеты, представленные на **рис.6**. Был отобран 71 случай, когда среднесуточный индекс aa превышал или был равен 50нТ, и изменение характера циркуляции было проанализировано в последующие 4 дня. На второй день после возмущения (молоточки) ЭЦМ 13 сохранился в 55 случаях, а в 16 случаях он перешел в другие ЭЦМ: 12 и 11 - по 4случая, 6 тип - 3 случая, 1 и 8 - два случая, 9 - один случай. На третий день (треугольник) осталось 40 ЭЦМ 13, а трансформировалось 31 случай, доминируют по-прежнему переходы в 11 и 12 типы циркуляций. В четвертый день (крестик) остается 26 ЭЦМ 13, возрастает количество переходов к 12, 11, 10, 7 и 4 типу ЭЦМ. В 20 случаях из 71 на пятый день



(звездочка) сохраняется ЭЦМ 13, наиболее часты переходы к 12, 11, 10, 4, 7 и 2 типу ЭЦМ.



### Заключение

Повышенная селевая опасность [7] на Кавказе и других горных системах, где южные меридиональные ЭЦМ являются селеопасными, сохранится в течение всего первого десятилетия XXI века, а увеличение ее наиболее вероятно в 2001-2003 годах.

Это закономерно в современный период, т.к. глобальное повышение температуры воздуха и увеличение в связи с этим турбулентных процессов в атмосфере способствует росту активности экстремальных природных процессов, в частности, увеличивается продолжительность ЭЦМ 13л, 13з, которые приносят погоду, способствующую формированию селей [8]. При них происходит также интенсивное таяние ледников и погребенных льдов, увлажнение морены за счет талых ледниковых вод.

Установлено, что опасность формирования селей возрастает после холодной и снежной зимы, резко сменяющейся весенним потеплением (2000 г.). Опасным также является и жаркое лето после теплой зимы (пример 1962 г.). Работа выполнена при финансовой поддержке по грантам РФФИ 01-02-16307, 02-02-16199, 00-15-96661, 01-05-64374.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Val'chuk T.E., Kononova N.K., Chernavskaya M.M. International Conference «Problems of Geocosmos», 3-8 June 2002, S-Petersburg, Book of Abstracts, p.106-107.
2. Дзерdzeевский Б.Л. Циркуляционные механизмы в атмосфере Северного полушария в XX столетии. - Материалы метеоролог. исследований. Междуведомственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР, М., 1968. 240с.
3. Кононова Н.К., Мальнева И.В. Циклические колебания циркуляции атмосферы, климата и селевой деятельности. - Циклы природных процессов, опасных явлений и экологическое прогнозирование. Вып. 2. М. 1992, с.114-119.
4. Ледник Джанкуат (Центральный Кавказ). Л.: ГИМИЗ, 1978. 183с.
5. Сейнова И.Б., Мальнева И.В., Кононова Н.К. Изменения активности и прогноз гляциологических селей Центрального Кавказа в XX столетии. Материалы гляциологических исследований, вып.84, Москва, 1998, с.114-120.
6. Мальнева И.В., Сейнова И.Б., Кононова Н.К., Берковченко С.А. Прогноз селей в центральной части Главного Кавказского хребта. - МГИ, вып. 69, 1990, с.50-55.
7. Методы долговременных прогнозов экзогенных геологических процессов. Под ред. А.И. Шеко, В.С. Круподерова. М.: Недра, 1984, 188с.
8. Вальчук Т.Е., Мальнева И.В., Кононова Н.К. Связь солнечной активности с проявлениями селей и оползней. Труды конф., посвященной 50-летию Горной Астрономической станции ГАО РАН. Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты. С-Петербург, 1998, с.209-212.

**ФРАКТАЛЬНАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА  
В МИНИМУМЕ (1996 г.) И МАКСИМУМЕ (2000 г., 2002 г.)  
23 СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА**

**Вальчук Т.Е., Могилевский Э.И., Одинцов В.И.**  
*ИЗМИРАН 142190, Троицк Моск. обл.; vodin@izmiran.troitsk.ru*

*Памяти профессора Натальи Павловны Беньковой,  
автору пионерских работ по рекуррентности в ИЗМИРАН,  
посвящаем наше исследование в знак уважения и  
благодарной признательности.*

Проведены расчеты фрактальной размерности (ФР) по рядам данных КА Wind - измерений параметров плазмы и межпланетного магнитного поля (ММП) солнечного ветра (СВ) в околоземном космосе. Рассмотрены рекуррентные прохождения крупномасштабных комплексов солнечной активности (ККСА), включавших в качестве элементов корональные дыры (КД), в периоды минимума (1996 г.) и максимума (2000 г., 2002 г.) солнечной активности (СА). Проведено сравнение вариаций параметров СВ со структурными характеристиками ККСА на диске Солнца по наблюдениям КА SOHO, Yohkoh, наземным наблюдениям волокон, магнитных полей и др. Осуществлена привязка характерных регионов ККСА на Солнце к их проявлениям в СВ. Изучены флуктуационные характеристики и проведен сравнительный анализ регионов КД и пограничных областей в параметрах СВ в фазах минимума и максимума текущего 23 солнечного цикла.

## **1. Введение**

КД на Солнце исследуются уже более трех десятков лет [1-4], со времени наблюдений на КА "Scaulab" в 70-е годы прошлого века. В настоящее время накоплен материал, требующий анализа и обобщения - как наземные наблюдения, так и космические данные. Трансполярные пролеты КА Ulysses [4-6], первый длительный эксперимент далеко за пределами околоэклиптического пространства, околоземные наблюдения свидетельствуют о высокоскоростных потоках (ВСП) СВ, связанных с КД. Мониторинг солнечных явлений на КА SOHO, Yohkoh, Ulysses и др., слежение за космической погодой с помощью КА Wind, ACE, Интербол и др. дает возможность тщательного анализа событий на Солнце и их следствий в изменениях параметров околоземного космоса, т.е. космической погоды. При всем изобилии данных о сложной солнечной магнитосфере и атмосфере, физическая природа КД пока не выяснена [7]. Следовательно, признаки появления КД на диске Солнца, сосуществование КД и активных областей (АО) в крупномасштабных комплексах солнечной активности, магнитную сопряженность областей

ККСА, вариации площадей и границ КД, а также характеристики флуктуаций в ММП и плазме СВ из различных областей ККСА [8] - все это следует изучать в динамике их взаимосвязей.

## 2. Корональные дыры - одно из проявлений СА

Известно, что КД регистрируют, как области пониженного свечения в рентгеновских линиях ( $\lambda 171\text{A}$ ,  $195\text{A}$  и  $284\text{A}$ ), причем по мере увеличения радиального удаления от поверхности Солнца варьируется положение границ данной КД в определенных пределах, т.к. КД "раскрывается" в более высоких слоях атмосферы Солнца.

КД - области с открытой конфигурацией силовых линий магнитосферы Солнца, тесно связанные с крупномасштабными магнитными полями. Эмпирически установлено, что КД порождают ВСП СВ, их рекуррентность при долгоживущей КД - выразительное явление, которое изучалось в геомагнетизме еще до установления источников в виде КД. Рекуррентные геомагнитные бури - характерное проявление существования ВСП СВ, обтекающих Землю при ее движении по орбите вблизи плоскости эклиптики. Протекание рекуррентных геомагнитных бурь в связи с природой КД и ВСП СВ, набегających на магнитосферу Земли после прохождения 1а.е. в пространстве гелиосферы, несет информацию как о процессах на Солнце, так и возможных преобразованиях плазменных потоков СВ из КД на пути от Солнца к Земле. В большинстве работ по КД исследуются солнечные характеристики без тщательного анализа плазменных и магнитных параметров в СВ околоземного космоса. Мониторинг СВ за пределами магнитосферы Земли позволяет отождествлять в СВ проявления источников на Солнце – последовательное прохождение составляющих ККСА областей, а также рассматривать их геоэффективность [8].

ККСА, в фотосферной проекции объединяющий АО, фоновые участки и КД, в солнечной магнитосфере имеет конфигурацию, обусловленную его магнитными полями [9]. Плазмосодержащие домены можно разделить на 3 класса: 1) высокотемпературные (с температурой протонов до 3 МК) корональные арки АО - яркие, концентрированные к АО, высоко поднимающиеся в гелиомагнитосфере дуги и аркады с замкнутыми силовыми линиями; 2) фоновые участки с гораздо менее выраженными замкнутыми конфигурациями - дугами (температура протонов в них не превышает 1.5 МК) на слабых фотосферных магнитных полях, когда центры концентрации невыразительны, фоновая корона слабо-неоднородна, 3) КД - открытые области пониженной светимости по сравнению с фоновой короной.

На основании КД проецируются разомкнутые силовые линии униполярного поля в соответствии с полярностью КД. Долгоживущие КД

видны в нескольких Кэррингтоновских оборотах (CR), они претерпевают сложные изменения от оборота к обороту, но тем не менее обладают стационарностью - сохраняют структуру и порождают высокоскоростной поток СВ, который обладает выраженными особенностями (вариациями параметров плазмы СВ - нарастанием радиального компонента скорости СВ  $V_x$ , резким уменьшением плотности протонов  $N$  до величин порядка единиц, вариациями межпланетного магнитного поля (ММП) и собственными флуктуационными характеристиками, а пограничные регионы КД в СВ имеют свои четкие признаки.

Наблюдения обширных полярных КД в минимумах солнечных циклов [4,5] по мере нарастания СА сменяются разрозненными КД, которые располагаются на диске в низких, средних и экваториальных широтах (см. статистическое рассмотрение в [10] и др.).

Стройная картина минимума СА (наличие полярных КД, практическое отсутствие КД вне полярных регионов) сменяется причудливой картиной КД в максимуме СА, когда большое количество КД располагается между АО, которые являются источниками сильных спорадических возмущений. Множественные проявления СА - вспышки, выбросы коронального вещества (СМЕ) [12,13], связанные с изменениями магнитных полей различных рангов на Солнце и трансформациями КД, нарастают по мере развития СА в цикле. Кажущаяся хаотичность КД в максимуме проявляет единообразие в том смысле, что они примыкают к соответствующим полярностям АО, располагаясь между ними. Дуги АО, поднимаясь над фотосферой, иногда в зависимости от ракурса могут перекрывать граничную часть КД, несколько искажая ее границы, особенно при близости мощных АО.

В работе [13], где по данным о корональной линии  $\lambda$  5303 А для 5 солнечных циклов рассмотрены вариации площадей и вычислены периодичности появления КД в зависимости от фаз циклов, говорится о модуляции гелиосферы высокоскоростными потоками, по сути, определяющими ее структурные особенности. Причем в [13] связь между пятнами и КД предполагается через посредство трансформаций КД и их ВСП СВ при всплытии новых магнитных полей, когда рождается АО.

Важно оценить роль так называемой фоновой короны, поскольку различия КД и фоновой короны трактуются неоднозначно [14,15]. Светимость фоновой короны невелика, а в самих КД можно усмотреть включения повышенной яркости и даже очень яркие рентгеновские точки – маломасштабные (~2-3") мощные диполи, собственно, микро-АО. Участки фоновой короны с несильными, невысокой светимости арками, по-видимому, могут существовать внутри КД, что и доказывают случаи обсуждения подобных явлений [16]. Тонкая структура и чрезвычайно сложная организация корональных структур в сравнении с генерируемыми

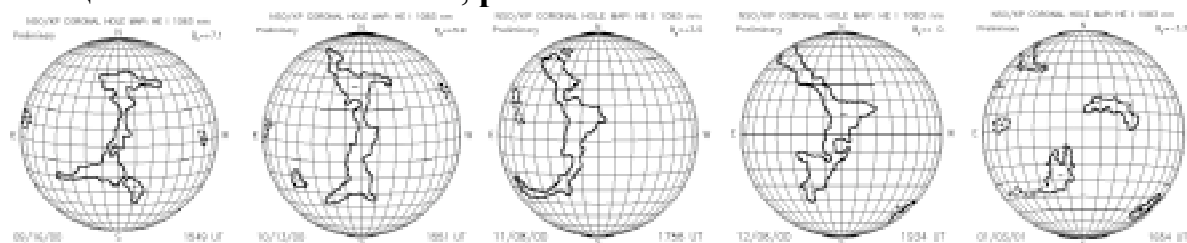
потоками СВ в ряде работ [17-19] приводит к заключению о возможном канализировании ВСП СВ в фоновой короне Солнца. Т.о. выход ВСП СВ через каналы в фоновой короне предполагается возможным - такое допущение в значительной мере роднит КД и фоновую корону, их окружающую.

Особый интерес вызывает поиск зарождения КД на диске Солнца, их первичных проявлений. "Раскрытие" силовых линий в области КД не является мгновенным процессом. В пользу этого утверждения свидетельствуют постепенные изменения в рекуррентных КД, долгожителях сродни группам пятен. Их времена жизни сходны, а также сходство можно отметить в постепенности трансформаций от возникновения до полного исчезновения.

В цикле СА в минимуме имеются характерные случаи ТКД большой протяженности, сливающихся с полярными КД – известная ТКД «хобот слона» в минимуме СА 1996г. имеет квазимеридиональную протяженность, что представляет особый интерес из-за четкой регистрации индивидуальных проявлений экваториальной части КД [8]. Квазидипольная конфигурация крупномасштабных магнитных полей в минимуме сменяется в максимуме мультиполярными конфигурациями, точный диагноз которых весьма затруднен.

В максимуме СА множественные КД располагаются между АО, их широтное расположение весьма разнообразно. Всестороннее рассмотрение ТКД отрицательной полярности (сентябрь-декабрь 2000 г., рис.1) и ТКД положительной полярности (февраль-апрель 2002 г., рис.2) относится к периоду максимума СА в 23 цикле. Рекуррентные долгоживущие КД на экваторе особенно интересны с точки зрения их проявлений в СВ, регистрируемом в околоземном космосе.

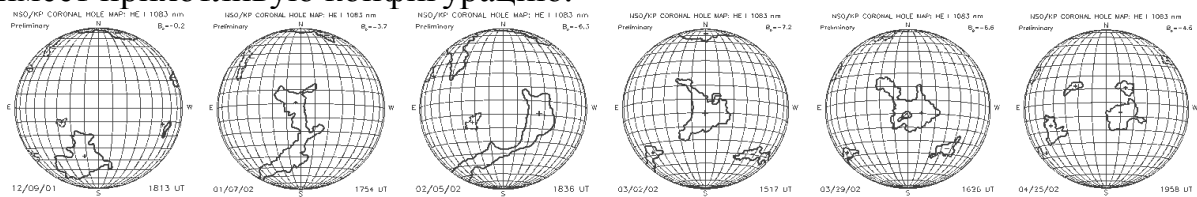
Возникающие ТКД при более сильной СА выказывают практически твердотельное вращение в экваториальных регионах, а в области средних и высоких широт - дифференциальное вращение, см. карты обс. Китт Пик, конец 2000 г.- начало 2001 г., **рис.1**:



В максимуме СА (2000 г.) трансэкваториальная КД, с выраженным экваториальным регионом, характерным образом трансформируется в 4-х оборотах, образуя дугообразный прогиб к западному лимбу.

В 2002 г. большая экваториальная КД отсоединяется от южной полярной КД и локализуется на экваторе, причем в самой КД есть явные

проявления активности в виде небольшой яркой АО, а сама КД, см. **рис.2**, имеет прихотливую конфигурацию.



На рис.2 – карты КД obs. Китт Пик за декабрь 2001 г. - апрель 2002 г., CR1984-1089.

Это скорее всего свидетельство единства в ККСА КД и фоновой короны, отделяющей области открытых силовых линий, проецирующихся на основания КД, от областей активности, оставляющих ККСА. По-видимому, наблюдения небольших АО в пределах КД есть свидетельство сосуществования в основании КД локальных магнитных полей существенно разнящихся величин. Особенно велика разница для имеющих в КД рентгеновских точек. КД охватывает эти локальные образования, в СВ их проявления не обнаруживаются явно. Но трансформация КД (в пограничных регионах и внутренних областях, где есть проявления активности), несомненно происходит в связи с изменениями соседних мощных АО, где изменяются группы пятен, происходят вспышки, СМЕ, появляются, фрагментируются и исчезают волокна и др.

### 3. Фрактальные расчеты

Важной характеристикой ВСП СВ является структурная дискретность по плазме и магнитному полю. Мы оценивали ее путем вычислений фрактальной размерности, такой подход диктуется концепцией о фрактальных структурах на Солнце во всех проявлениях СА [20]. Фрактальные расчеты по методу Хигучи [21] производятся следующим образом. Рассматривается конечный временной ряд с равномерной дискретизацией:  $X(1), X(2), X(3), \dots, X(N)$ . Из данного временного ряда создаем новый, элемент которого определен как  $X_k^m$ :

$$X_k^m; X(m), X(m+k), X(m+2k), \dots, X\left(m + \left[\frac{N-m}{k}\right] \cdot k\right) \quad (m = 1, 2, \dots, k)$$

Выражение  $N - 1 / [(N - m) / k] \cdot k$  представляет собой фактор нормировки для длины кривой поднабора временного ряда. Длина кривой определяется для временного интервала  $k, \langle L(k) \rangle$  как средняя величина по  $k$  наборам.

Если  $\langle L(k) \rangle \propto k^{-D}$  то кривая является фракталом с размерностью  $D$ .

Если задаваться поиском плазменных структур в СВ с линейными размерами  $10^{10}$  см, полагая среднюю скорость СВ  $\sim 400$  км/с, то можно определить время их прохождения мимо КА примерно равным 4,1 минуты. Это определяет выбор при расчетах трехчасового окна как

заведомо приемлемого (для плазменных характеристик это примерно 110 значений параметров, для характеристик поля - около 120 значений). Исходный материал - файлы с КА Wind - рассматривался и корректировался следующим образом. Для осуществления фрактального анализа по методу Хигучи [19] требуется достаточно длинный и обладающий равномерной временной дискретизацией ряд данных. В исходных материалах длительные пропуски данных отсутствовали, поэтому анализировались временные интервалы каждых двух соседних точек и находились те места, где измерение было пропущено или повторено в записи файла с нулевым интервалом. Незначительное количество пропусков (однократных и реже двукратных) были заполнены повтором предыдущего значения параметра. Наконец, сами величины параметров анализировались, чтобы извлечь заведомо нереальные величины сбоев, эти пробелы также закрывались предыдущим значением, поскольку иной выбор обосновать затруднительно. Отбирались два массива: первый массив содержал данные по плазме СВ (плотность  $N$  частиц в  $\text{см}^3$  и компоненты скорости СВ в GSM системе координат  $V_x, V_y, V_z$ , соответственно радиальный  $V_x$ , северо-южный  $V_z$  и тангенциальный  $V_y$ ), второй массив содержал сведения о модуле ММП  $B$  и его компонентах  $V_x, V_y$  и  $V_z$  в системе GSM.

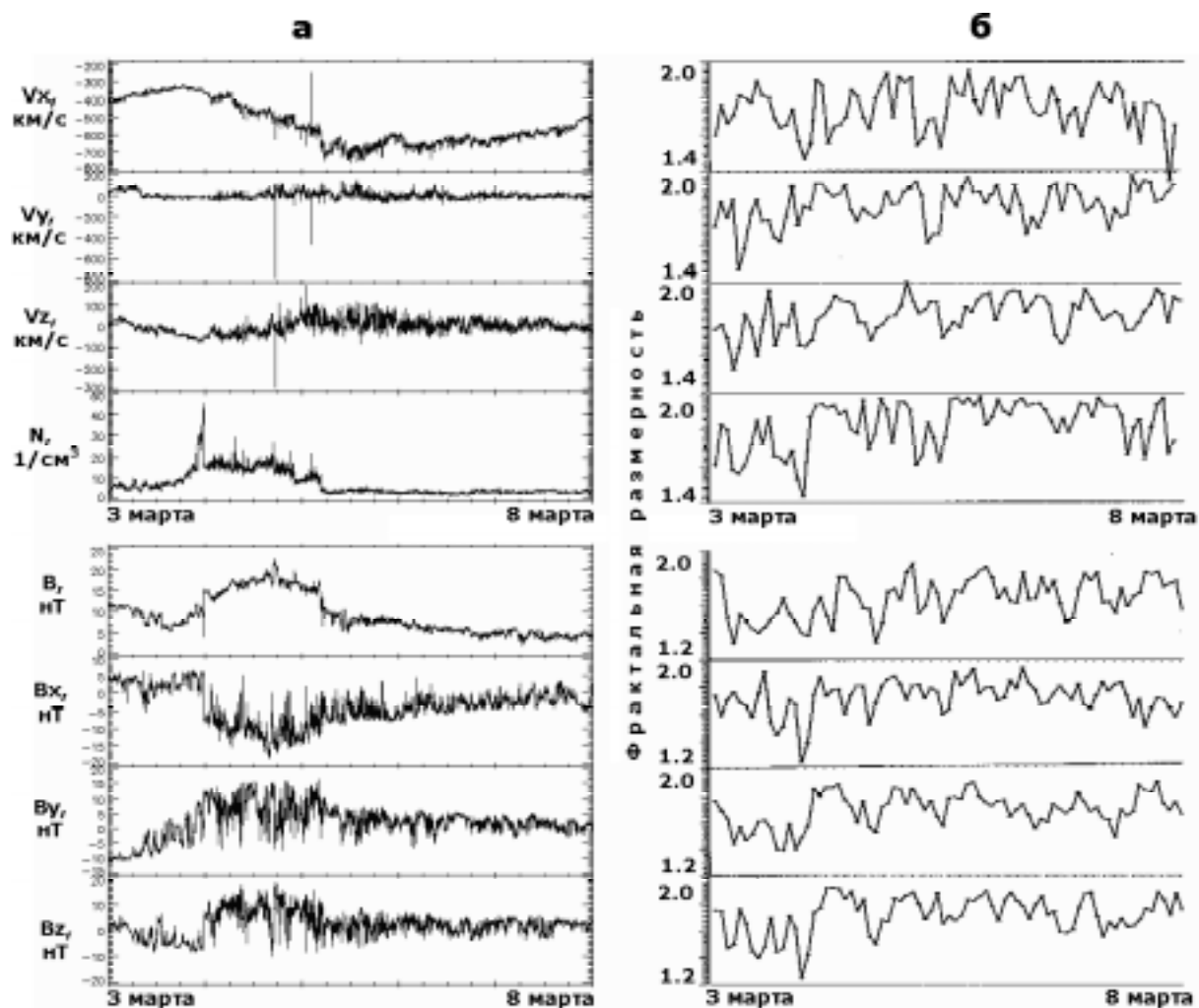
Проведены расчеты ФР в минимуме СА для 2-х CR КД 1996 г., известной как "хобот слона". В период максимума СА рассмотрены 2 случая долгоживущих КД экваториальной локализации: 1) 4 последовательных CR ТКД отрицательной полярности (сентябрь - декабрь 2000 г.), и 2) прохождения в нескольких CR положительной экваториальной КД (февраль-март-апрель) 2002 г..

Результаты расчетов фрактальной размерности показывают уверенное выделение в параметрах СВ интервалов прохождений ВСП по возрастаниям величин ФР.

Устойчивая повторяемость величин ФР в потоках СВ от областей ККСА говорит о фрактальной природе СВ и связи с источниками генерации на Солнце. ВСП СВ, реперные в привязке проявлений ККСА, имеют фрактально-кластерную структуру, сходную в различных фазах цикла СА. В процессе распространения ВСП в межпланетной среде на протяжении 1а.е., при взаимодействии с плазмой гелиосферы, образуется лидирующая пограничная область с характерными возрастаниями плотности плазмы и вариациями ММП, отождествляемая в параметрах СВ вблизи Земли. За вариациями пограничной области, в основных потоках от КД фрактальная размерность сходна – процессы саморганизованной критичности короны в КД проявляют себя, как сходные в различных фазах солнечного цикла. Можно заключить из этого, что процесс генерации ВСП СВ един и не зависит от конкретных особенностей ККСА. Пример



расчетов ФР (б) в сопоставлении с параметрами СВ (а) (приход ВСП в конце суток 3 марта 2002г.) представлен на **рис.3**:



#### 4. Спектрально-временной анализ СВ от рассмотренных ККСА

Исследования параметров СВ в околоземном космосе и геомагнитных данных обс.Москва с помощью спектрально-временного анализа (СВАН) позволяют сопоставить ККСА на Солнце с их проявлениями в СВ, достигшем околоземного космоса через 3-4 дня, а также оценить влияние «космической погоды» на геомагнитную активность. В гистограммах СВАН представлены обнаруженные высокочастотные колебания, которые представляют картину изменения флуктуационных особенностей в ходе параметров СВ и магнитограмм обс.Москва. Сравнение выявляет общность проявлений ККСА в СВ, динамические изменения от оборота к обороту показывают непрерывный процесс трансформаций в рассматриваемых областях Солнца и СВ.

Для получения спектров применялся метод выделения гармонических составляющих с помощью узкополосных адаптивных фильтров, принципы адаптивной фильтрации описаны в [22]. Приведем

основные соотношения на примере выделения гармонической составляющей с частотой  $\omega_0$  из исходного сигнала  $S_i$ . Фильтр предполагает наличие опорного гармонического колебания с частотой выделяемой гармоники  $\omega_0$  в виде двух квадратурных составляющих  $x_{1i}$  и  $x_{2i}$ , которые в каждой точке временного ряда принимают значения:

$$\begin{aligned}x_{1i} &= C \cos(\omega_0 i \Delta t + \varphi), \\x_{2i} &= C \sin(\omega_0 i \Delta t + \varphi),\end{aligned}$$

где  $C$  - амплитуда колебания,  $\Delta t$  - шаг дискретизации. Из этих значений и весовых коэффициентов адаптивного фильтра  $W_{1i}$  и  $W_{2i}$  формируется синтезированный сигнал  $S_{si} = x_{1i}W_{1i} + x_{2i}W_{2i}$ . Разность между исходным и синтезированным сигналами  $\varepsilon_i = S_i - S_{si}$  используется в качестве параметров, управляющего обновлением весовых коэффициентов фильтра на каждом шаге вычисления в соответствии с выражениями:

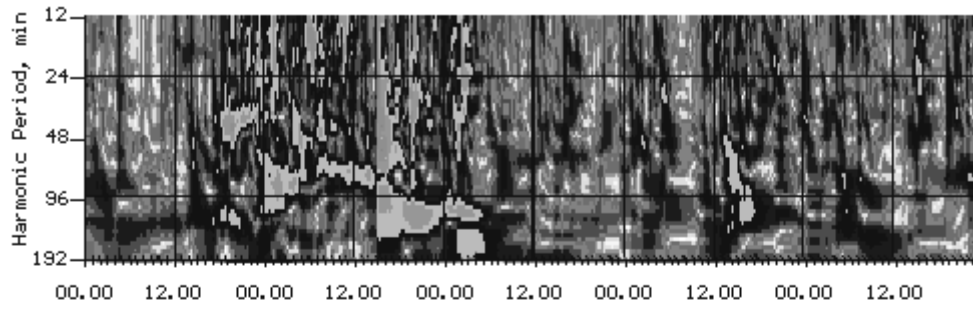
$$\begin{aligned}W_{1i+1} &= W_{1i} + 2\mu\varepsilon_i x_{1i}, \\W_{2i+1} &= W_{2i} + 2\mu\varepsilon_i x_{2i},\end{aligned}$$

где  $\mu$  - параметр, характеризующий скорость сходимости алгоритма адаптации коэффициентов фильтра. Добротность такого фильтра определяется выражением  $Q = \omega_0 \Delta t / (2\mu C^2)$ . Синтезированный сигнал  $S_{si}$  является выделяемой гармоникой с частотой  $\omega_0$ , огибающая которой находится по формуле:

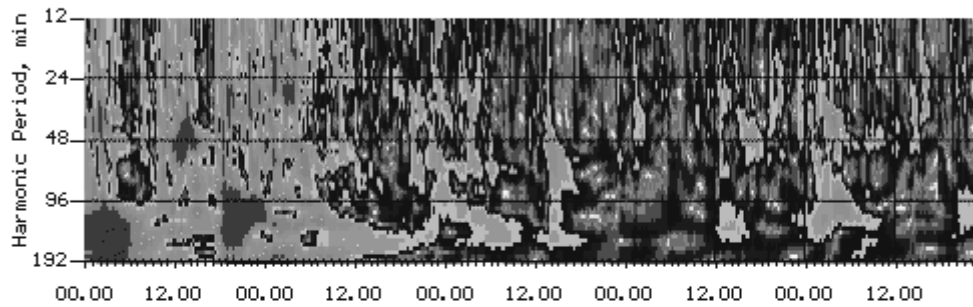
$$A_i = C \sqrt{W_{1i}^2 + W_{2i}^2}.$$

Спектрально-временной анализ свидетельствует наличие флуктуаций, характерных для пограничной зоны коротящих потоков СВ, **рис.4**, когда на лидирующем крае ВСП образуются неоднородности ММП в виде магнитных облаков и всплесков плотности протонов, служащие первичной причиной магнитосферной возмущенности. Магнитные облака, которые обычно опережают всплески плотности и скорости СВ (1), заметны устойчивыми возрастаниями модуля В ММП. Неоднородности ММП (2) предшествуют вариациям плазменных параметров в граничной зоне на лидирующем крае ВСП. Магнитосфера реагирует на эти неоднородности с временным отставанием порядка часов, если рассматривать спектры возникающих в магнитосфере колебаний. Спектры ГМП (3) более структурированы, чем спектры параметров околоземного космоса, где очаги интенсификаций часто состоят из множества составляющих областей. Магнитосфера фильтрует

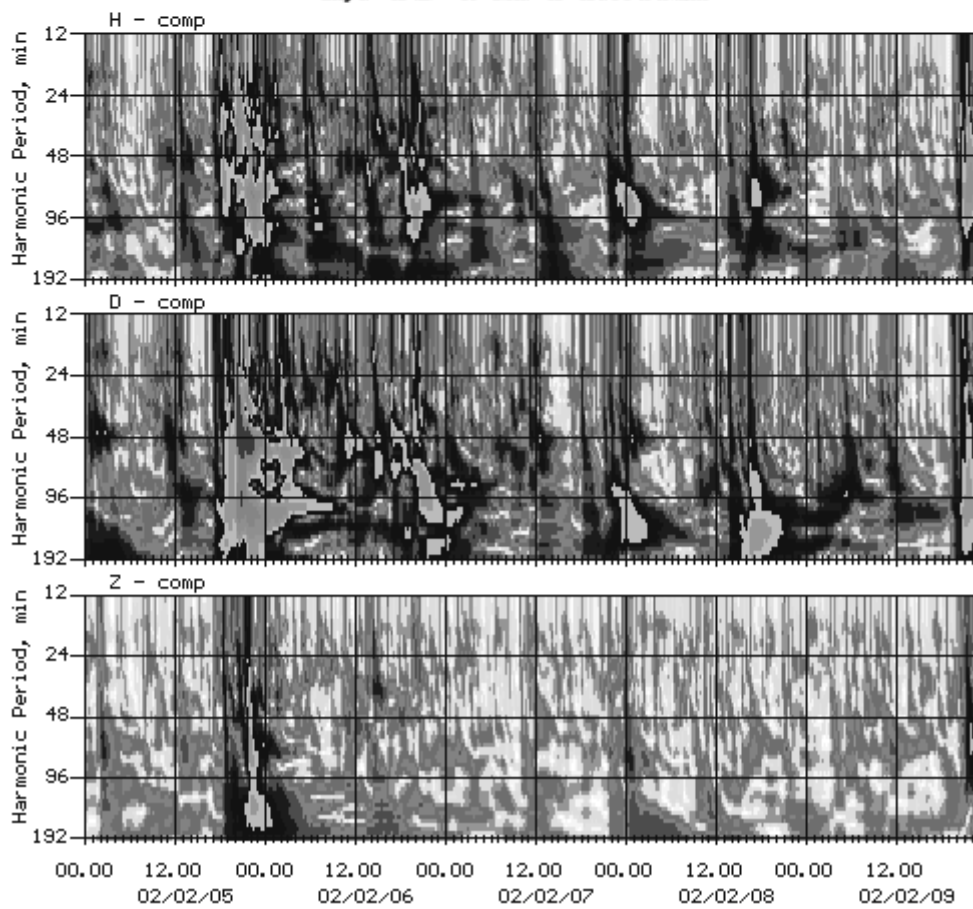
### 1 - $V_x$ - компонента скорости СВ



### 2 - $V_z$ - компонента ММП



### 3 - H, D и Z - компоненты ГМП



проходящие колебания, что проявляется в спектрах ГМП в слитности очагов.

## 5. Обсуждение и выводы

В качестве возможного механизма генерации ВСП в КД можно рассмотреть (вместо прежней гипотезы о передаче энергии при резонансном поглощении Альвеновских волн) более обоснованную гипотезу, учитывая новые материалы наблюдений на КА TRACE и др., с пространственным разрешением  $>1''$ . При этом отмечаем: а) обнаружение в ИК диапазоне существующих в межгранульном пространстве в фотосфере и переходном слое “точечных” магнитных полей с напряженностью  $B$  от 200 до  $\sim 10^3$  Гс, фактор заполнения на солнечном диске около 1% [23]; б) в униполярном магнитном поле КД особенно эффективно возбуждаются колебания грануляционной сетки на высотах переходного слоя (хромосфера-корона), где зарождается ВСП СВ. Эти новые экспериментальные данные приводят к представлению о возбуждении МГД-солитонов в среде с дисперсией в области низких частот. Уравнение Син-Гордон в этом случае будет:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} - C_s^2 \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \omega_0^2 \sin u = 0 \quad (1)$$

здесь  $B$  – магнитное поле,  $C_s$  – скорость звука,  $\omega_0$  – частота колебаний “сетки”,  $u$  – угол направления потока генерируемых солитонов. Уравнение (1), см. [24]., имеет солитонное решение типа кинка (перегиба) и цепочки дискретных МГД элементов.

Это позволяет построить качественную модель ВСП СВ. Кинк (перегиб в графических отображениях хода параметров ММП и плазмы), связанный со структурой и границами КД, определяет общую ограниченную область ВСП, а поток магнито-плазменных образований заполняет эту область – плотность частиц понижена, скорость распространения высока. Отметим, что поток таких дискретных цепочек образует только над униполярным магнитным полем КД.

Решение (1) в виде солитонов задается выражением

$$B = 4 \operatorname{arctg} \exp\left(\pm \frac{\omega_0}{C_s} \xi\right) \quad (2)$$

Здесь  $\xi$  – текущая радиальная координата ( $V_x$  в ВСП СВ).

Полученные нами значения ФР для ВСП СВ ( в ММП и плазме) соответствуют среде, состояние которой близко к турбулентному. ФР отражает также дискретные солитонные цепочки. Существенно, что ограниченный кинком (перегибом) магнитный поток от КД при движении в плазменной среде СВ генерирует в окрестности ограниченного потока от

КД ударную волну, нагребая повышенную плотность и энергию поля. Сам кинк напоминает ударную волну, хотя имеет все характеристики солитона. Анализ геомагнитных возмущений в нашем случае показывает, что собственно приходу ВСП предшествует повышенная возмущенность, обусловленная особенностями граничной зоны ВСП - сжатиями ММП и всплесками плотности плазмы. Это можно рассматривать как аргумент в пользу рассматриваемой нами солитонной гипотезы ВСП СВ. Детальное обсуждение гипотезы предполагаем выполнить в дальнейшем. Выводы состоят в следующем.

1. Совместный анализ солнечных данных и параметров ММП и плазмы СВ позволил выявить ряд характерных особенностей, которые указывают на прямую связь КД с характеристиками СВ, которые наблюдаются в окрестности Земли КА вне магнитосферы. Несмотря на ряд изменений, связанных с трансформациями в КД, выявлено, что ВСП от ТКД являются стационарным явлением в нескольких СР. Сходство параметров СВ в последовательных СР говорит об устойчивом ККСА и отсутствии в его окрестностях спорадических мощных явлений. При наличии таковых общность проявлений в СВ нарушается. Стабильность ККСА обеспечена отсутствием сильных возмущений на диске в области нахождения ККСА, здесь следует оговорить глубинное отождествление ККСА, не являющегося поверхностным образованием, но отражающим конвективные движения подфотосферной плазмы Солнца. При этом изменения протяженности ККСА в различных фазах 11-летней цикличности свидетельствуют в пользу этого рассмотрения.

2. Экспериментальные данные о ВСП СВ от КД позволяют выдвинуть гипотезу о солитонной природе генерации и фрактально-кластерной структуре ВСП от КД.

### **Библиография**

1. Coronal holes and high speed wind streams. Ed.by Zirker J.B. Colorado associated university press, Boulder, Colorado. 1977, 454p.
2. Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F. et al. Coronal holes as sources of solar wind. Solar Phys., 1976, v.46, N2, p.303.
3. Cosmic winds and the heliosphere. Ed.by J.R.Jokipii, C.D Sonett, M.S.Giampapa. University of Arisona Press, Tucson, 1997, 1013p.
4. Smith E.J., Marsden R.J. Ulysses observations from pole-to-pole: an introduction. Geophys.Res.Lett., 1995, v.22, N 23, p.3297-
5. Phillips J.L., Bame S.J., Barnes A. et al. Ulysses solar wind plasma observations from pole to pole. Geophys.Res.Lett., 1995, v.22, N23, p.3309-
6. Gimenez A. Miscellany. Space Science News, Nevstletter N2, December 2001, p.1-3.

7. Никольская К.И., Вальчук Т.Е. Образование солнечного ветра и солнечной короны. Геомагнетизм и аэрономия, 1998, т.38, N2, с.14-21.
8. Могилевский Э.И., Вальчук Т.Е. Сопряженность двух КД в локальном комплексе СА и высокоскоростной СВ. Геомагнетизм и аэрономия, 2001, т.41, N 3, с.300-308.
9. Mogilevsky E.I., Obridko V.N., Shilova N.S. Large-scale magnetic field structures and CH on the Sun. Solar Phys., 1997, v.176, p.107.
10. Belenko I.A. Coronal hole evolution during 1996-1999. Solar Phys., 2001, v.199, N1, p.23-35.
11. Fainshtein V.G. On the possible association of coronal hole dynamics with coronal mass eruptions and major geomagnetic storms. Adv.Space Res., 2000, 25, N9, p.867-1873.
12. Green L.M., Harra L.K., Matthews S.A., Culhane J.L. CME and their association to active region flaring. Sol.Phys., 2001, 200, p.189-202.
13. D. Maravilla, A. Lara, J.F.V. Valdes-Galicia, B. Mendoza. An analysis of polar coronal hole evolution: relations to other solar phenomena and heliospheric consequences. Solar physics, 2001, 203, 27-38.
14. В.Г. Медарь "Спокойное Солнце и КД по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600" Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н., С-Птб., 2000г.
15. Habbal S.R., Woo R., Fineschi S. Origins of the slow and the ubiquitous fast solar wind. ApJ, 1997, L.303, p.489.
16. Chertok I.M., Mogilevsky E.I., Obridko V.N. et al. Solar disappearing filament inside a coronal hole. ApJ, 2002, v.567, p.1225.
17. R. Woo, S.R. Habbal. Imprint of the Sun on the solar wind. ApJ, 1999, 510, L69-L72.
18. R. Woo, S.R. Habbal. Radial evolution of density structure in the solar corona. GRL, 1999, vol.26, No 13, p.1793-1796.
19. Habbal S.R., Woo R. Connecting the Sun and solar wind: comparison of the latitudinal profiles of corona and Ulysses measurements of the fast wind. ApJ, 2001, 549, N2, part 2, p.253-256.
20. Могилевский Э.И., Фракталы на Солнце. Москва: Физматлит, 2001, 152с.
21. Higuchi T. (1988). Approach to an irregular time series on the basis of the fractal theory. Physica, D31, 277-283.
22. Уидроу Б., Стирнс С. Адаптивная обработка сигналов. М.: Радио и связь, 1989, 440с.
23. Lin H., Rimmele T. The granular magnetic fields of the quiet Sun. ApJ, 1999, v.514, p.448-455.
24. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. М. Наука-Физматлит. 2000, 268 с.

## **МЕЛКОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА АКТИВНЫХ ДОЛГОТ**

**Васильева В.В.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

Для исследования мелкомасштабной структуры активных долгот использовались ежедневные магнитограммы за период 1993-2001 гг. по данным Китт Пик. На магнитограммах выделялись магнитные структуры, которые разбивались на фракции в зависимости от их площади. Для каждой фракции строилась долготно-временная диаграмма. Было показано, что мелкомасштабные магнитные образования площадью от 100 до 300 м.д.п. трассируют активные долготы, выделяя их как непрерывные узкие полосы. Эти полосы имеют наклон на кэррингтоновской сетке, что говорит о скорости вращения отличной от кэррингтоновской. Сравнительный анализ долготного распределения групп солнечных пятен (по данным обсерватории в Гринвиче) и магнитных образований площадью 100-300 м.д.п. показал, что мелкомасштабные магнитные структуры заполняют пустоты между пятнами, неся тем самым более полную информацию о структуре активных долгот. Такие структуры выделяются наиболее четко для приэкваториальной широтной зоны  $\pm 20^\circ$  на фазе спада и роста близ минимума солнечной активности. Сопоставление долготной неоднородности магнитных образований с долготной неоднородностью корональных дыр также показало хорошее соответствие.

Таким образом, мелкомасштабные магнитные образования можно использовать для изучения свойств активных долгот.

### **1. Введение**

Проблема активных долгот возникла более века назад, с тех пор как Вольфер в 1889 году обнаружил, что солнечная активность неравномерно распределена по гелиографической долготе, а концентрируется на некоторых долготных интервалах. Чаще всего выделяют два активных долготных интервала, отстоящих друг от друга на расстоянии  $160-200^\circ$  (по различным оценкам) [1]. Согласно Витинскому [2], на Солнце существуют от одного до четырех долготных интервала с повышенной активностью. Одним из основных свойств активных долгот является их устойчивость, наиболее устойчивые из них отслеживаются на протяжении нескольких 11-летних циклов [3]. В работах [4,5] было показано, что активные области старых и новых активных циклов имеют тенденцию концентрироваться на тех же самых долготных интервалах.

Классические методы выделения активных долгот базируются на кэррингтоновской скорости вращения с синодическим периодом 27.275 суток. Но вопрос о периоде вращения активных долгот остается нерешенным. Уилкоккс [6] высказал мнение, что для изучения активных долгот период вращения должен быть свободным параметром. В работе

[1], используя уже опубликованные статьи различных авторов (брались только те статьи, которые рассматривали приэкваториальную зону  $\pm 20^\circ$ ), Bumba V. и Hejna L. пришли к заключению, что для активных долгот выделяется два периода вращения около 26.77 и 27.16 суток. Крамынин [7] предположил, что скорость вращения активных долгот изменяется с фазой 11-летнего цикла.

Для выделения активных долгот и для изучения их свойств чаще всего использовались наиболее мощные активные образования: крупные пятна (>500 м.д.п.), протонные вспышки, флоккульные площадки и т.д. Так как существует мнение, что именно мощные активные образования наиболее четко выделяют активные долготы [8].

В данной работе для выделения и исследования свойств активных долгот использовались магнитные структуры различной площади с магнитным полем значительно меньшим, чем магнитные поля пятен.

## **2. Данные и метод анализа**

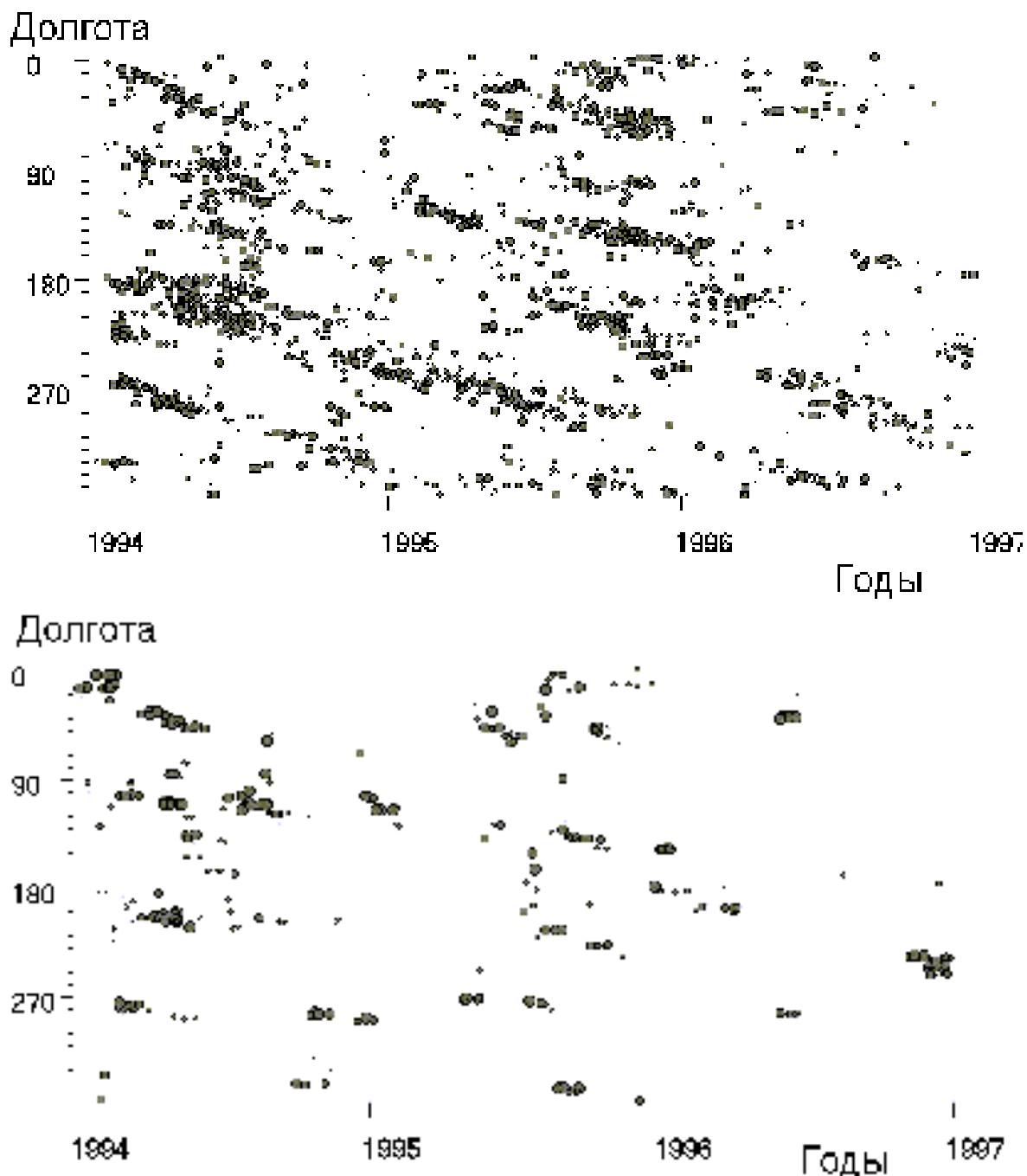
Для исследования мелкомасштабной структуры активных долгот использовались ежедневные магнитограммы за период 1993-2001 гг. обсерватории Китт Пик. На магнитограммах выделялись магнитные структуры положительной и отрицательной полярности, которые были разбиты на 4 фракции в зависимости от их площади: < 100 м.д.п., 100-300 м.д.п., 300-500 м.д.п. и > 500 м.д.п.. Для каждой фракции строилась долготно-временная диаграмма для 10-ти градусных широтных интервалов отдельно для южного и северного полушария на кэррингтоновской скорости вращения. Для сравнительного анализа полученных результатов использовались данные Гринвической обсерватории координат и площадей групп солнечных пятен, а также использовался компьютерный ряд координат и площадей корональных дыр А.Г. Тлатова, полученный при компьютерной обработке ежедневных наблюдений в линии гелия обсерватории Китт Пик.

## **3. Результаты обработки данных**

Был проведен анализ диаграмм долготы-время для различных фракций и для различных широтных зон. Исследования показали, что магнитные структуры меньше 100 м.д.п. достаточно равномерно распределены по поверхности Солнца и выявить какую-либо долготную неоднородность в их распределении не удалось. Наиболее отчетливо долготная неоднородность выявилась для структур площадью от 100 до 300 м.д.п. На рис.1 приводятся диаграммы распределения магнитных структур площадью от 100 до 300 м.д.п. и больше 500 м.д.п для ветви спада (1994-1996 гг.) для широтной зоны  $0^\circ \div +10^\circ$ . Активные долготы, выделяемые мелкомасштабными магнитными структурами (100÷300 м.д.п.), представляются в виде сплошных узких полос. В кэррингтоновской



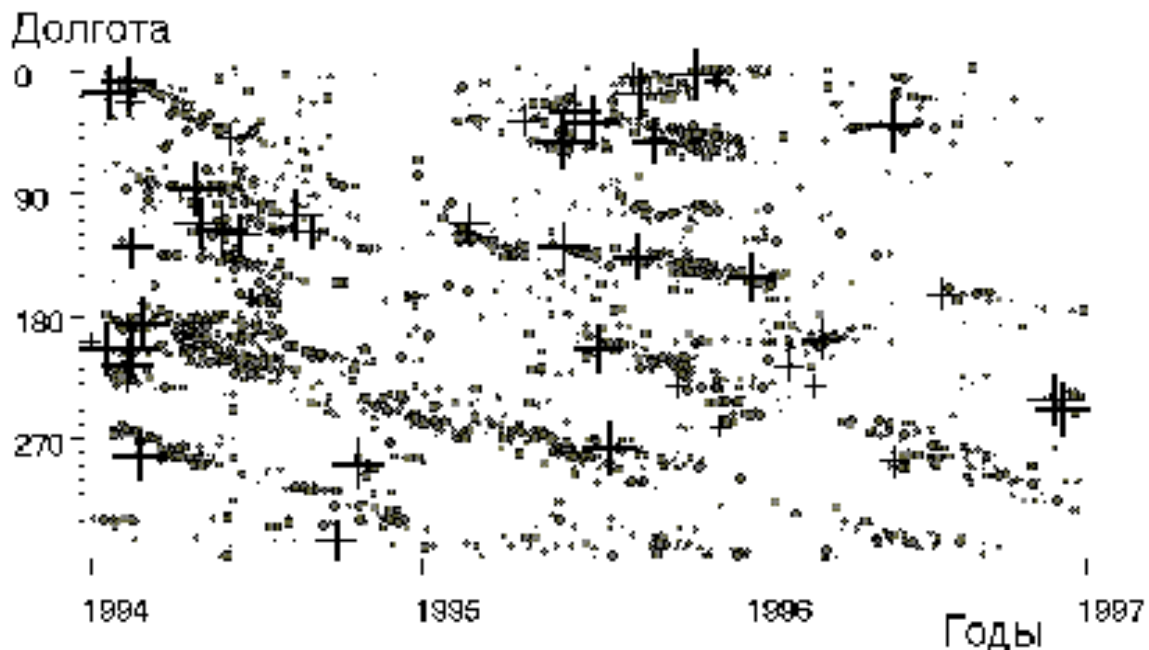
системе координат активные долготы имеют угол наклона, по которому был определен период вращения, он составил 26.8 суток. Интересно заметить, что для этого интервала времени (1994-1996 гг.), согласно работе [9], период вращения секторной структуры крупномасштабного магнитного поля (рассматривалась также приэкваториальная зона  $\pm 20^\circ$ ) имеет приблизительно ту же величину.



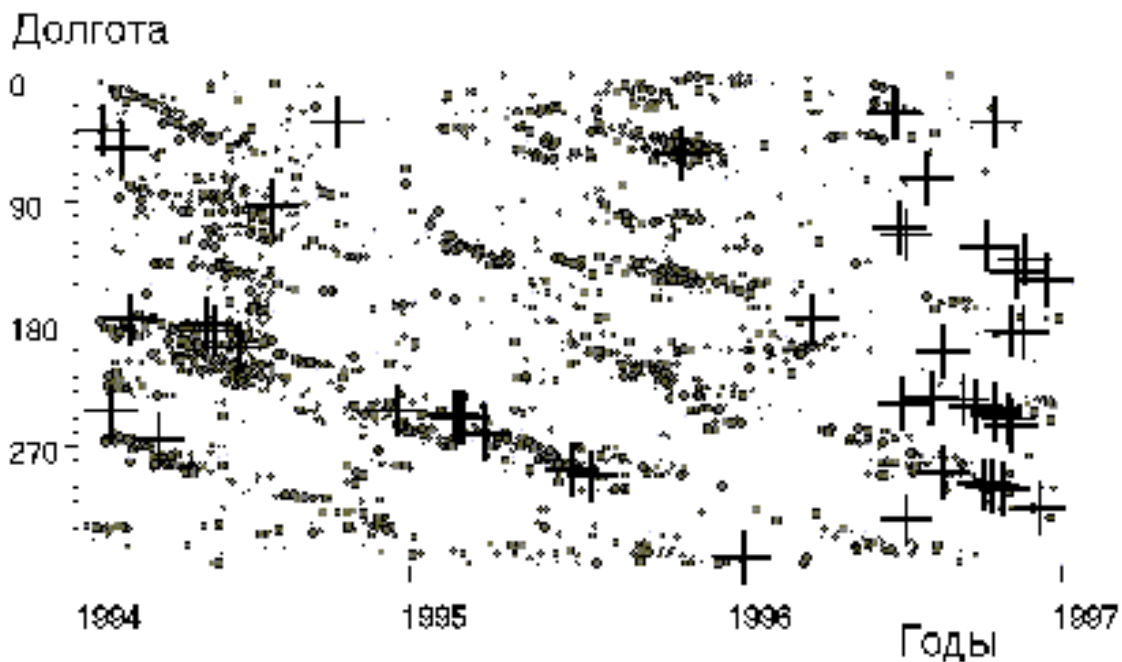
**Рис.1.** Распределение долгота-время магнитных структур площадью  $S=100-300$  м.д.п. (верхняя панель) и  $S>500$  м.д.п. (нижняя панель) в широтном диапазоне  $0-10N$ .

Таким образом, можно заключить, что мелкомасштабные магнитные структуры, хорошо трассируют активные долготы на фазе роста и спада вблизи минимума активности.

Для сопоставления долготной неоднородности мелкомасштабных структур и солнечных пятен было проведено наложение пятен на кэррингтоновской скорости вращения на данную диаграмму. Использовался ряд площадей и координат групп солнечных пятен обсерватории в Гринвиче. Пятна брались для данной широтной зоны (от 0 до  $+10^\circ$ ) и данного временного интервала (1994-1996 гг.). Общее число пятен площадью более 50 м.д.п. составило 46. На рис.3 приведена долготно-временная диаграмма из которой видно, что пятна (они обозначены «+») ложатся на долготные неоднородности, выделяемые мелкомасштабными магнитными структурами. Таким образом, можно заключить, что магнитные образования площадью 100-300 м.д.п. трассируют активные долготы, заполняя пустоты между пятнами.



**Рис.3.** Распределение долгота-время для магнитных структур площадью  $S=100-300$  м.д.п. и солнечных пятен (отмечены «+»).



**Рис.4.** Распределение долгота-время для магнитных структур площадью  $S=100-300$  м.д.п. и корональных дыр (отмечены «+»).

Было проведено также сравнение долготной неоднородности мелкомасштабных магнитных структур и корональных дыр. Для построения этой диаграммы брались корональные дыры площадью не менее  $S>10000$  м.д.п. Всего было выделено 49 таких корональных дыр. Координаты их центров определялись при компьютерной обработке как средние геометрические координаты выделенных областей. На рис.4 (корональные дыры обозначены «+») видно, что, как и пятна, корональные дыры ложатся на активные долготы, трассируемые мелкомасштабными магнитными структурами.

Таким образом, результаты анализа, представленные в настоящей работе, выявили связь в распределении сильных и слабых магнитных полей. Показано, что мелкомасштабные элементы, составляющие крупномасштабное магнитное поле, имеют довольно значительную долготную неоднородность. Совокупность этих элементов образует области их повышенной концентрации шириной  $\sim 20^\circ$  по долготе и временем жизни  $\sim 1-2$  года. Показано, что пятна концентрируются на тех же самых долготных интервалах, что и долгоживущие структуры крупномасштабного магнитного поля, а так же, что пятна и корональные дыры ложатся на долготные неоднородности, выделяемые мелкомасштабными магнитными структурами. Исследования показали, что оптимальной широтной зоной для изучения свойств долгоживущих образований на Солнце является приэкваториальная зона.

## Литература

1. Bumba V., Hejna L. // Bull. Astron. Inst. Czechosl.-1991.-V.42.-P.76-85.
2. Витинский Ю.И. // Морфология солнечной активности – М: Наука, 1966.-С.257.
3. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.Б. // Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца – М: Наука, 1986.-С.258-271.
4. Bumba V., Garcia A., Klvana M. // Solar Physics-2000.-V.196.-P.403-419.
5. Benevolenskaya E.E. // SOHO-9 Workshop: Helioseismic Diagnostics of Solar Convection and Activity - Stanford, California, 1999.
6. Wilcox J.M., Schatten // Astroph. J.-1967.-V.147.-P.364.
7. Крамынин А.П. // Солнечные данные-1978.-№9.-С.95-100.
8. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.Б. // Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца – М: Наука, 1986.-С.258-271.
9. Vasil'eva V.V., Makarov V.I., Tlatov A.G. // Astr.Let –2002.-V.28.-P.199.

## **ИЗМЕНЕНИЕ ПЕРИОДОВ ВРАЩЕНИЯ СЕКТОРНОЙ СТРУКТУРЫ ММП**

**Васильева В.В., Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

Рассмотрены изменения периодов вращения секторной структуры межпланетного магнитного поля по данным ежедневных индексам геомагнитных возмущений:  $aa$  с 1868г. и  $K_p$ ,  $A_p$ , с 1932 г. Для этого использован метод определения периодов в "окнах" шириной  $\sim 1000 \div 2000$  дней, с последующим сдвигом окна вдоль ряда. Таким образом, удалось провести оценку изменения периодов вращения для 2-х, 4-х и 6-ти секторной структур ММП. Показано, что характерные периоды секторной структуры имеют 22-летнюю модуляцию. Наибольшие периоды вращения для 4-х секторной структуры свойственны эпохе 1945  $\div$  1960 гг. Эти результаты сравниваются с вариациями периодов секторной структуры, полученных при анализе Н-альфа карт крупномасштабного магнитного поля [4]. Отмечено, что для  $aa$ -индексов до 1960 г. эти изменения по фазе и величине близки к изменениям полученным по Н-альфа картам. А с 1960 г. находятся в противофазе. Для  $K_p$  индексов фаза 22-летней модуляции близка к фазе вариаций по Н-альфа картам.

### **1. Введение**

Данные о вращения секторной структуры межпланетного магнитного поля (ММП) являются ценной информацией о долговременных изменениях магнитного поля Солнца. Для измерения секторной структуры применяют данные высокоширотных наземных станций [1] и вариации магнитного поля земли, которые позволяют восстанавливать особенности межпланетного поля за достаточно длительный период [2]. Анализ вращения секторной структуры за пять 11-летних циклов активности с 1926 по 1973 годы выявил сложный характер такого вращения [3]. В частности, было установлено, что секторная структура имеет переменные и многокомпонентные периоды вращения. Одна из компонент имела синодический период 26.8-27.15 дней, вторая около  $\sim 28.5$  дней. Также было сделано предположение, что период секторной структуры меняется от фазы солнечного цикла. Для первой половины цикла активности свойственны короткие периоды  $\sim 26.85$ , для второй половины выявленные периоды ближе к 27.15 дням. Также были выявлены долговременные тренды в изменении периодов 4-х секторной структуры. Однако слишком большая амплитуда их вариации от 15 до 7 дней не дает основания для их уверенного детектирования. В работах [5, 6] отмечается, что по данным ММП в максимуме цикла наблюдается всегда 2-х секторная структура с периодом вращения более 27 дней (27.5-28.5 дней). Затем на фазе спада структура становится четырехсекторной с ярко выраженным 27-дневным

периодом. В минимуме цикла структура исчезает или устанавливается двухсекторная структура с рекуррентным периодом около 27 суток.

Другим направлением исследования секторной структуры является изучение свойств непосредственно по данным наблюдений магнитного поля Солнца. Как правило, такие исследования проводятся по данным магнитографических наблюдений [8]. В результате этих исследований было установлено, что основные периоды вращения магнитного поля Солнца как звезды находятся вблизи 27 дней. В последнее время в качестве данных для исследования успешно применяются карты раздела полярностей по наблюдениям в линии Н-альфа [4,7].

В работе [7], были выделены периоды в диапазоне 27.5-28.5 дней и найдена 55-ти летняя вариация во вращении. В работе [4] периоды близки к 27-дням. Разница между различными диапазонами периодов объясняется различной шириной зоной, взятой для исследования. В работе [7] эта зона составляла  $\pm 50^\circ$  от экватора. В дальнейшем магнитное поле пересчитывалось на поверхности источника (т.е. на высоту  $R=2.5R_0$ ). В работе [4] на основе сравнения с данными по вращению с ОМП была выбрана зона  $\pm 20^\circ$ .

Исследования вариаций периодов вращения 2-х и 4-х секторной структуры в период 1904-2001 гг., выполненные по Н-альфа картам [4] позволили выделить 22-х летние модуляции в периодах вращения секторной структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца. Помимо этого было установлено, что сумма спектральной плотности мощности в диапазоне периодов 4-х и 6-ти секторной структуры находится в хорошем соответствии с числами Вольфа, но опережает его на  $\sim 5.5$  лет. Целью настоящей работы являлось выделение долговременных вариаций периодов вращения секторной структуры ММП по данным геомагнитных индексов и проведение сравнения с результатами, полученными по наблюдениям магнитного поля Солнца.

## 2. Данные и метод анализа

Исходными данными служили ежедневные данные *aa*-индексов с 1868 по 1999 гг, и *Ap*, *Kp* индексов с 1932 по 2002 гг. Возмущения геомагнитных индексов обладают хорошо выраженными периодами, свойственные секторной структуре межпланетного магнитного поля. На рис. 1 представлены эти характерные периоды в диапазоне от 7.5 до 29 дней, полученные по *aa* индексам за период 1868-1999 гг. Диапазон полученных периодов для 2-х секторной структуры находится вблизи 27.15 дней, 4-х секторной  $\sim 13.62$  дня. Эти периоды находятся достаточно близко к периодам, определенным по вращению  $\pm 20^\circ$  широтной зоны по Н-альфа картам [4]. Поэтому, в дальнейшем использовалась методика и диапазоны периодов, использованные в работе [4]. Для исследования вариаций периодов была проведена процедура определения периодов не

для всего исходного ряда, а в окне шириной порядка  $\sim 1000-2000$  дней, последовательно передвигаемом вдоль ряда. Использовались различные методы: быстрый Фурье анализ, коррелопериодограммный, ковариационный и авторегрессионный. Помимо этого, был вычислен индекс SSPM(t), который определялся как сумма плотности мощности спектра в диапазоне периодов  $T_1 < T < T_2$ .

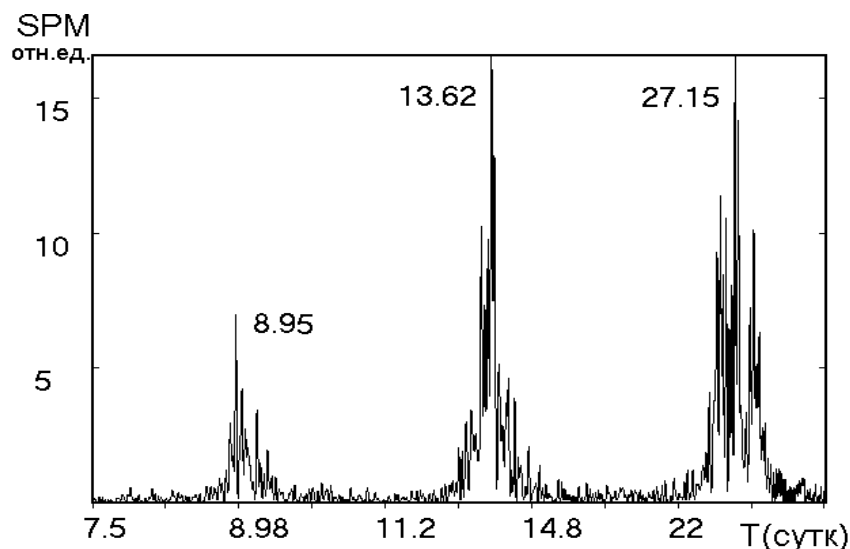


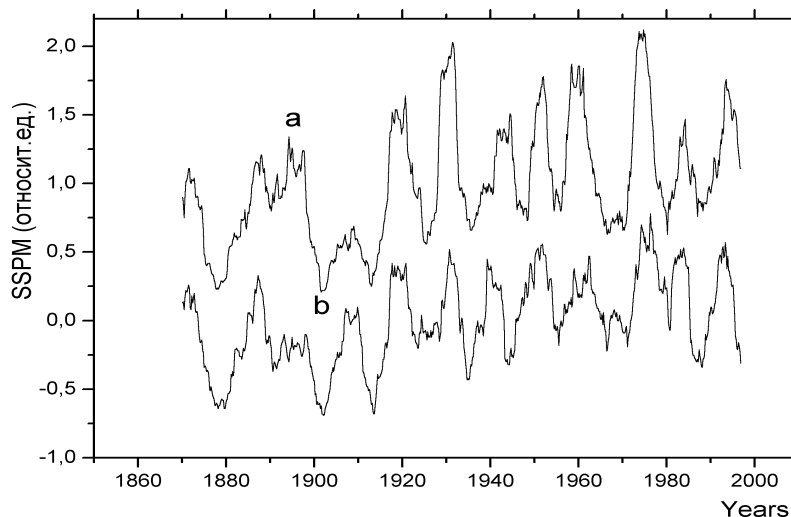
Рис.1. Спектральная плотность мощности aa-индексов в период 1868-1999 гг.

### 3. Результаты обработки данных

#### 3.1. Поведение индекса SSPM межпланетного магнитного поля.

Мощность секторной структуры ММП имеет свою периодичность. На рис.2 представлена сумма спектральной плотности мощности SSPM в диапазоне периодов 12-15 и 8-10 дней, полученная для ряда aa индексов с окном 1500 дней и сглаженная затем периоде 1 год. Хорошо видна 11-летняя периодичность. Сравнение с числами Вольфа для солнечных пятен показывает, что максимум SSPM для этих периодов приходится на периоды максимума солнечных пятен. В отличие от поведения SSPM для коротких периодов поведение индекса SSPM для диапазона 26-29 дней ведет себя противоположным образом. На рис. 3. представлено поведение индекса SSPM для диапазона периодов 26-29 дней, при ширине окна выборки 2000 дней с шагом 64 дня, полученные с помощью коррелопериодограмного метода порядка 300. Можно отметить наличие максимумов индекса SSPM в годы минимума активности. Такое различное поведение индекса SSPM для возмущений свидетельствует о том, что возмущения aa-индексов для коротких периодов свойственных 6-ти и 4-х секторной структуры и для 2-х секторной структуры формируются различными механизмами. Для коротких периодов эти возмущения связаны с активными областями. Для 27-дневных периодов,

напротив существенна роль крупномасштабных магнитных полей. Другим интересным свойством является соответствие максимумов индекса SSPM для 2-х секторной структуры и максимумов чисел Вольфа в период 1880-1980 гг. Возможно этот факт отражает тот факт, что рекуррентные события в геомагнитных возмущениях на фазе спада и минимуме активности солнечных пятен связаны с мощностью следующего цикла активности [9,10]. Близкий результат был получен для секторной структуры крупномасштабного поля Солнца [4], но для диапазона периодов  $T=8-15$ , т.е. для 6-ти и 4-х секторной структуры.



**Рис.2.** Поведение индекса SSPM по данным индекса *aa* для диапазона периодов а) 12-15 и б) 8-10 дней при ширине окна выборки 1500 дней.

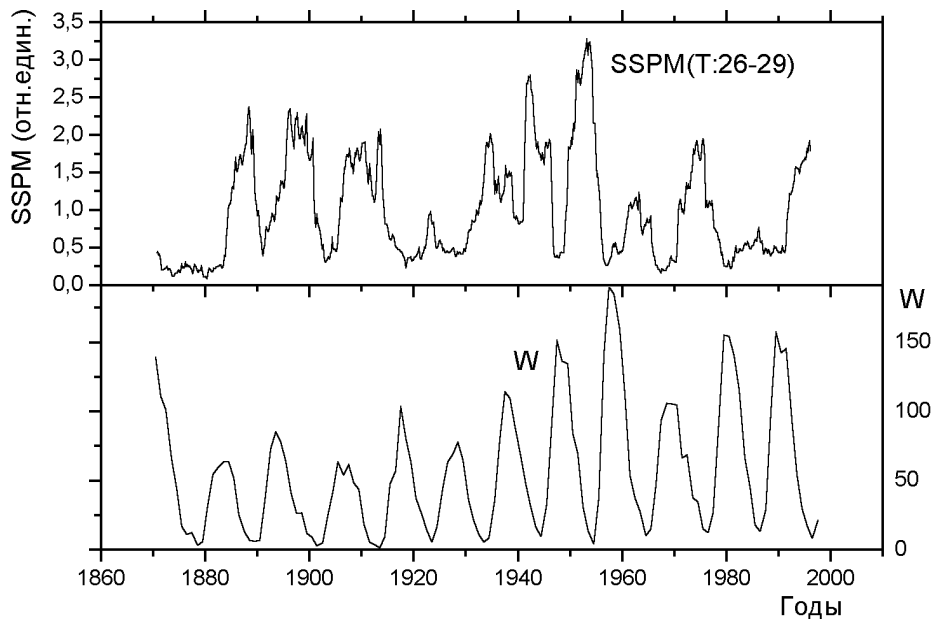
### 3.2. Вариации периодов вращения секторной структуры ММП.

Секторная структура магнитного поля Солнца имеет долговременные вариации. Как правило, отмечаются 11-летние[3], 55-ти летние[7] и 22-летние [4] вариации изменения периодов вращения величиной 1-2% [4]. Геомагнитные индексы также могут испытывать подобные вариации. Для проверки этого предположения воспользуемся методом определения спектральных характеристик сигнала в “окне”, перемещаемом вдоль ряда.

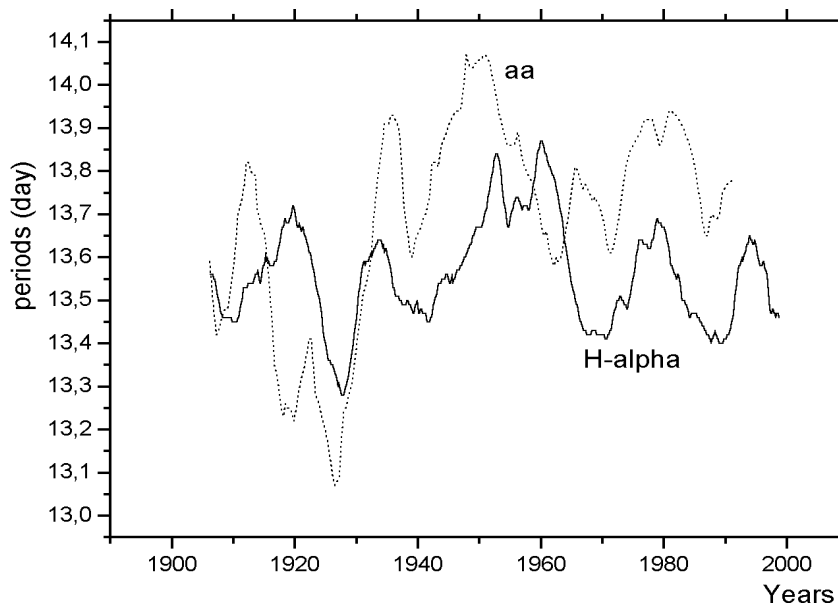
Ширина окна находилась методом подбора. С одной стороны ширина должна была быть достаточно большой для увеличения точности определения периодов, а с другой, ширина окна должна быть меньше характерных периодов вариаций сигнала и времени постоянства фазы сигнала. Оказалось, что также как и для определения периодов SSPM, для определения периодов секторной структуры удобно использовать окно шириной 1500-2000 дней или 4-5.5 лет. Это позволяет выделить вариации, связанные фазой цикла, и, вероятно, это характерное время для жизни секторной структуры магнитного поля Солнца. На рис. 4 представлены вариации вращения секторной структуры в области 13.5 дней определенные по геомагнитным индексам *aa* и Н-альфа картам в период



1904-1999 гг. Можно отметить что, несмотря на некоторые различия, основные максимумы находятся в хорошем соответствии. Также как и для



**Рис.3.** Индекс SSPM для aa индексов в диапазоне периодов 26-29 дней при ширине окна выборки 2000 дней.

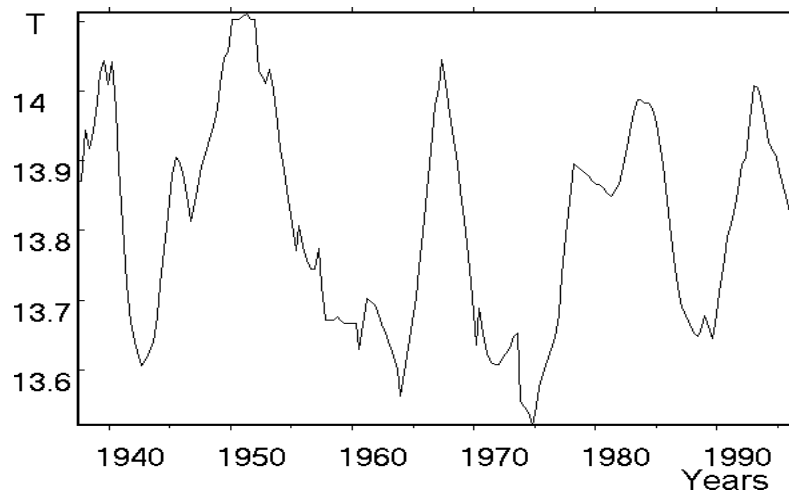


**Рис. 4.** Изменение периодов вращения 4-х секторной структуры, определенной по Н-альфа картам крупномасштабного поля Солнца (сплошная линия) и геомагнитным aa индексам (пунктир).

крупномасштабного поля видны 22-х летние вариации изменения периодов секторной структуры ММП. Вместе с тем существуют и 11-летние вариации, причем локальные максимумы скорости вращения (минимум периодов) относятся к эпохе минимума активности по солнечным пятнам.

Помимо aa-индексов был проведен анализ геомагнитных индексов  $K_p$  и  $A_p$  в период 1932-2001 гг. Результат подобного анализа для  $K_p$  индексов приведен на рис.5. Можно отметить, что несмотря на несколько большую величину периодов, периодичность изменения периодов в области 13.5 дней одинакова как для геомагнитных индексов, так и для данных по крупномасштабному полю Солнца. Близкие результаты получаются и при исследовании  $A_p$  индексов.

Таким образом, данный анализ, основанный на определении спектральных характеристик на части ряда, с последующим перемещением окна обработки вдоль ряда позволил выявить модуляции периодов вращения секторной ММП, имеющие как 22-х летние, так и 11-ти летние модуляции. Индекс суммы спектральной плотности мощности SSPM для 2-х секторной структуры ММП имеет максимум в период минимума активности и демонстрирует связь с мощностью следующего цикла пятен.



**Рис.5.** Изменение периодов секторной структуры ММП по данным геомагнитным  $K_p$  индексам в период 1932-2001 гг.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ N 00-02-16355.

### Литература

1. Wilcox J.M., 1968, Space Sci. Rev, 8, 258
2. Svalgard L., 1972, Geophys.Pap., R-29, Danish Meteor.Inst, Copenhagen.
3. Svalgard L., Wilcox J.M., 1975, Sol. Phys., v.41, p.465
4. Vasil'Eva, V. V.; Makarov, V. I.; Tlatov, A. G., 2002, Astr.Let, v.28, p.199
5. Обридко В.Н., 1981, в сб. "Проблемы космической электродинамики", ред. Могилевский Э.И., М.Наука, с.21.
6. Куклин Г.В., Обридко В.Н., 1988, в сб. "Физика солнечной активности", ред. Могилевский Э.И., М.Наука, с. 146.
7. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., 1999, в сб. Труды VII Симп. По солн.-земн.физике, ред. Обридко В.Н., Троицк, с.307.
8. Kotov, V. A.; Demidov, M. L., 1980, Krymskaia Astrofizicheskaia Observatoriia, Izvestiia, vol. 61, 1980, p. 3-11.
9. Sargent, H.H., 1978, IEEE Vehicular Technology conference, 490.
10. Gonzalez G., Schatten K.H., 1987, Sol.Phys., V.117,P.189.

## **СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ В ДОЛГОТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Вернова Е.С.<sup>1</sup>, Мурсула К.<sup>2</sup>, Тясто М.И.<sup>1</sup>, Баранов Д.Г.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, marta@mt4697.spb.edu*

<sup>2</sup> *Университет Оулу, Финляндия, Kalevi.Mursula@oulu.fi*

<sup>3</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
d.baranov@pop.ioffe.rssi.ru*

## **NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF THE SOLAR ACTIVITY LONGITUDINAL DISTRIBUTION**

**E.S. Vernova<sup>1</sup>, K. Mursula<sup>2</sup>, M.I. Tyasto<sup>1</sup>, D.G. Baranov<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *IZMIRAN, SPb. Branch, marta@mt4697.spb.edu*

<sup>2</sup> *University of Oulu, Finland, Kalevi.Mursula@oulu.fi*

<sup>3</sup> *A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, d.baranov@pop.ioffe.rssi.ru*

### **Abstract**

We study the north-south difference in sunspot distribution using a longitudinal asymmetry (LA) parameter as a measure of new magnetic flux. Calculating LA for the two hemispheres separately during solar cycles 15-22, we find large differences between the hemispheres. A superposed epoch analysis reveals that there is a systematic oscillation of LA close to the magnetic reversal with a northern dominance appearing before the reversal and changing to a southern dominance some 1.5 years later. We discuss these observations in terms of the recent observations of the 1.3 year oscillation in the tachocline at the bottom of the solar convection layer, as well as in several other solar and heliospheric parameters.

### **Введение**

Развитие солнечного цикла тесно связано с изменением распределения солнечной активности (СА) по поверхности Солнца. Это относится не только к пятнам, но и к другим проявлениям солнечной активности. Хорошо известно экваториальное смещение широтной зоны появления солнечных пятен, расположенных ниже  $40^\circ$ , проявляющееся в виде диаграммы “бабочек”. Для гелиоширот выше  $40^\circ$  также наблюдается изменение распределения активности - миграция полярных факелов к полюсу. В течение солнечного цикла также сильно изменяется угол наклона к экватору нейтральной линии общего магнитного поля Солнца и эти изменения особенно сильны в период его инверсии.

Одной из важнейших особенностей солнечной активности является то, что солнечная активность в северном и южном полушарии развивается не синхронно, поэтому солнечные циклы в северном и южном полушарии

могут заметно различаться. Было показано, что такая северо-южная асимметрия солнечной активности статистически значима [1]. Кроме того, при исследовании различных проявлений солнечной активности, таких как пятна, вспышки, внезапные исчезновения протуберанцев, было обнаружено, что есть общие черты в поведении их северо-южной асимметрии [2]. Так, например, в период преобладания числа пятен в северном полушарии 78 % солнечных вспышек наблюдалось также в северном полушарии [3]. Однако северо-южная асимметрия в появлении больших вспышек не следует 11- или 22- летнему циклу, как показал Рой [4]. Вальдмейер обнаружил, что основной период в северо-южной асимметрии в появлении групп пятен составляет 80 лет [5].

Северо-южная асимметрия солнечной активности проявляется в топологии межпланетного пространства, т. е. она влияет на межпланетные и околоземные параметры, а также на положение гелиосферного токового слоя и, соответственно, на изменение числа дней с положительным (от Солнца) или отрицательным (к Солнцу) направлением межпланетного магнитного поля [6]. Полагают, что в модуляции космических лучей гелиосферный токовый слой играет существенную роль, поэтому северо-южная асимметрия солнечной активности должна быть учтена при исследовании модуляционных процессов.

В [7] было показано, что долготная асимметрия распределения активности северного и южного полушарий Солнца оказывает существенное влияние на 27-дневную вариацию космических лучей.

Недавно также было обнаружено, что распределение скорости солнечного ветра асимметрично по отношению к гелиографическому экватору [8,9]. Эта асимметрия скорости солнечного ветра меняет свой знак каждый солнечный цикл и, таким образом, связана с 22-летним солнечным магнитным циклом [8,10].

В данном исследовании проведено изучение солнечной активности по данным о солнечных пятнах за последние 80 лет в каждом полушарии Солнца отдельно и в целом по всему диску, при этом в качестве меры солнечной активности были использованы векторные суммы площади солнечных пятен.

### **Векторная сумма площади солнечных пятен**

Методом полярных диаграмм [11,12] были подсчитаны векторные суммы площади солнечных пятен, в которых учитываются площадь и керрингтоновская долгота каждой группы. В  $k$ -день бартельсовского оборота ( $k=1, 2, \dots, 27$ ) каждая  $i$ -группа солнечных пятен была представлена в гелиографической плоскости в виде полярного вектора  $\vec{s}_i(t_k)$ , длина которого равна площади группы а фаза соответствует ее керрингтоновской долготе. Затем подсчитывалась векторная сумма для всех групп,

наблюдаемых в каждый день бартельсовского оборота:  $\bar{S} = \sum_{i,k} \bar{s}_{ik}$ . Группа пятен, живущая несколько дней учитывается в  $\bar{S}$  несколько раз. Таким образом, долгоживущие группы дают основной вклад в вектор  $\bar{S}$ . Направление вектора  $\bar{S}$  соответствует керрингтоновской долготе, которая, можно считать, наиболее активна в данном бартельсовском обороте. Поэтому вектор  $\bar{S}$  можно использовать как количественную характеристику долготной асимметрии активности пятен в данном обороте. Абсолютная величина вектора  $\bar{S}$  была названа параметром долготной асимметрии пятен LA (longitudinal asymmetry). Таким образом, LA есть количественная мера долготной асимметрии солнечной активности за один бартельсовский оборот. В векторной сумме площади пятен резко снижается вклад от стохастической, приблизительно симметричной активности пятен, которая обычно присутствует в годы максимума солнечного цикла. Поэтому значения LA будут испытывать меньшие вариации в цикле, чем значения суммарной (скалярной) площади пятен.

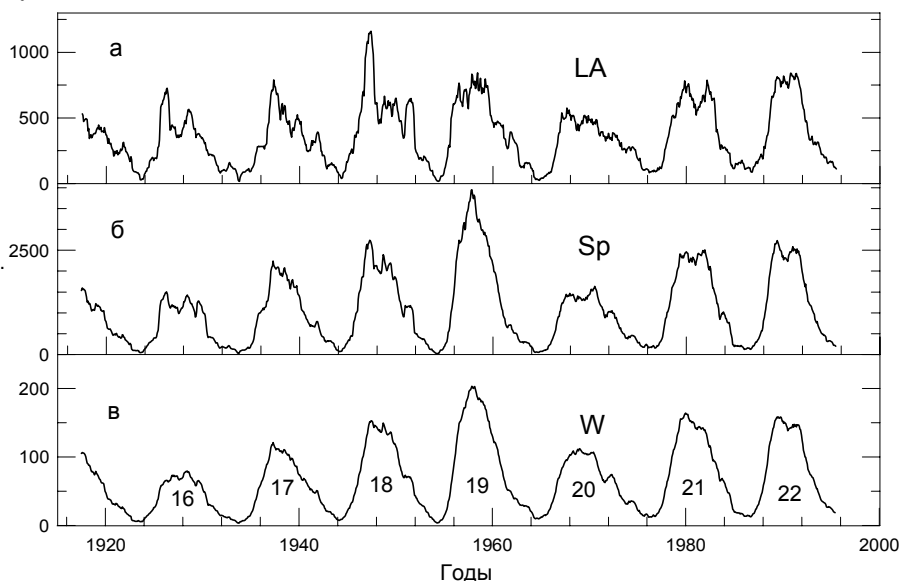
В данной работе были проанализированы данные по пятнам Гринвичской (1917-1954 гг.) и Пулковской (1955-1995 гг.) обсерваторий за 16-21 циклы полностью и за 15 и 22 циклы частично. Методом полярных диаграмм были вычислены значения LA отдельно для северного и южного полушарий Солнца и для всего диска.

### **Параметр LA для всего диска в 15-22 циклах**

На рис. 1а приведена кривая LA для всего диска, учитывающая группы пятен в обоих полушариях в 15-22 циклах. Для сравнения на рис. 1б и рис.1в показаны площади солнечных пятен  $S_p$  и числа Вольфа  $W$ . Все три параметра получены скользящим осреднением по 13 бартельсовским оборотам со сдвигом на один оборот.

Как видно из рис.1, параметр LA изменяется в целом в фазе с  $S_p$  и  $W$ . Однако в то время как в период максимума цикла значения  $S_p$  обычно достигают 2000-3000, параметр LA меняется в пределах 700-1000, что отражает вышеупомянутое частичное уменьшение вклада стохастического компонента в величину LA. Кроме того, если относительная высота разных циклов в  $S_p$  и  $W$  почти одинакова, то в LA соотношение высот циклов совсем иное. Например, это видно в 19 цикле, относительная высота которого значительно ниже в LA, чем в  $S_p$  и  $W$ . Это еще раз показывает, что при вычислении векторной суммы площади пятен по сравнению с обычной суммарной площадью пятен уменьшение абсолютных значений векторной суммы может быть значительным. Это также означает, что стохастическая часть солнечной активности может быть различной в разных солнечных циклах. В частности, в 19 цикле магнитный поток, обусловивший его рекордную высоту в  $S_p$  и  $W$ , состоял в основном из

стохастической части активности пятен и поэтому высота цикла в LA заметно ниже по сравнению с  $S_p$  и  $W$ . Следует также отметить, что высоты всех циклов, показанных на рис.1, примерно одинаковы в LA и довольно заметно различаются в  $S_p$  и  $W$ . Отсюда следует, что разница между циклами обусловлена в основном вариациями в стохастической составляющей потока и что «упорядоченный» асимметричный поток мало менялся за последние 80 лет. Поэтому параметр LA может дать новую интересную информацию о долговременном развитии солнечной активности.

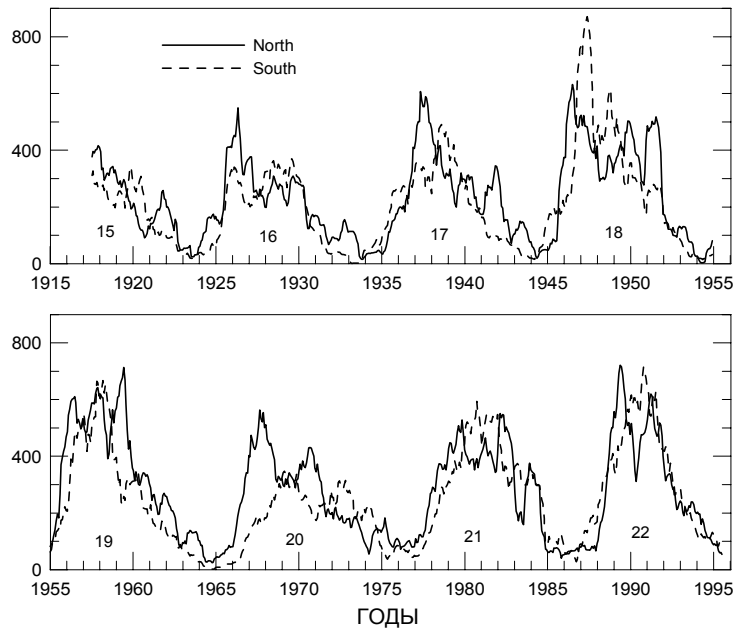


**Рис.1.** Параметр LA (а), площадь солнечных пятен  $S_p$  (б) и числа Вольфа  $W$  (в) для 15-22 солнечных циклов. Все кривые - скользящие средние за 13 бартельсовских оборотов. Номера солнечных циклов приведены на нижнем графике.

Параметр LA в целом обнаруживает гораздо большую изменчивость, чем вариации  $S_p$  и  $W$ , особенно в периоды высокой солнечной активности. Особенно ярко это проявляется в циклах 17-19. В большинстве случаев вблизи максимумов цикла наблюдаются большие флуктуации LA, которые подразделяются на несколько локальных максимумов, причем первый максимум часто, но не всегда самый большой. Как будет показано ниже, эти максимумы являются «особыми» точками, которые играют существенную роль в развитии солнечного цикла.

### **Параметр LA для северного и южного полушария**

На рис.2 показаны графики LA отдельно для северного ( $LA_N$ ) и южного ( $LA_S$ ) полушария Солнца, также сглаженные по 13 бартельсовским оборотам. В целом  $LA_N$  и  $LA_S$  в первом приближении следуют развитию солнечного цикла в LA для всего диска (см. рис.1). Однако более тщательный анализ показывает, что есть заметные различия между

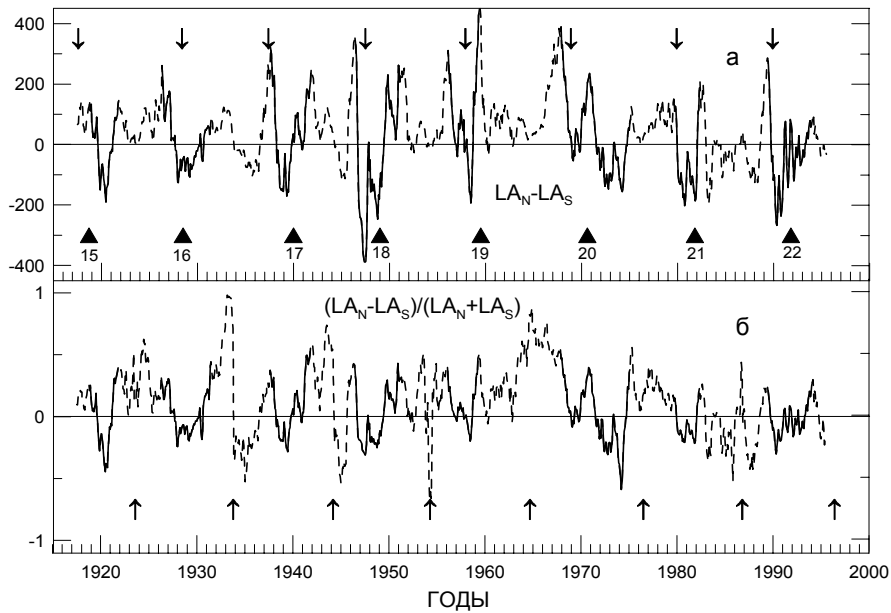


**Рис.2.** Параметр  $LA$  для северного (сплошная линия) и южного (пунктирная линия) полушарий Солнца в отдельности.

кривыми  $LA_N$  и  $LA_S$ , которые, по-видимому, повторяются систематически от цикла к циклу особенно вблизи максимума солнечных пятен. В каждом из 15-22 циклов наблюдается превышение значений  $LA_N$  над величинами  $LA_S$  до или в период максимумов цикла. После периода преобладания  $LA_N$  или вскоре после максимума цикла наступает период преобладания  $LA_S$ , который снова сменяется периодом превышения  $LA_N$  до следующего минимума цикла. В разных солнечных циклах период таких колебаний в доминировании того или другого полушария слегка меняется, но порядок доминирования (N-S-N) остается тем же самым.

Существенное различие между параметрами  $LA$  в северном и южном полушарии подтверждается количественно коэффициентами корреляции. Корреляция между  $LA$  для всего диска и площадью пятен (см. рис.1а и рис.1б) очень хорошая, коэффициент корреляции равен 0,93. В то же время корреляционный коэффициент между параметрами  $LA_N$  и  $LA_S$  для северного и южного полушарий (см. рис.2а и рис. 2б) составляет только 0,75. Такая значительно более низкая корреляция обусловлена тем, что, хотя в целом 11-летние циклы в  $LA_N$  и  $LA_S$  похожи, но в период высокой солнечной активности эти параметры изменяются почти в противофазе, что значительно снижает корреляционный коэффициент.

Различие между двумя полушариями также ясно видно на рис. 3а, где показана разность  $\Delta_{NS}=LA_N-LA_S$ . Относительная разность  $\delta_{NS}=(LA_N-LA_S)/(LA_N+LA_S)$  приведена на рис. 3б. Вышеупомянутые систематические изменения в доминировании полушарий в периоды, близкие к максимумам (выделены сплошной линией) видны на обеих кривых рис. 3, но более четко проявляются в абсолютных разностях  $\Delta_{NS}$ . (Относительные разности  $\delta_{NS}$  содержат дополнительные большие пики в периоды минимумов



**Рис.3.** Абсолютная разность долготной асимметрии  $\Delta_{NS}=LA_N-LA_S$  (а) и относительная разность  $\delta_{NS}=(LA_N-LA_S)/(LA_N+LA_S)$  (б). Стрелки, направленные вниз, и треугольники (а) указывают максимумы солнечного цикла и завершение инверсии магнитного поля в южном полушарии, соответственно. Стрелки, направленные вверх (б), указывают минимумы солнечного цикла. Сплошной линией выделены периоды смены доминирующего полушария вблизи от максимумов активности.

солнечной активности, которые обусловлены очень малыми значениями знаменателя, что маскирует эти особенности в периоды максимумов). Как видно из рис. 3а, положительный пик в  $\Delta_{NS}$  наблюдается до или в период максимума в каждом цикле. Эти пики соответствуют первым максимумам числа солнечных пятен согласно Витинскому [13,14]. За пиками следует резкий переход к отрицательным значениям  $\Delta_{NS}$  с последующим возвращением к положительным  $\Delta_{NS}$ , что придает V-образную форму кривой  $\Delta_{NS}$  в период близкий к солнечному максимуму.

### Усредненная кривая $\Delta_{NS}$

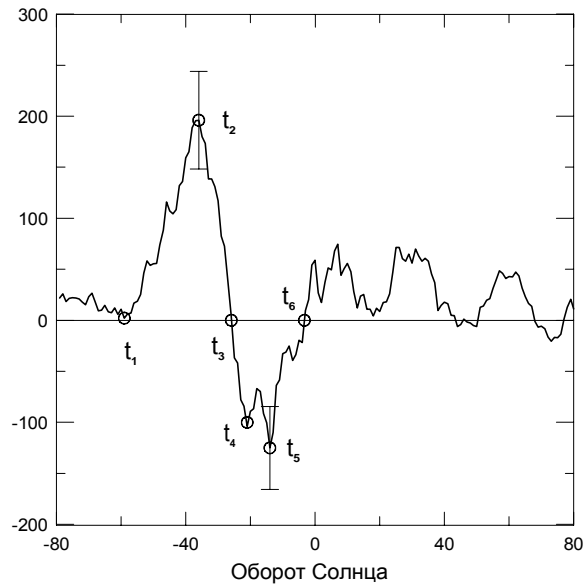
Для исследования общих черт поведения  $\Delta_{NS}$  вблизи от максимума солнечного цикла был использован метод наложения эпох. Так как сильные изменения в  $\Delta_{NS}$  появляются в периоды обращения общего магнитного поля Солнца, то естественно было скомбинировать отдельные циклы так, чтобы в качестве нулевых дат в методе наложения эпох были взяты даты инверсии поля. Однако инверсия поля – процесс довольно сложный, длящийся 1-3 года и развивающийся в обоих полушариях не синхронно и независимо друг от друга. По данным о полярных факелах Макаров и Макарова [15] показали, что в 16, 19 и 20 циклах наблюдалась тройная инверсия магнитного поля в северном полушарии, в то время как в южном полушарии наблюдалась только однократная. Поэтому в качестве нулевых дат в анализе методом наложения эпох были взяты даты



завершения инверсии поля в южном полушарии [15], приведенные в таблице:

Солнечный цикл	Инверсия южного полушария
16	1928.5
17	1940.0
18	1949.0
19	1959.5
20	1970.6
21	1981.8
22	1991.8

На рис. 4 приведена кривая  $\Delta_{NS}$ , полученная методом наложения эпох для 16-22 циклов; (15 цикл не был включен из-за отсутствия данных на фазе роста). Средняя кривая  $\Delta_{NS}$  на рис. 4 показана для 80 оборотов до и 80 оборотов после нулевой даты. Видно, что поведение кривой совершенно различно до нулевой даты и после нее. Наиболее существенные изменения  $\Delta_{NS}$  наблюдаются в период до нулевой даты, начинаясь с отклонения к положительным значениям уже за 4-5 лет до нулевой даты в момент времени  $t_1$  (см. рис. 4) на возрастающей ветви солнечного цикла. Время возрастания  $\Delta_{NS}$  от момента  $t_1$  до максимума в момент  $t_2$  составляет около 1,6 года (22 оборота). Следует отметить, что значимость максимума в момент  $t_2$  равна приблизительно четырем стандартным отклонениям. (Величина стандартной ошибки в пиках  $\Delta_{NS}$  показана на рис. 4). После максимума  $\Delta_{NS}$  в момент  $t_2$  наблюдается резкий переход к большим отрицательным значениям. На рис. 4 видны некоторые колебания отрицательных значений  $\Delta_{NS}$ , включая два минимума: первый появляется в момент  $t_4$  примерно через 1,2 года (16 оборотов) после максимума  $t_2$ , второй наблюдается в момент  $t_5$  через 1,7 года (23 оборота) после  $t_2$ . Второй минимум  $t_5$ , более глубокий, отстоит от оси абсцисс более чем на три стандартных ошибки. Необходимо отметить, что самый глубокий отрицательный минимум  $t_5$  наблюдается за год до завершения инверсии магнитного поля в южном полушарии. После минимума  $t_5$  кривая  $\Delta_{NS}$  возрастает до нуля в момент  $t_6$ , который очень близок (всего за три оборота) к нулевой дате, т. е. к моменту инверсии поля. Следует отметить, что период положительных значений  $\Delta_{NS}$  от  $t_1$  до  $t_3$  (примерно 2,3 года или 32 оборота) приблизительно на 50% больше, чем период отрицательных значений  $\Delta_{NS}$  от  $t_3$  до  $t_6$  (около 1,6 года или 22 оборота). Аналогично величина максимума  $\Delta_{NS}$  в момент  $t_2$  на 50% больше, чем величина отрицательного пика  $t_5$ .

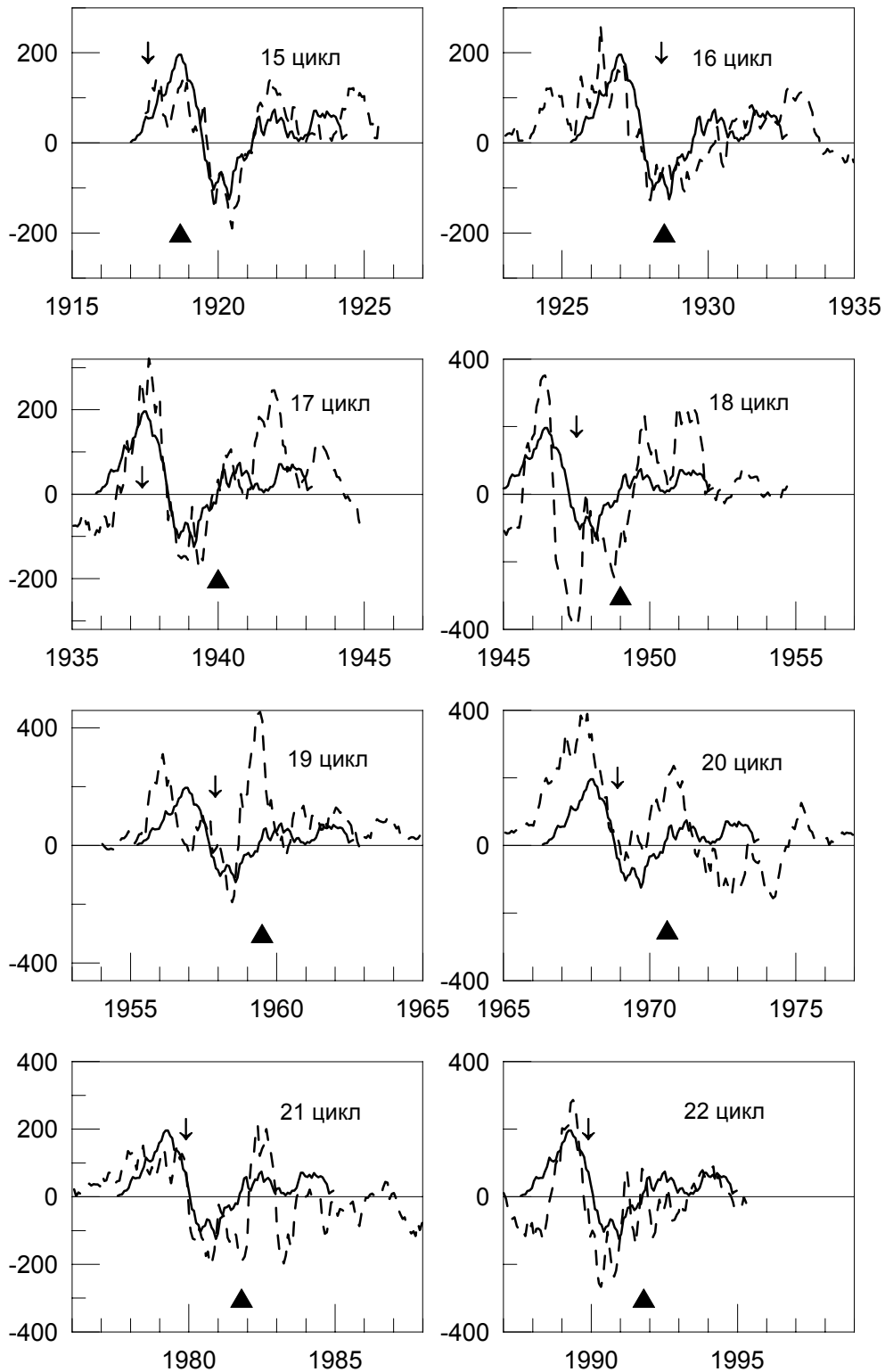


**Рис.4.** Усредненная методом наложения эпох кривая абсолютной разности  $\Delta_{NS}$  для 16-22 циклов. В качестве нулевых дат использовано завершение инверсии магнитного поля Солнца в южном полушарии. Моменты времени  $t_1$ - $t_6$  объяснены в тексте..

Период изменений  $\Delta_{NS}$  от  $t_1$  до  $t_6$  длится около 4,1 года (55 оборотов) и занимает значительную часть фазы роста солнечного цикла, период максимума и начало фазы спада почти до момента окончания инверсии магнитного поля. После  $t_6$  кривая  $\Delta_{NS}$  лежит в основном в области положительных значений и испытывает колебания с периодом 20-30 оборотов. Однако максимумы этих колебаний гораздо меньше, чем пик  $t_2$  и едва ли статистически значимы.

### **Кривые $\Delta_{NS}$ для отдельных циклов**

Характерные особенности средней кривой  $\Delta_{NS}$ , полученной методом наложения эпох, также видны и в большинстве анализируемых солнечных циклов. На рис. 5 средняя кривая  $\Delta_{NS}$  показана совместно с кривыми для каждого отдельного цикла. На рис. 5 нуль-дата средней кривой  $\Delta_{NS}$  совмещалась с датами инверсии магнитного поля для каждого отдельного цикла за исключением 15 и 16, для которых средняя кривая  $\Delta_{NS}$  была смещена на более позднее время. Необходимо заметить, что 16 цикл является исключением среди 8 рассмотренных циклов в том отношении, что максимум числа солнечных пятен почти совпадает по времени с инверсией поля. Это может оказаться артефактом, связанным со сложностью правильного определения инверсии поля для ранних циклов. Однако, если даты инверсии определены правильно, влияние такого смещения на вид средней кривой  $\Delta_{NS}$  было бы незначительно из-за сравнительно низких значений  $\Delta_{NS}$  для этого цикла. Для всех других циклов, особенно для 17, 20, 21 и 22, как видно из рис.5, V-образная структура кривой  $\Delta_{NS}$  находится в довольно хорошем соответствии со



**Рис.5.** Сопоставление разности  $\Delta_{NS}$  для отдельных циклов с усредненной кривой, изображенной сплошной линией. Нулевая дата усредненной кривой совмещена с датой инверсии магнитного поля индивидуальных циклов, за исключением 15 и 16 циклов.

средней кривой  $\Delta_{NS}$ . Это соответствие подтверждает значимость вышеупомянутых свойств средней кривой  $\Delta_{NS}$  и правильность использования даты инверсии поля в южном полушарии в качестве

нулевых дат в анализе методом наложения эпох. Самое сложное поведение индивидуальной кривой  $\Delta_{NS}$  наблюдается в 20 цикле. После положительного максимума отрицательные значения очень малы и сохраняются очень короткое время, затем  $\Delta_{NS}$  достигает снова положительного максимума почти в момент инверсии поля, за которым следует снижение  $\Delta_{NS}$  до больших отрицательных величин, сохраняющихся очень долго. Хотелось бы отметить, что 20 цикл является исключительным во многих отношениях. Во-первых 20 цикл имел гораздо меньшую амплитуду (по числу солнечных пятен  $W$ ), чем соседние высокие циклы. В свою очередь это повлияло на интенсивность космических лучей, которая начала восстанавливаться очень рано и имела долгий плоский максимум [16]. Кроме того, фаза спада этого цикла была также необычной, включая необычный мини-цикл в эволюции космических лучей [17,18] в тот же самый период в начале 1970 годов, когда кривая  $\Delta_{NS}$  достигла очень низких отрицательных значений.

### **Обсуждение и заключения**

Были рассчитаны и исследованы векторные площади пятен и параметр долготной асимметрии, названный LA, для 8 последних солнечных циклов. Параметр LA является полезной новой мерой солнечной активности, которая в значительной степени освобождена от стохастической, случайным образом распределенной по долготе солнечной активности и поэтому подчеркивает более систематическую и упорядоченную часть долготной асимметрии солнечной активности. Типичные значения векторной суммы площади солнечных пятен составляют примерно одну треть от их соответствующих скалярных значений.

Существует интересное различие между параметром LA и другими более традиционными индексами солнечной активности, такими, как площадь (скалярная) солнечных пятен и относительное число солнечных пятен. В частности, 19 цикл в LA гораздо ниже и по сравнению с другими циклами не является самым высоким. Это означает, что стохастическая часть солнечной активности может быть различной в разных циклах и что дополнительный магнитный поток, обусловивший рекордную высоту 19 цикла в  $S_p$  и  $W$ , состоял в основном из стохастической солнечной активности. Наоборот, долготная асимметрия солнечной активности, вероятно, связана с реликтовым магнитным полем в конвективном слое Солнца [19], в пользу существования которого недавно получены новые убедительные доказательства [20].

В данной работе показано, что параметры LA для северного и южного полушария заметно отличаются друг от друга и коррелируют между собой гораздо слабее, чем с параметром LA для всего диска и площадью (скалярной) солнечных пятен. Однако, оказалось, что существуют систематические колебания в доминировании полусфер во время высокой

солнечной активности, которые воспроизводятся из цикла в цикл. Эти колебания были исследованы методом наложения эпох северо-южных разностей долготной асимметрии  $\Delta_{NS} = LA_N - LA_S$  при этом в качестве нулевых дат были взяты моменты завершения инверсии магнитного поля в южном полушарии. Анализ солнечных циклов 16-22 показал, что колебания начинаются с превышения асимметрии в северном полушарии в течение примерно 2,3 года в период фазы роста солнечного цикла. Максимум этого превышения статистически очень значителен. После максимума  $\Delta_{NS}$  становятся отрицательными, достигая минимума через 1,2-1,7 года. Период отрицательных  $\Delta_{NS}$  длится примерно 1,6 года и заканчивается в среднем незадолго до нулевой даты. После нулевой даты снова доминирует северное полушарие, но гораздо менее активно.

В ряде более ранних работ приведены результаты о изменении относительной роли полушарий Солнца по данным о внезапных исчезновениях солнечных протуберанцев [21] или о распределении вспышек [22]. При исследовании северо-южной асимметрии площади пятен и числа солнечных пятен было обнаружено, что активность северного полушария достигает максимума через два года после минимума пятен [23]. Это согласуется с результатами данной работы, свидетельствующими о том, что максимум  $\Delta_{NS}$  появляется на восходящей ветви солнечного цикла за 3-4 года до инверсии общего магнитного поля. По сравнению с этими более ранними результатами приведенные здесь результаты, полученные по данным параметра  $LA$ , обнаруживают более систематическую и более последовательную картину и статистически более значимую в основном за счет того, что была удалена стохастическая составляющая солнечной активности.

Изменения в доминировании полушарий, полученные по данным различных типов солнечной активности, показывают, что северо-южная асимметрия и ее изменения имеют глобальный характер. Кроме того, существование систематических колебаний в доминировании полушарий с приблизительно одинаковым временным масштабом от цикла к циклу предполагает наличие новой модели генерации солнечного магнитного потока. Регулярное изменение доминантной активности от северного максимума к южному максимуму в пределах 1,2-1,7 года указывает на связь полушарий и устанавливает временную шкалу для этой связи. Необходимо отметить, что эта временная шкала близка к периодичности, недавно найденной в тахоклинной зоне на дне солнечного конвективного слоя [24], а также к ранее обнаруженной периодичности в скорости солнечного ветра [25] и в других солнечных и гелиосферных параметрах [26].

Работа поддержана РФФИ (грант 01-02-17195).

## Литература

1. Carbonell M., Oliver R., Ballester J.L. //Astron. Astrophys. 1993. V. 274, P. 497.
2. Vizoso G., Ballester J.L. //Astron. Astrophys. 1990. V. 229, P. 540.
3. Swinson D.B., Shea M.A., Humble J.E. //J. Geophys. Res. 1986. V. 91, P. 2943.
4. Roy J.R. //Solar Phys. 1977. V. 52, P. 53.
5. Waldmeier M. //Solar Phys. 1971. V. 20, P. 332.
6. Swinson D.B., Humble J.E., Shea M.A., Smart D.F. //J. Geophys. Res. 1991. V. 96, P. 1757.
7. Вернова Е. С., Тясто М. И., Баранов Д. Г. //Тр. конф.: Крупномасштабная структура солнечной активности. Пулково. 1999. С. 49.
8. Zieger B., Mursula K. //Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25, P. 841.
9. Crooker N. U., Lazarus A. J., Phillips J. L., Steinberg J. T., Szabo A., Lepping R. P., Smith E. J. //J. Geophys. Res. 1997. V. 102, P. 4673.
10. Mursula K., Zieger B. //Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, P. 95.
11. Базилевская Г.А., Вернова Е. С., Вернов С.Н., Крымский Г.Ф., Тясто М.И., Чарахчян Т.Н. //Солнечные данные. 1978. № 8. С. 97.
12. Vernova E.S., Mursula K., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Solar Phys. 2002. V. 205, P. 371.
13. Витинский Ю.И. //Солнечные данные. 1992. № 4, С. 78.
14. Витинский Ю.И. //Солнечные данные. 1992. № 6, С. 65.
15. Makarov V.I., Makarova, V.V. //Solar Phys. 1996. V. 163, P. 267.
16. Ahluwalia H.S. //1st SOLTIP Symposium. Liblice. 1992. V. 1, P. 26.
17. Webber W. R., Lockwood J. A. //J. Geophys. Res. 1988. V. 93, P. 8735.
18. Usoskin I. G., Kananen H., Mursula K., Tanskanen P., Kovaltsov G.A. //J. Geophys. Res. 1998. V. 103, P. 9567.
19. Cowling T.G. //Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1945. V. 105, P. 167.
20. Mursula K., Usoskin I.G., Kovaltsov G.A. //Solar Phys. 2001. V. 198, P. 51.
21. Vizoso G., Ballester J.L. //Solar Phys. 1987. V. 112, P. 317.
22. Yadav R.S., Badruddin, Kumar S. //Indian J. Radio Space Phys. 1980. V. 9. P. 155.
23. Swinson D.B., Koyama H., Saito, T. //Solar Phys. 1986. V. 106, P. 35.
24. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R. W., Larsen R. M., Schou J., Thompson M. J., Toomre J. //Science. 2000. V. 287, P. 2456.
25. Richardson J. D., Paularena K. I., Belcher J. W., Lazarus A. J. //Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21, P. 1559.
26. Mursula K., Zieger B. //Adv. Space Res. 2000. V. 25 (9), P. 1939.

## **ОБ ЭНЕРГЕТИКЕ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ**

**Веселовский И.С., Панасенко О.**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва  
veselov@decl.sinp.msu.ru*

Полная мощность электромагнитного излучения Солнца испытывает изменения с относительной амплитудой порядка  $10^{-3}$  в ходе солнечного цикла. Физическая природа этих изменений в настоящее время неизвестна. Соответствующая этим колебаниям свободная энергия может иметь ядерную природу, быть связанной с потенциальной энергией в поле сил тяжести, механическими движениями (дифференциальное вращение, конвекция), радиационным переносом, тепловой или электромагнитной формой. Выполнены оценки энергетических резервуаров и мощностей для указанных форм свободной энергии. Рассмотрены возможные нестационарные процессы рекуперации и превращения друг в друга этих видов энергии на Солнце. Обсуждается широко распространенная точка зрения, что диссипация магнитной энергии в процессах солнечной активности достаточна для объяснения наблюдаемого избытка излучения Солнца в максимуме цикла. Приводятся аргументы, основанные на энергетических оценках, в пользу противоположной причинно-следственной связи. Вариации светимости рассматриваются как энергетический источник циклов солнечной активности. Формулируется основной нерешенный вопрос: каково пространственно-временное распределение и потоки различных видов энергии, импульса и массы на Солнце в течение циклов.

### **Некоторые энергетические оценки**

#### **1. Полная кинетическая энергия вращения Солнца (Аллен, 1977)**

$$E_r = \frac{1}{2} I \omega^2 \cong 2,4 \cdot 10^{42} \text{ эрг},$$

где  $I = 5,7 \cdot 10^{53} \text{ г} \cdot \text{см}^2$  - момент инерции,

$\omega = 2,9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  - угловая скорость.

Свободную энергию дифференциального вращения оценить затруднительно. Однако она заведомо меньше полной энергии вращения во много раз, возможно, на порядок величины.

#### **2. Полная светимость**

$$L \sim 3,8 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с.}$$

Вариация светимости за цикл

$$\delta L \sim 10^{-3} L \sim 4 \cdot 10^{30} \text{ эрг/с.}$$

Полная энергия, теряемая Солнцем за цикл

$$E = T L \sim 10^{42} \text{ эрг,}$$

где  $T \sim 11 \text{ лет} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ с}$  - длительность цикла. "Энергия цикла", колебательная часть

$$\delta E = T \delta L \sim 10^{39} \text{ эрг.}$$

**3. "Добротность" цикла**, определяемая как отношение колебательной части энергии к её теряемой части за цикл

$$Q \sim 10^{-3}$$

Эта величина мала, что формально означает сильную открытость колебательной системы, ответственной за цикличность процессов на Солнце.

#### 4. Магнитная энергия фонового поля $B$

$$E_M = \frac{B^2}{8\pi} V \sim 10^{33} \text{ эрг,}$$

если положить  $B \sim 5 \text{ Гс}$ , объём Солнца  $V \sim 1,4 \cdot 10^{33} \text{ см}^3$ .

Магнитная энергия большого пятна. Оценка затруднена плохим знанием объёма магнитной трубки, ассоциируемой с пятном. Если этот объём составляет  $10^{-3}$  относительно всего объёма Солнца, то при поле  $3 \text{ кГс}$  получаем

$$E_M \sim 10^{36} \text{ эрг.}$$

Внутренние магнитные поля и электрические токи остаются практически неизвестными.

**5. Магнитное поле на Солнце** постоянно поддерживается внутренними электрическими токами и многократно обновляется за цикл. Величина энергетического резервуара, представляемого магнитным полем, относительно невелика. Наиболее крупномасштабные структуры живут относительно долго и обновляются за цикл всего лишь однократно (диполь) или несколько раз (квадруполь или более высокие гармоники). Крупные пятна сохраняются в течение нескольких оборотов. Активные области - более лабильные (но менее энергоёмкие) образования. Эфемерные магнитные структуры обновляются в течение нескольких суток или даже часов, но содержащаяся в них суммарная магнитная энергия ещё меньше. Спектры мощности, по-видимому, в целом падают быстрее чем увеличивается характерная частота рассматриваемых магнитных структур. Вопрос плохо изучен, но создается впечатление, что ситуация с обратным энергетическим каскадом - от быстропеременных процессов к наиболее длительным и крупномасштабным явлениям в рассматриваемом интервале не является типичной для слабо диссипирующих состояний на Солнце. Некоторые исследователи



полагают, что существенную и даже определяющую роль могут играть сильные гипотетические неопределенности на субтелескопических пространственно-временных масштабах, близких к характерным внутренним дисперсионным и диссипативным плазменным размерам и временам. Некоторые косвенные указания на возможность обратных энергетических каскадов на временных масштабах менее нескольких минут действительно имеются, так же как и локально, в области выделенных более высоких частот, однако их энергетическая значимость плохо исследована. Роль мелкомасштабной и высокочастотной турбулентности пока еще не изучена - необходимы соответствующие измерения.

Достаточно убедительные энергетические оценки в пользу тех или иных гипотез привести трудно из-за отсутствия необходимого объема фактических сведений неизбежной замены их различными допущениями. Тем не менее, нам представляется весьма вероятным, что магнитная активность Солнца сама по себе не является источником или наиболее важным каналом передачи свободной энергии для поддержания вариаций солнечной деятельности на наблюдаемом уровне. Действительно, из приведенных оценок видно, что для этого потребовалось бы полностью диссипировать энергию тысячи самых крупных пятен за цикл, тогда как в действительности их наблюдается в десятки и сотни раз меньше. В настоящее время мы не видим достаточных аргументов в пользу бытующих гипотез о том, что переменность излучения Солнца поддерживается благодаря его магнитной активности и диссипации энергии магнитного поля. Некоторые авторы придерживаются данной гипотезы на основании морфологических корреляционных связей между яркостью отдельных участков Солнца и напряженностью магнитного поля в них (Fligge et al., 2000). Действительно, активные области, факельные поля и сетка с более сильными полями ярче корональных дыр с их слабыми магнитными полями. Но есть и обратный пример - солнечные пятна, наиболее темные структуры с огромными килогауссными полями. В целом связь "светимость-поле" не столь однозначна для неоднородных плазменных структур. В одних случаях она прямая, а в других - обратная. В этом отношении любопытно напомнить, что еще лет тридцать назад, до проведения убедительных измерений переменности солнечной постоянной, бытовала точка зрения, что "Солнце должно быть ярче в минимуме активности, потому что в это время меньше число и площадь пятен". Однако, как мы теперь знаем, это ожидание не оправдалось и ситуация оказалась полностью противоположной - Солнце "ярче" в максимуме цикла, а не в минимуме.

Физическая природа неоднозначной локальной связи "напряженность поля - яркость" может быть весьма разнообразной. Достаточно здесь отметить лишь несколько моментов. Во-первых, плазма может обладать

как динамическими, так и парамагнитными свойствами в зависимости от характера неравновесности ее функций расширения. Поэтому усиления плотности и газового давления могут приходиться как на места с низким магнитным полем, например, в магнитостатических конфигурациях с балансом газового и магнитного давления, в медленных волнах и т.п., так и на участки с наиболее сильными полями (магнитное сжатие замороженной плазмы, быстрые МГД-волны, нестационарные потоки плазмы и др.). Во-вторых, наиболее горячие участки плазмы могут быть приурочены как к наиболее сильным, так и к наиболее слабым полям в зависимости от предыстории их динамики плазменных процессов. Никакого сколько-нибудь универсального соотношения такого типа не существует. Более того, сильные магнитные поля могут, как подавлять процессы переноса, так и в значительной мере усиливать их. Здесь также нет универсального соотношения. Например, магнитный перенос тепла в направлении поперек поля, как известно, сильно подавляется в замагниченной плазме. В то же самое время, турбулентный перенос может быть значительно усилен из-за наличия свободной энергии для развития разнообразных флуктуаций электромагнитного поля. Опыт и теория показывают, что перенос энергии и массы в плазме с магнитным полем зависит от многих параметров и часто не является их простой однозначной функцией из-за развития неустойчивостей. Сказанное в полной мере относится к интерпретации наблюдаемых особенностей солнечных структур - пятен, факелов и т.п.

Вопрос об энергетической цепочке, поддерживающей магнитные поля на Солнце, является одним из основных в теории солнечной активности. Амплитуда изменений солнечной постоянной в текущем солнечном цикле, по-видимому, больше  $1B/m^2$ . Амплитуда изменений, связанных с глобальной асимметрией и вращением Солнца, по крайней мере, на фазе роста, вдвое меньше этой величины. Если связывать глобальную асимметрию в основном с факельными полями, то ясно, что помимо этого относительного вклада существенную роль в циклические изменения светимости Солнца должна вносить какие-то другие морфологические структуры и процессы, более глобально характера, связанные с абсолютным уярчением факелов, сетки, а возможно, и фона. Как это ни парадоксально, в этом отношении Солнце в белом свете сейчас изучено хуже, чем в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, где есть длительные абсолютно калиброванные измерения из космоса, позволяющие надежно идентифицировать структуры на Солнце, ответственные за переменность его излучения в течение одного оборота и всего цикла (Veselovsky et al., 2001).

В этой связи обращает на себя внимание следующий интересный факт. Текущий 23-ий солнечный цикл по всем своим основным проявлениям на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере слабее двух предыдущих циклов и в общем похож на 20-й цикл, лишь несколько превосходя его. Глобальное

магнитное поле на Солнце в текущем цикле значительно меньше, чем в 22-м цикле. Однако вариация светимости имеет практически ту же амплитуду. Нельзя исключить возможность того, что вариации светимости обусловлены не только лишь диссипацией магнитной энергии, но более непосредственно связаны с конвективными потоками.

На наш взгляд, вполне заслуживают внимания гипотезы о том, что дополнительное энерговыделение Солнца в максимуме цикла обеспечивается за счет более интенсивного переноса тепла к поверхности из конвективной зоны либо за счет вязкой диссипации мелкомасштабной конвекции непосредственно вблизи поверхности. Несомненно, что поле скоростей на поверхности Солнца претерпевает существенные изменения в цикле и является более мощным и более сложным в мелких масштабах, ответственных за основную вязкую диссипацию.

Проверка этих гипотез требует более детальных измерений и сложных теоретических расчетов распределения скоростей и температуры, электромагнитных полей под поверхностью Солнца.

В настоящее время существует та же неопределенность в понимании энергетики солнечного цикла, которая была прежде в понимании энергетики солнечной короны и солнечного ветра. Как известно, первоначально разрабатывались представления о нагреве короны за счет ее высокой вязкости (Шкловский, 1962). Сейчас становится все более ясной важная роль джоулевых потерь. Отсутствие механического и термодинамического равновесия принципиально важно в обоих случаях. Однако детальное знание относительной роли основных режимов и механизмов энергопереноса представляется делом будущих исследований.

## 6. Изменения температуры и диаметра Солнца

Вопрос актуален и далек от наблюдательного решения из-за малости относительных вариаций и низких отношений сигнал/шум в имеющихся наземных данных.

1) Излучение черного тела  $L \sim \sigma T^4$ ,

вариации  $\frac{\delta L_0}{L_0} \sim 4 \frac{\delta T}{T} \sim 10^{-3}$ , при постоянном радиусе, следовательно,

необходимо иметь

$\frac{\delta T}{T} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ . В абсолютных единицах, при  $T \sim 4 \cdot 10^3 \text{ K}$ , порядок величины  $\delta T \sim 1 \text{ K}$ .

Измерение такой малой величины и её распределений по диску (полюс-экватор и т.п.) крайне трудно, надежные данные отсутствуют.

2) Вариации радиуса и формы Солнца

$$\frac{\delta L_0}{L_0} \sim \frac{\delta S}{S} \sim 2 \frac{\delta R}{R} \sim 10^{-3},$$

где  $S$ -площадь,  $R$ -радиус.

Отсюда  $\frac{\delta R}{R} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ , то есть  $\delta R \sim 300 \text{ км}$ . Ожидаемый тогда размер углового изменения за цикл измерить крайне трудно. Проект PICARD (Damé, 2000).

3) Небольшие изменения гравитационной энергии из-за перераспределения масс на Солнце, регулируемого энергией излучения и его переменной частью в верхних слоях подфотосферного непрозрачного вещества могут быть достаточным энергетическим резервуаром для автоколебательного процесса (Veselovsky and Tarsina, 2002). Гравитационная энергия Солнца  $\sim 7 \cdot 10^{48}$  эрг (Аллен, 1977) при полной внутренней лучистой энергии  $3 \cdot 10^{47}$  эрг представляется вторым по значению резервуаром свободной энергии после запаса «термоядерного» водородного горючего, который по различным оценкам, достаточен на  $10^{10}$  лет. Все эти резервуары, конечно, малы по сравнению с энергией покоя Солнца  $M c^2$ .

$$\text{Гравитационная (Кельвиновская) шкала времени} \sim \frac{3 M_0^2 G}{4 R_0 L_0} \sim 2,5 \cdot 10^7$$

лет. Запасы тепловой энергии на Солнце на много порядков меньше  $E_T \sim NT \sim 10^{45}$ . Здесь  $N \sim 10^{57}$  полное число протонов на Солнце,  $T \sim 6 \cdot 10^3$  – средняя температура. Соответствующая временная шкала «остывания» составляет всего лишь несколько тысяч лет.

Светимость Солнца значительно ниже так называемого Эддингтоновского предела  $L_{\text{edd}}$ , когда радиационное давление при томсоновском рассеянии сравнивается с гравитационным притяжением на поверхности. При томсоновском сечении  $\sigma \sim \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sim 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  для звезды с массой  $1M$  и радиусом  $1R$  этот предел составляет  $\sim 10^{38}$  эрг/с, то есть на четыре с половиной порядка выше светимости Солнца. На этом основании обычно пренебрегают радиационным давлением при рассмотрении равновесной структуры Солнца. Тем не менее, нельзя полностью исключить возможность, что радиационное давление играет свою эволюционную роль в неравновесных условиях, приводя к «отрыву» от поверхности лишь малой доли её частиц, уносимых в конечном счете в виде солнечного ветра. В этом отношении «формирование» солнечного ветра начинается уже в первых непрозрачных слоях под фотосферой.

К сожалению, наиболее разработанная современная теория равновесного строения звезд и звездных атмосфер в принципе не в состоянии указать необходимые и достаточные условия для существования звездной активности, горячих корон и звездных ветров различных типов исходя из первых принципов. Теория же нестационарных и неравновесных

процессов на звездах гораздо менее разработана и не является универсальной.

### **Выводы**

1. Физическая природа процессов, приводящих к циклическим изменениям солнечной светимости, остается неясной.
2. Диссипация магнитной энергии, по-видимому, не является основным энергетическим каналом для поддержания этих вариаций светимости.
3. Для выяснения относящихся сюда вопросов в настоящее время не хватает наблюдательных данных с высоким пространственно-временным разрешением, достаточной чувствительностью и динамическим диапазоном.
4. Необходимо проведение долговременных наблюдений Солнца в белом свете из космоса с высоким пространственно-временным разрешением для определения абсолютной и относительной роли факелов, пятен, сетки, фона в вариациях светимости на временных масштабах, связанных с оборотом Солнца и солнечным циклом. Наблюдения с Земли мало подходят для этой цели из-за трудностей абсолютной калибровки с учетом поправок на эффекты распространения в земной атмосфере. Требуемая высокая стабильность абсолютной калибровки измерений из космоса также представляется непростой, но разрешимой задачей.



## **ВАРИАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО И ДЕЦИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ**

**Гельфрейх Г.Б.<sup>1</sup>, Гольдварг Т.Б.<sup>2</sup>, Копылова Ю.Г.<sup>1</sup>,  
Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Цап Ю.Т.<sup>3</sup>, Цветков Л.И.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup> *Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург; gbg@GG1623.spb.edu*

<sup>2</sup> *Калмыцкий государственный университет, г. Элиста;  
goldvarg\_tatyana@mail.ru*

<sup>3</sup> *Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Крым;  
yor@crao.cremia.ua*

<sup>4</sup> *Крымская астрофизическая обсерватория, п. Кацивели, Крым;  
lits@mail.ylt.crimea.com*

### **Abstract**

On the basis of radio data obtained in September 2001 at the Crimean Astrophysical Observatory the quasi-periodical variations of emission in active regions by methods of the wavelet analysis are investigated. The power spectra show the most prominent peaks for the microwave oscillations with period  $T \approx 3$  min whereas oscillations with  $T < 10$  s are not detected. The oscillations with short periods ( $T = 10 - 40$  s) caused by excitation of Alfvén modes in the upper solar atmosphere have been revealed. The observed correlation between the minute oscillations in microwave and decimetric ranges is connected with the coronal loop oscillations.

Из наблюдений в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах длин волн следует, что колебательные и волновые процессы – неотъемлемый атрибут динамики солнечной атмосферы. Исследование квазипериодических вариаций излучения Солнца позволяет не только понять природу многих явлений, но также дает возможность проводить диагностику плазмы и магнитных полей. Неудивительно, что данным вопросам посвящено большое количество работ.

С запуском орбитальных станций SOHO (1995 г.) и TRACE (1998 г.) появилась возможность наблюдать вариации ультрафиолетового излучения верхней хромосферы и короны Солнца с достаточно высоким пространственным разрешением. Однако при использовании данных инструментов постоянная времени, как правило, составляет несколько десятков секунд, что не позволяет проводить анализ колебаний с короткими периодами. Кроме того, из-за высокой температуры в верхней атмосфере Солнца методы исследования магнитных полей, основанные на эффекте Зеемана, становятся не приемлемыми. Между тем некоторые из

механизмов радиоизлучения чрезвычайно чувствительны к магнитному полю [1], что позволяет получить ценную информацию о колебательно-волновых процессах в активных областях солнечной атмосферы.

Если колебания возникают в виде цугов, то их изучение методами Фурье-анализа становится малопродуктивным вследствие усреднения компонент по всей длине реализации. Потому в последнее время широкое распространение получил вейвлет-анализ, позволяющий локализовать колебания не только по частоте, но и по времени. Он также удобен при проведении сравнения амплитуд осцилляций в широкой полосе частот.

Наблюдения активных областей проводились на базе радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории на двух длинах волн – 2.0 и 3.5 см, с пространственным разрешением 3.6' и 6.0', соответственно. Поляриметр позволял регистрировать полную интенсивность  $I = I_R + I_L$  и параметр Стокса  $V = I_R - I_L$ , где  $I_R$  и  $I_L$  – интенсивности микроволнового излучения правой ( $R$ ) и левой ( $L$ ) круговой поляризации. Наблюдательные данные на волнах 10.5 и 12 см были получены на малом радиотелескопе с диаметром зеркала 3 м. На обоих инструментах временное разрешение составляло около 1 с.

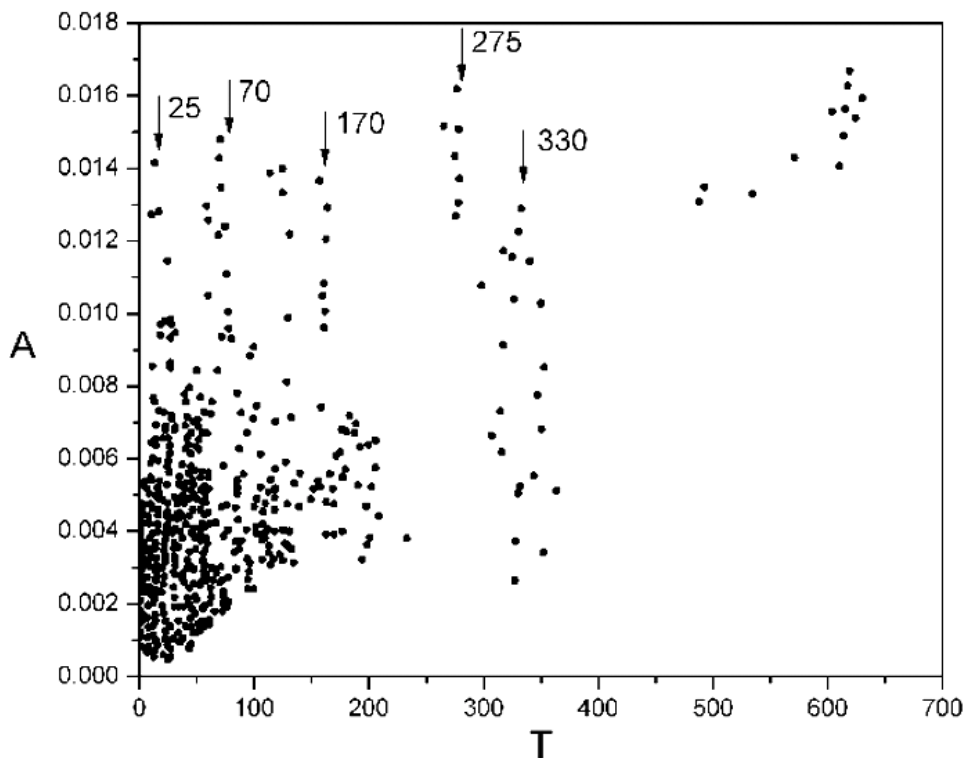
С 17 по 24 сентября наблюдалась одна и та же активная область – NOAA 9628, что дало возможность получить непрерывные (до 8 часов) ряды наблюдений интенсивности и поляризации за достаточно длительный промежуток времени. Их обработка велась по программе, разработанной А.В.Мельниковым (ГАО РАН), включающей нормировку, учет паразитных сигналов, пересчет в солнечные единицы потока, а также перевод временных данных на равномерную сетку.

Для выявления характерных периодов колебаний в микроволновом диапазоне длин волн был выбран комплексный вейвлет Морле (шестого порядка), так как он в наибольшей степени приспособлен к частотно-временному анализу, что позволяет точно определять короткие периоды. В ходе обработки данных весь временной ряд разбивался на участки, длительностью 30–60 минут. Для построения зависимости амплитуды колебаний интенсивности поляризованного и неполяризованного излучения от периода, последний брался в интервале от 10 до 600 секунд.

Как видно из Рис. 1, на котором приведен типичный пример динамических спектров, наибольшей амплитудой в микроволновом диапазоне длин волн обладают трехминутные ( $T \sim 170$  с) и пятиминутные ( $T \sim 300$  с) колебания, хорошо известные из оптических и ультрафиолетовых наблюдений. Вместе с тем, оказалось довольно неожиданным, что короткопериодические колебания с  $T \sim 25$  с также имеют значительные амплитуды, тогда как колебания с  $T < 10$  с не проявились ни в одной реализации. Поскольку среди МГД-мод, генерируемых в фотосфере конвективными движениями, именно



альвеновские возмущения в наименьшей степени подвержены рефракции и диссипативным процессам [2], то наблюдаемые короткопериодические колебания можно связать с данными модами. В пользу такого вывода свидетельствуют результаты работы [3], согласно которым альвеновские возмущения с периодами менее нескольких десятков секунд, распространяясь из фотосферы в корону, практически полностью поглощаются хромосферой.

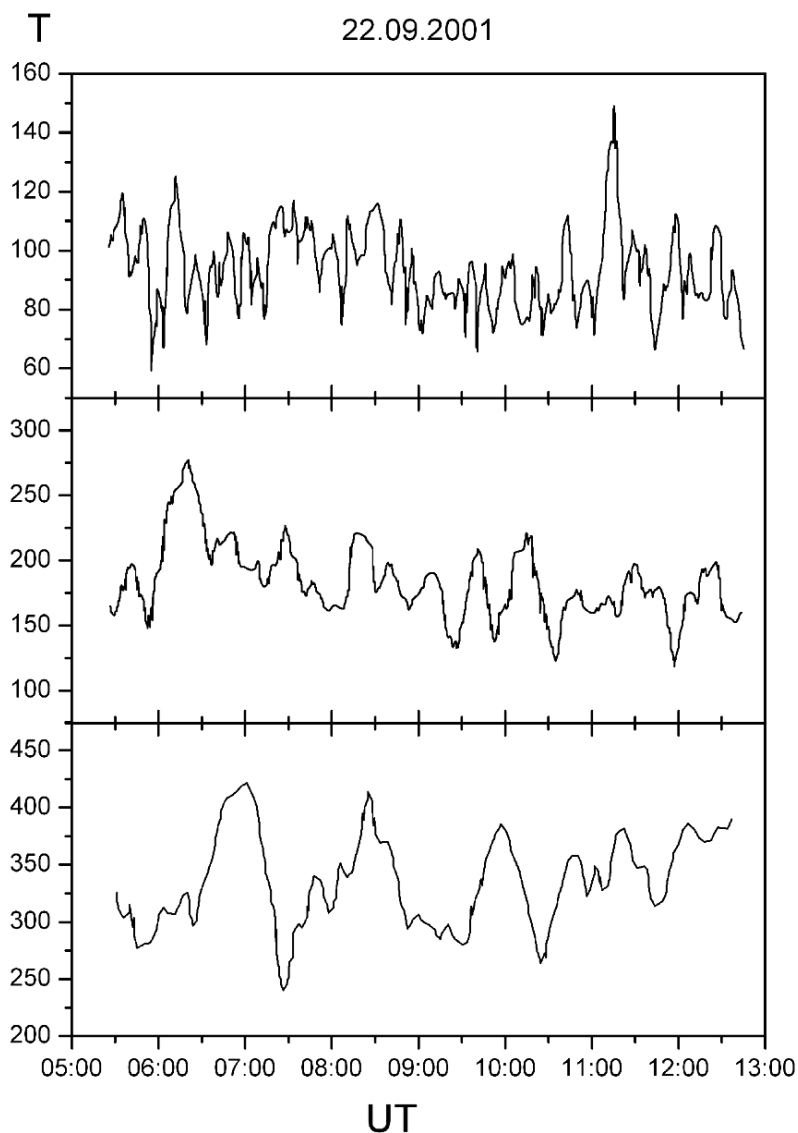


**Рис.1.** Пример динамического спектра мощности осцилляций поляризованного излучения (15.4 ГГц) активной области NOAA 9628, полученного 22.09.01 в интервале 8:10–9:00 UT. Период  $T$  выражен в секундах.

Методами вейвлет–анализа были исследованы зависимости изменения периодов колебаний от времени. Типичный пример изменения периодов поляризованного излучения представлен на Рис. 2. Откуда, в частности, следует, что квазипериодические МГД–возмущения в атмосфере Солнца распространяются в виде цугов, тем самым указывая на значительные энергетические потери. Из детального анализа всего ряда наблюдений следует, что «добротность» осцилляций в среднем не превышает 10.

Корреляционный анализ поляризованного и неполяризованного микроволнового излучения показал, что для заданной частоты коэффициент корреляции, как правило, не превышает 0.5, что, по нашему

мнению, объясняется низким пространственным разрешением телескопа и неоднородностью активной области. Кроме того, динамические спектры поляризованного излучения по сравнению с неполяризованным в среднем имели более ярко выраженные пики.



**Рис. 2.** Изменение со временем периода осцилляций поляризованного излучения (15.4 ГГц) активной области NOAA 9628 в диапазоне от 100 до 300 с. Период  $T$  выражен в секундах.

При наблюдениях в дециметровом диапазоне длин волн вариации интенсивности радиоизлучения составляют доли процента от интенсивности излучения всего Солнца и поэтому их выявление связано с затруднениями, вызываемыми нестабильностью аппаратуры и прозрачности земной атмосферы. Поэтому для поискового исследования связи между микроволновым и дециметровым излучением был выбран интервал времени продолжительностью 50 мин накануне мощной

вспышки 24 сентября 2001 г. (Рис. 3.). Излучение активной области в несколько раз превосходило излучение спокойного Солнца, и поэтому вариациями его излучения можно было пренебречь. Колебания интенсивности в этот период были заметны на записях без какой-либо их предварительной обработки.

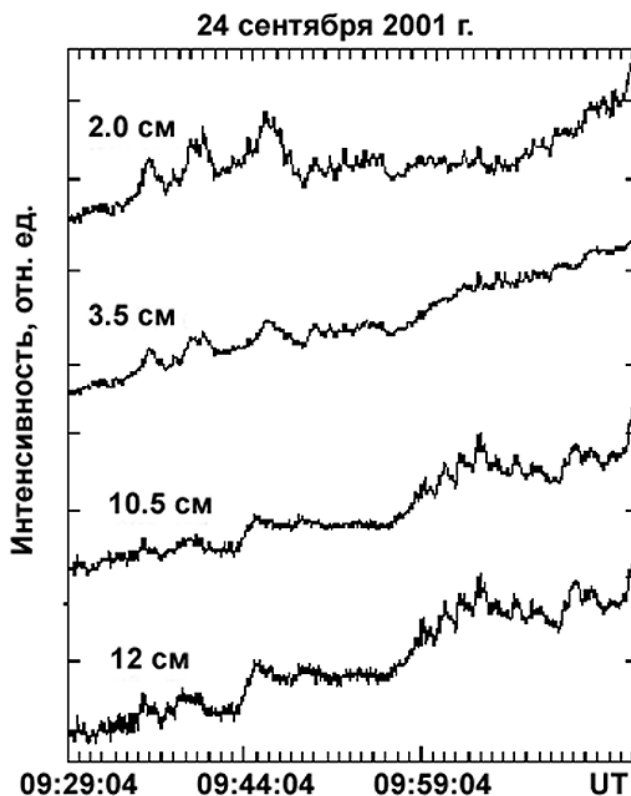
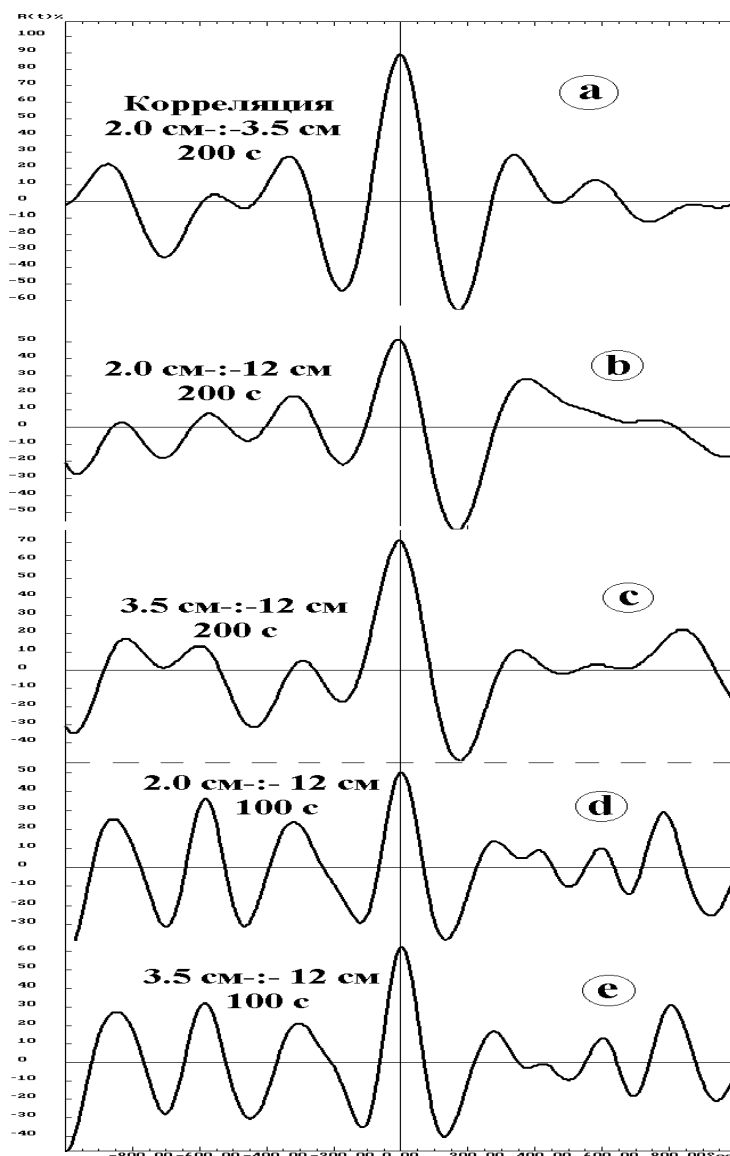


Рис. 3. Записи радиоизлучения Солнца на 4-х длинах волн.

Сформулируем основные выводы.

1. Наибольшей амплитудой в микроволновом диапазоне обладают колебания с характерным периодом  $T \approx 3$  мин.
2. Осцилляции имеют вид цугов, и в среднем их «добротность»  $< 10$ .
3. Коэффициент корреляции между пульсациями поляризованного и неполяризованного излучения не превышает 0.5.
4. Колебания поляризованного излучения менее «зашумлены», чем неполяризованного.
5. Обнаружены квазипериодические колебания с периодами  $T = 10 - 40$  с, тогда как секундные оказались подавлены.
6. Предполагается, что короткопериодические осцилляции в микроволновом диапазоне вызваны альвеновскими возмущениями в верхней хромосфере Солнца.
7. Колебания интенсивности радиоизлучения активной области накануне вспышки на см- и дм- волнах были частично

коррелированными и происходили синхронно, что свидетельствует о возбуждении МГД-осцилляций в корональных петлях.



**Рис. 4.** Корреляция колебаний интенсивности на различных длинах волн.

Работа поддержана грантами ИНТАС № 00-0543 и 00-0752, Минпромнауки № 1105 и Программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии» (разд. № 12).

#### Литература

- [1] Nindos A., Alissandrakis C.E., Gelfreikh G.B. et al. *Astron. Astrophys.*, vol. **386**, 2002, pp.658-673.
- [2] Gordon B.E., Hollweg J.V. *Astrophys. J.*, .vol. **266**, 1983, pp. 373-382.
- [3] De Pontieu, Martens P.C., Hudson H.S. *Astrophys. J.*, .vol. **558**, 2001, p. 859-871.

## **ВРАЩЕНИЕ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ РАДИОГЕЛИОГРАФА НОБЕЯМА В 23-м ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ**

**Гельфрейх Г.Б., Макаров В.И., Тлатов А.Г.**

*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН*

### **Абстракт**

Продолжено изучение вариаций вращения атмосферы Солнца в радиодиапазоне на длине волны 1.76 см. по данным наблюдений радиогелиографа Нобейма. Полный набор обработанных данных в настоящее время охватывает период с августа 1992 по октябрь 2002 г. Эти данные позволяют изучать особенности развития активности и вращения атмосферы Солнца в радиодиапазоне на интервале 11-летнего цикла Солнца. Показано, что минимум скорости вращения экваториальных областей Солнца на широтах  $\pm 10^\circ$  наблюдался на ветви подъема 23-го цикла в период с 1998 по 1999 год. Максимальная скорость вращения на этих широтах наблюдалась в максимуме активности в 2001 году. Циклические изменения скорости вращения от фазы солнечного цикла на этих широтах имеют несимметричную компоненту. В экваториальных областях Солнца наблюдается фаза быстрого роста скорости вращения в течение 2-3 лет после минимума и фаза длительного замедления на протяжении следующих 7-8 лет. Обсуждается широтный дрейф крутильных колебаний.

### **1. Введение**

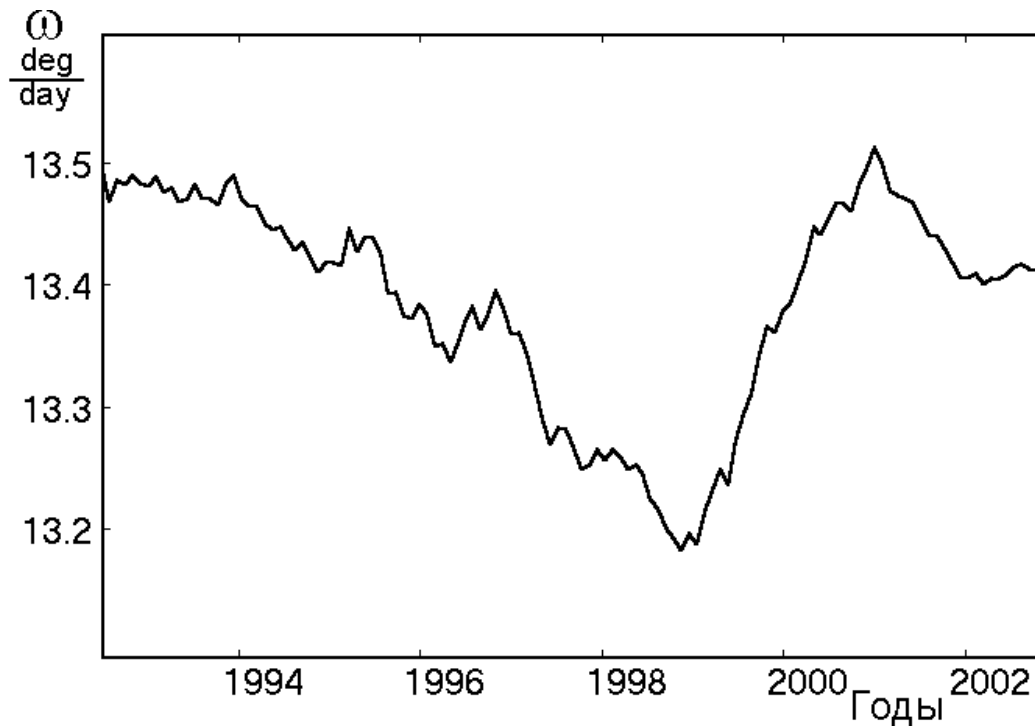
Данные ежедневных наблюдений радиогелиографа Нобейма дают возможность оперативного анализа свойств активности и вращения Солнца в радиодиапазоне [1, 2]. В данной работе продолжено изучение вариаций вращения солнечной атмосферы на длине волны  $\lambda=1.76$  см. Целью данной работы являлось изучение вращения Солнца в эпоху максимума 23-го цикла. Как известно, вращение Солнца имеет дифференциальный характер и подвержено, возможно, циклическим изменениям. Возможной причиной таких изменений являются проявления магнитной активности и изменения транспортных свойств верхних слоев конвективной зоны. Исследование вариаций вращения солнечной атмосферы может дать полезную информацию о глубине магнитных образований и величине магнитных полей на различных высотах, а также выявить вклад магнитных полей солнечных пятен в общее магнитное поле Солнца.

Исходными данными для анализа вращения служили ежедневные изображения Солнца, представленные в fits формате. Изучение скорости вращения проводилось путем корреляционного анализа распределения интенсивности на изображениях соседних дней наблюдений вдоль линии постоянной гелиошироты. Подробно методика обработки данных описана в работе [2].

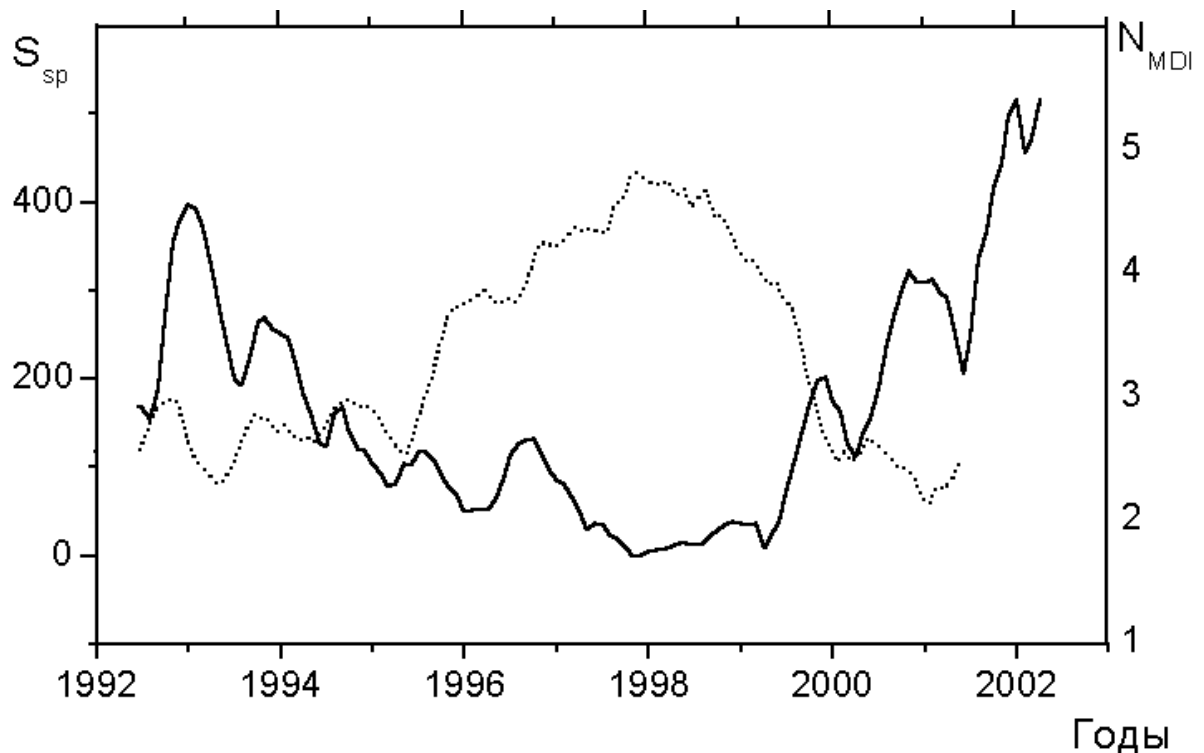
## 2. Результаты анализа

Предварительный анализ данных наблюдений на волне 1.76 см был представлен в работах [1,2]. Здесь мы анализируем более полный ряд данных, который включает максимум активности 23-го цикла. Следует заметить, что эпоха максимума активности является интегральной характеристикой, отражающей активность всего Солнца. Активность же на различных гелиоширотах может иметь фазовый сдвиг. Связь между уровнем активности и скоростью вращения носит сложный характер и не полностью изучена в настоящее время. На рис.1 показано изменение скорости вращения экваториальной зоны Солнца на широтах  $\pm 10^\circ$ . Как известно, 23-й цикл активности начался в 1976 году. Минимум скорости вращения наблюдался на ветви подъема в период с 1998 по 1999 год. После этого отмечался довольно быстрый рост скорости вращения на величину  $\sim 0.3$  град./сутки в период до 2001 года. Минимум площади солнечных пятен в этой широтной зоне наблюдался в период с 1998 по 1999 год. На рис. 2 сплошной линией приведено сглаженное значение площади солнечных пятен в системе Гринвичской обсерватории в широтной полосе  $\pm 10^\circ$ . Хорошо видно, что замедление вращения не связано напрямую с наличием солнечных пятен. Причиной замедления скорости вращения вблизи экватора Солнца могут быть магнитные элементы с потоком магнитного поля меньше величины, необходимой для формирования солнечных пятен. Для проверки этой гипотезы была проведена обработка магнитографических наблюдений обсерватории Китт Пик, представленных в виде синоптических карт. На этих картах проводилось выделение областей с пороговой интенсивностью выше 50 Гс по абсолютной величине. Более подробно процедура поиска и свойства таких элементов описаны в работе [3]. На рис.2 пунктиром представлено распределение числа таких элементов в широтной зоне  $\pm 10^\circ$ . Можно отметить, что максимум числа выделенных ярких элементов приходится на эпоху 1998 года. Наилучшее соответствие между ростом числа магнитных элементов и замедлением скорости вращения наблюдается при условии учета элементов небольшого размера (ограничиваясь площадью 100-300 мдп.)

Одним из характерных свойств крутильных колебаний, является пространственная упорядоченность распространения возмущений. Неоднократно отмечалось, что возмущения скорости вращения солнечной атмосферы имеют вид волн распространяющихся от высоких широт к экватору. Время распространения этих волн и их вид варьируется в зависимости от вида трассеров, используемых для анализа. Данные радиогелиографа Нобейма предоставляют возможность проведения рутинного анализа скорости вращения по текущим данным.

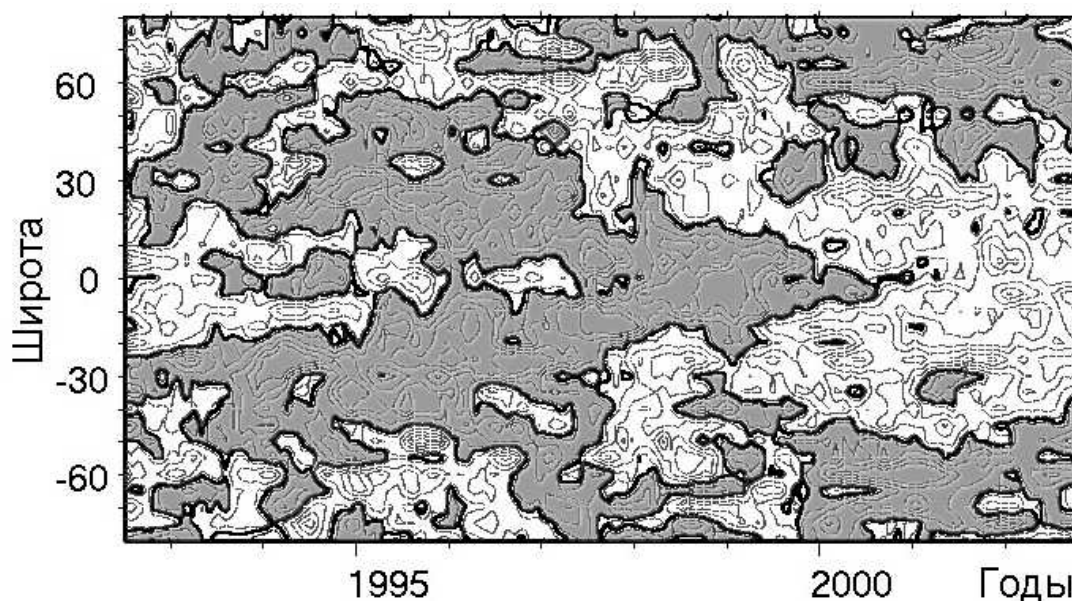


**Рис.1.** Изменение скорости вращения экваториальной зоны Солнца на широтах  $\pm 10^\circ$  по данным радиогелиографа Нобеяма в период 1992-2002.



**Рис.2.** Распределение площади солнечных пятен в широтной зоне  $\pm 10^\circ$  в системе Гринвичской обсерватории (сплошная линия) и среднемесячного числа ярких магнитных элементов с интенсивностью более 50 Гс по данным синоптических карт магнитографа Китт Пик (пунктир).

На рис.3 представлено поведение крутильных волн, полученное по радионаблюдениям на волне 1.76 см.



**Рис.3.** Широтно-временная диаграмма крутильных колебаний, полученная по данным наблюдений на радиогелиографе Нобейма в период 1992-2002. Области замедленного вращения затемнены.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, гранты 00-02-16335, 02-02-16035, 02-02-16548.

### Литература

1. Gelfreikh, G.B.; Makarov, V.I.; Tlatov, A.G.; Riehoakainen, A.; Shibasaki, K. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, v.389, p.618
2. Gelfreikh, G.B.; Makarov, V.I.; Tlatov, A.G.; Riehoakainen, A.; Shibasaki, K. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, v.389, p.624
3. Тлатов А.Г. в этом сборнике.



## **ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОГЕЛИОГРАФЕ НОБЕЯМА**

**Гельфрейх Г.Б., Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург; gbg@GG1623.spb.edu, nag@gao.spb.ru*

Анализ колебательных процессов в различных структурах солнечной атмосферы является важным методом как в диагностике параметров плазмы и магнитного поля, так и динамических процессов, определяющих энергетику различных проявлений солнечной активности. Радиоастрономические наблюдения представляют новый подход к этой проблеме, благодаря тому, что они дают информацию о процессах в хромосфере и короне, где использование оптических наблюдений, особенно магнитных полей, имеет серьезные ограничения. Однако наблюдения так называемых квазипериодических колебаний (QPO), начатые уже в шестидесятых годах, имели серьезные ограничения, обусловленные недостаточным пространственным разрешением для однозначной интерпретации объекта исследования.

**Место QPO в физике Солнца.** Исследование колебаний в солнечной атмосфере открыло новую страницу в физике Солнца, определив, в частности, новую отрасль астрономических исследований, получившую название «гелиосейсмология».

**Начало радиоастрономических наблюдений.** Толчком к наблюдательным программам по исследованию солнечных периодических колебаний методами радиоастрономии послужили работы группы М.М. Кобрин. На это направление исследований его натолкнуло открытие пятиминутных колебаний в спокойном Солнце по оптическим наблюдениям. Однако наблюдения на малых зеркалах были подвержены воздействию атмосферных флуктуаций и других источников артефактов, которые определили значительную часть выявленных им QPO. Попытка обнаружения 5-минутных колебаний с помощью 100-м телескопа в Боне дала отрицательный результат, что, видимо, погасило интерес к проблем у западных исследователей.

Следующим этапом в исследованиях периодических колебаний в радиодиапазоне следует признать использование РИМБа, разработанного в Пулково (Гельфрейх и Корольков). Такие наблюдения, равно как и анализ круговой поляризации, позволили избавиться от основного источника

помех - земной атмосферы и показали, что наиболее четким источником КПК в см радиоизлучении являются локальные источники активных областей Солнца. Аналогичные по методике и более детальные исследования были выполнены в СибИЗМИРе (Иркутск).

В то же время для анализа QPO начинают использоваться крупные полноповоротные антенны; РТ-22 в Серпухове и Крыму, 64 м зеркало в Медвежьих Озёрах. Наличие эффекта и его связи с АО теперь не вызывает сомнения (НИРФИ, ЛГУ, КрАО). Однако разрешения и этих инструментов оказывается недостаточным, чтобы перейти к уверенной интерпретации наблюдаемых эффектов, хотя их теория уже обсуждается в ряде работ. Причина этого лежит в сложной многокомпонентной структуре магнитосфер АО Солнца.

**Магнитосферы активных областей Солнца.** Понятие магнитосферы было предложено Пулковской группой радиоизлучения Солнца как результат многолетних исследований структуры локальных источников микроволнового излучения активных областей Солнца с высоким пространственным разрешением и детальным анализом спектра и поляризации.

**Колебания в солнечных пятнах.** Значительное число работ по исследованию колебаний в солнечных пятнах с периодами от трёх минут до двух часов было выполнено на основе оптических наблюдений. Новые возможности в решении этой проблемы открыли радиоастрономические наблюдения. На первых этапах они велись с низким пространственным разрешением, недостаточным для уверенной интерпретации природы колебаний и анализа параметров активных областей, ответственных за наблюдаемые эффекты.

**Новый этап исследований на радиогелиографе Нобейма.** Обнаружение трёх и пятиминутных колебаний в пятнах на частоте 17 ГГц на радиогелиографе Нобейма (разрешение ~10 угловых секунд) открыло новый путь к решению обсуждаемых проблем. При этом измерения спектра и поляризации тех же источников по наблюдениям на РАТАН-600 позволили продемонстрировать исключительно высокую чувствительность радиоастрономического метода измерения магнитных полей: регистрировались колебания с амплитудой около 10 Гс в магнитном поле ~2000 Гс. Другой важной особенностью радио наблюдений колебаний является полнота банка данных (8 часов в день), а также возможность выбора объекта исследований без предварительной фиксации периода наблюдений. Это принципиальное отличие от оптических методов, ограниченных как в продолжительности периода анализа, так и в выборе объекта вследствие фиксации наблюдательных программ и влияния погодных условий, особенно важно для предлагаемых нами задач.

**Колебания с часовыми периодами.** Следует отметить, что если 3-минутные колебания в пятнах наблюдаются уже давно, и они заняли свое

место среди прочно установленных фактов, то колебания с более длинными периодами, хотя их существование отмечалось рядом исследователей, – не столь известное явление. Главными причинами этого обстоятельства были трудоемкость оптических наблюдений, недостаточное временное разрешение при желаемом качестве наблюдений и невысокая продолжительность реализаций.

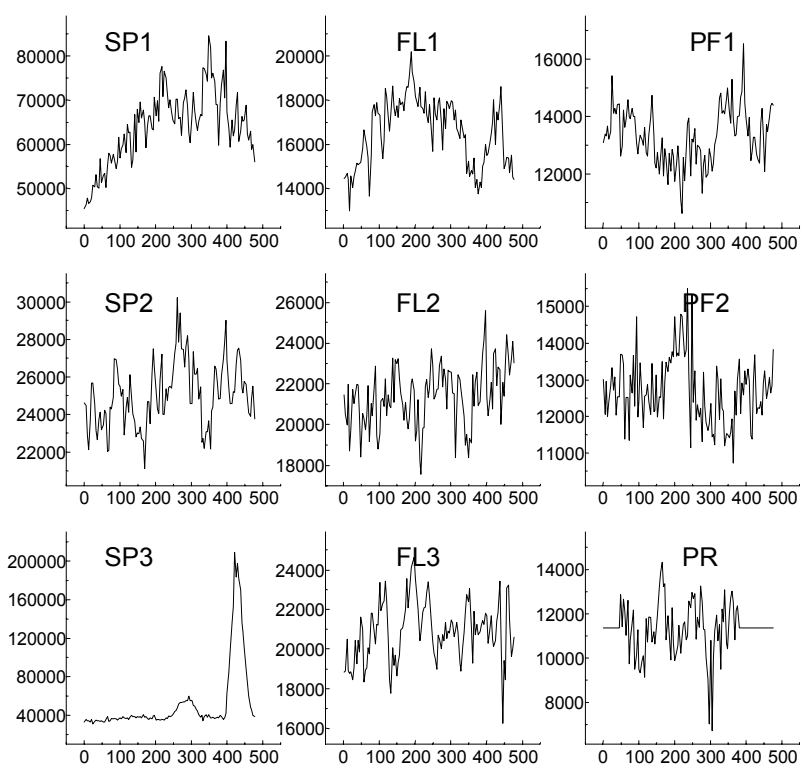
**Проблемы исследований QPO.** Кроме уже отмеченных, на наш взгляд имеется еще одна проблема исследований QPO, важности решения которой до последнего времени не придавалось особого значения. Мы имеем ввиду собственно математический подход к изучению квазиколебательных процессов в самом широком смысле. А тем не менее, обычно используемый исследователями подход гармонического Фурье-анализа, хотя и может быть формально применен к любым процессам, при интерпретации нестационарных QPO становится мало пригодным. Имеются модификации Фурье-анализа типа оконного Фурье-преобразования или СВАН-анализа, которые пытаются исправить эти недостатки, однако сам линейный характер Фурье-подхода мешает строго решить задачу о временной локализации.

**Вейвлет-анализ как альтернатива Фурье-подходу.** В последние 15 лет в естественных науках бурно развиваются исследования, основанные на вейвлет-анализе. Вейвлет-анализ – это разложение исследуемого процесса по ортонормированному базису, образованному растяжениями и трансляциями элементарного эталонного всплеска – вейвлета, такими, чтобы одновременно удалось хорошо локализовать сигнал и по частоте, и по временной координате. Следуя общей идее введения такого базиса можно построить ряд схем, которые бы позволили решать различные задачи: построения обобщенного (динамического) амплитудного спектра сигнала, отслеживания изменений частоты и амплитуды сигнала во времени, изучения взаимодействия изменений параметров в различных частотных полосах и т.п. В этой работе мы использовали схему анализа квазипериодичностей, основанную на комплексном вейвлете Морле 6 порядка. В других работах мы применяли также схему, основанную на вещественном МНАТ-вейвлете с последующем Гильберт-преобразованием.

**Некоторые результаты.** На рис.1 приведены графики временного поведения радиоинтенсивности различных деталей солнечной атмосферы на длине волны 1.76 см, полученные на радио гелиографе Нобеяма 30.06.93. Обозначения: SP – пятна, FL – яркие детали флоккулов, PF – яркие полярные детали типа полярных факелов, PR – протуберанец.

По оси абсцисс отложено время от начала наблюдений в минутах. Деталь SP3 соответствует вспышке над пятном. Мы видим, что временные профили интенсивности показывают различные квазипериодические изменения. Кроме того, мы измерили в декартовой системе координат,

связанной с центром видимого диска Солнца и осью абсцисс, направленной на его северный полюс, радиокоординаты тех же деталей. Примеры динамических амплитудных спектров для пятна и флоккула приведены на рис.2. По оси абсцисс отложены линейные частоты, измеряемые здесь как  $100/\tau$ ,  $\text{мин}^{-1}$ . Трех панелям, расположенным сверху вниз, соответствуют спектры интенсивности, долготных движений и широтных движений.



**Рис.1.**

На рис.3 мы приводим картину динамики частотной структуры вариаций интенсивности полярного факела в высокочастотной области (большим диамет-рам кружков соответствуют большие амплитуды колебаний). Хорошо заметен нестационарный цуговой характер и 3-мин, и 5-мин колебаний. Длительность отдельных цугов не более 30 минут, дрейф по частоте – до 40% величины.

В спектре колебаний интенсивности пятна обращает на себя внимание присутствие, кроме 3-минутных, достаточно больших по амплитуде QPO с периодами от получаса до 2 часов. Подобные долгопериодические колебания заметны и в интенсивности флоккула, однако в диапазоне нескольких минут флоккула в большей степени демонстрирует 5-мин. колебания. Колебания в координатной сетке, хотя и показывают серии пиков, не дают единой четкой картины.

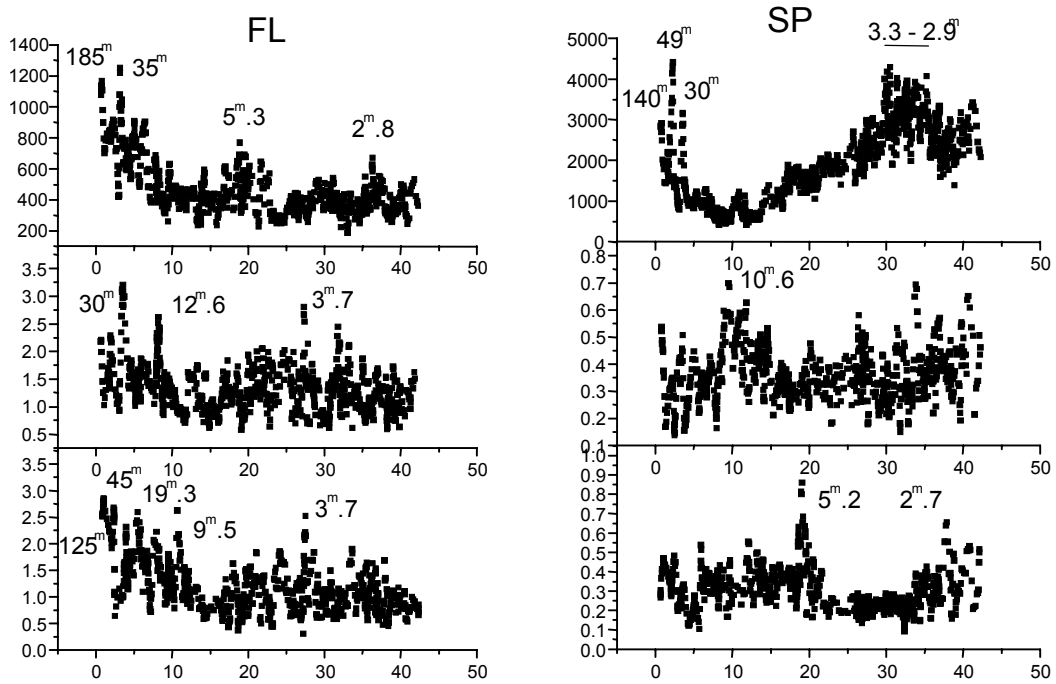


Рис.2.

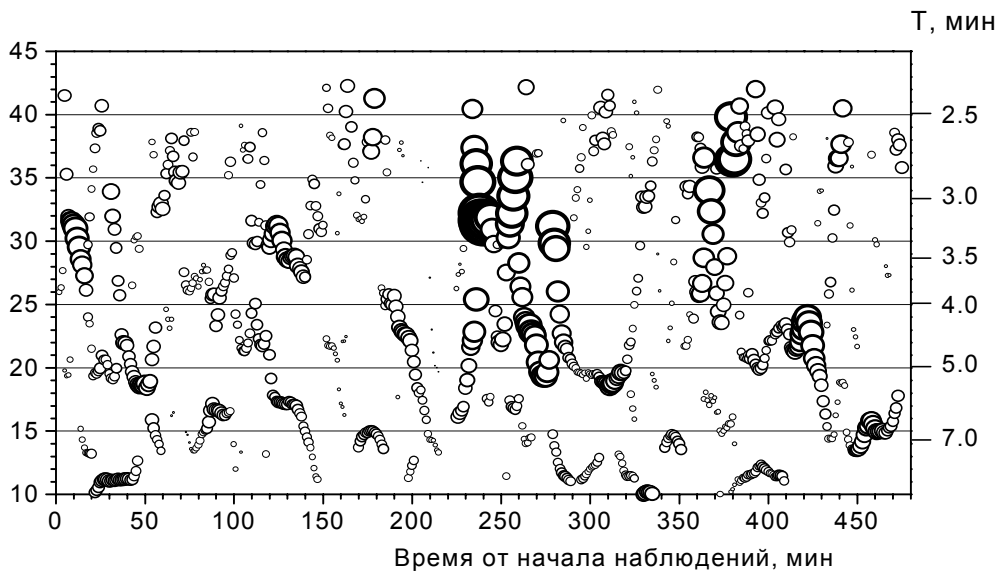
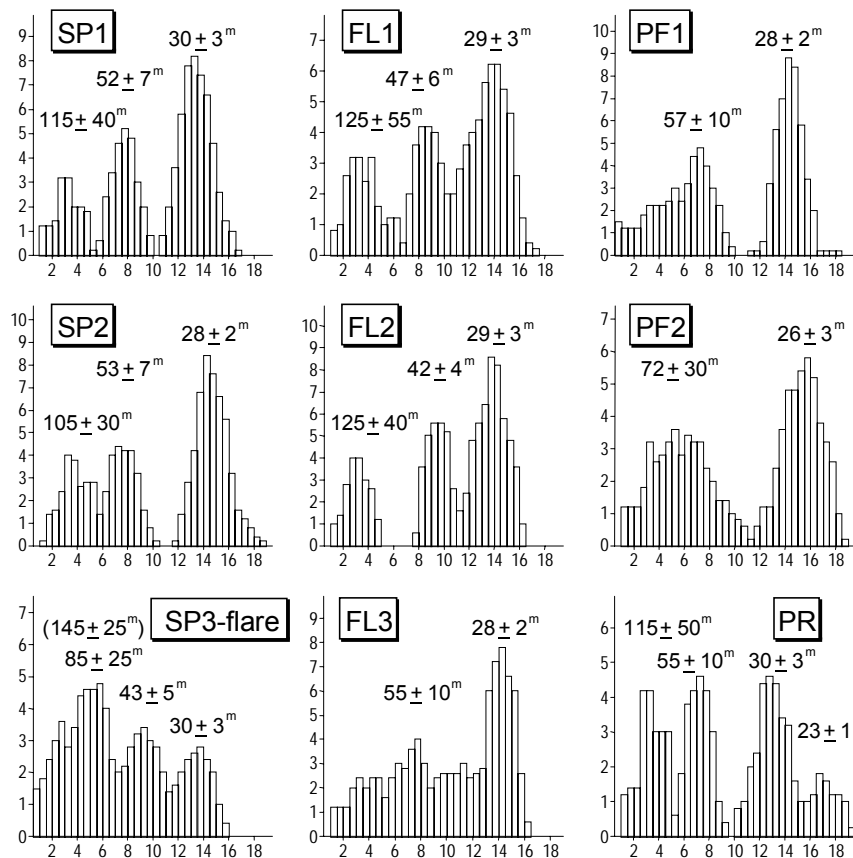


Рис.3.

Долгопериодическая шкала QPO носит универсальный характер для всех наблюдаемых объектов. Это обстоятельство иллюстрирует рис.4, на котором приведены гистограммы встречаемости различных периодов колебаний с  $T > 20$  мин. у тех же деталей, что и на рис.1 (по оси абсцисс в этом случае отложена величина  $400/T$ ,  $\text{мин}^{-1}$ ).



**Рис.4.**

**Заключение.** Приведённые выше результаты являются с нашей точки зрения убедительной иллюстрацией эффективности радиоастрономического метода исследований квазипериодических колебаний в активных областях Солнца на современном уровне наблюдательной техники. Между тем, как по объёму выполненных исследований, так и по их собственно астрофизической интерпретации сделано явно недостаточно или, имея в виду исключительные возможности метода, просто крайне мало. Разработанная нами программа исследований с участием КраО должна хотя бы частично восполнить эту пустошь.

Работа выполнена при поддержке грантов «Астрономия» Минпромнауки, РФФИ, ИНТАС 02-02-16548 и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии».

#### **Литература**

- Г.Б.Гельфрейх, О.Г.Деревянко, А.Н.Коржавин, Н.П.Стасюк, Солнечные данные, 1969, № 9, 88-94.  
 А.Б.Берлин, Г.Б.Гельфрейх, В.Г.Занданов, А.Н.Коржавин, Л.Е.Трескова, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973., т.16, №9, 1366-1368.  
 В.И.Абраменко, Н.Н.Ерьюшев, Л.И.Цветков, Изв.КраО, 1982, т.65, 87-93.  
 В.И.Абраменко, Л.И.Цветков, Изв.КраО, 1984, т.69, 123-130.  
 В.И.Абраменко, Л.И.Цветков, Изв.КраО, 1985, т.73, 53-62.  
 G.V.Gelfreikh, V.Grechnev, T.Kosugi, K.Shibasaki, Sol. Phys., 1999, v.185, 177  
 K.Shibasaki, Astron. J., 2001, 550, 1113-1118  
 G.V.Gelfreikh NRO Report 479, 1999, 41-52.

## **СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ ПОСЛЕ СМЕНЫ ЗНАКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА**

**Гецелев И.В., Охлопков В.П., Чучков Е.А.**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова;  
okhopkov@tasped.sinp.msu.ru*

### **The solar proton events after the change of the solar magnetic field sign**

**Getselev I.V., Okhlopov V.P., Chuchkov E.A.**

#### **Abstract**

The data on solar magnetic field, and satellite measurements of solar proton fluxes during 1973-2001 were used in this paper. The integrated proton fluences, their energy distributions and spectra in the energy range 4-60 MeV were calculated for the equal intervals before, during and after the change of the solar magnetic field sign. The characteristics of the solar proton events, solar magnetic field and solar activity were compared. It was shown that before, during and after the change of the solar magnetic field sign the number of the solar proton events, integrated proton fluences and their spectra differ significantly. The number of the solar proton events and integrated proton fluences increase (respectively ~2-5 times and more than an order of magnitude), and spectrum becomes more hard after the epoch of the solar magnetic field sign change.

**Введение.** Известно, что период смены знака крупномасштабного полярного магнитного поля Солнца (ПМПС), как правило (но не всегда), совпадает с локальным минимумом в открытой Гневьевым [1] двухпиковой структуре в ходе различных индексов солнечной активности (СА) в эпоху максимума 11-летнего цикла. Глобальная перестройка магнитного поля Солнца во время смены его знака проявляет себя не только в поведении всех слоев солнечной атмосферы, но и, как теперь известно (после начала эры полетов КА), в гелиосфере в целом (вследствие переноса магнитного поля источника солнечным ветром). Процесс смены знака ПМПС, как выяснилось сравнительно недавно [2,3,4], сказывается очень существенно и на поведении солнечных и галактических космических лучей (соответственно СКЛ и ГКЛ). Поскольку СКЛ и ГКЛ являются одним из факторов космической погоды, изучение их крупномасштабного поведения (масштаб времени ~год) в ходе цикла СА, в том числе в эпоху переполюсовки ПМПС, а также до и после нее представляет большой научный и практический интерес.

Количественные изменения характеристик СКЛ и их фазовые соотношения с ходом индексов СА, магнитного поля Солнца и межпланетного магнитного поля (ММП) и являются предметом изучения в данной работе.

В качестве характеристики СКЛ, имея в виду их крупномасштабное (аналогичное интервалу переполюсовки) поведение, в анализе использованы не характеристики отдельных солнечных протонных событий (СПС), а суммарные флюенсы всех СПС в анализируемых временных интервалах.

**Данные.** В качестве исходных данных для анализа и обработки были использованы:

1. Измеренные в околоземном пространстве на ИСЗ IMP8 в период 1973-2001 гг. потоки протонов с энергией больше 4, 10, 30 и 60 МэВ [5]. Из этих данных потоки протонов СКЛ были выделены путем использования специальной методики.
2. Среднесуточные значения числа солнечных пятен ( $R_z$ ) по данным [6].
3. Данные измерений модуля общего магнитного поля Солнца как звезды (|ОМПС|) и фильтрованные (убрана годовая волна) значения полярного магнитного поля Солнца за период 1973-2001 гг. обсерватории WILCOX университета Стэнфорд [7].
4. Часовые средние модуля межпланетного магнитного поля (ММП) в околоземном пространстве [5].
5. Перечень солнечных протонных событий для протонов с энергией больше 10 МэВ и амплитудой в максимуме события больше  $10/\text{см}^2 \cdot \text{с}$  ср по данным ИСЗ GOES за период 1973-2001 гг. [8].

**Обсуждение.** В таблице 1 представлены количество СПС и рассчитанные из [5] флюенсы протонов СКЛ для отдельных 21-23 циклов СА для периода переполюсовки и равных ему по длительности прилегающих интервалов до и после нее, а в таблице 2 - количество СПС и относительные (по отношению к периодам переполюсовок) значения флюенсов для суммы циклов 21-23. Из этих таблиц следует, что в прилегающих к периоду переполюсовки интервалах 1) для разных циклов СА количество СПС ~в полтора и более раз, а суммарные флюенсы СПС, по меньшей мере, в несколько раз больше; 2) для суммы циклов 21-23 количество СПС в ~2 раза, а относительное значение флюенсов для разных энергий протонов в 10-30 раз больше.



**ТАБЛИЦА 1**

НОМЕР ЦИКЛА СА	ПЕРИОД	КОЛ-ВО СПС	ФЛЮЕНСЫ ДЛЯ ЭНЕРГИЙ			
			> 4 МэВ	> 10 МэВ	> 30 МэВ	> 60 МэВ
<b>21</b>	01.10.1978–30.11.1979	8	0,53E+10	0,11E+10	0,22E+09	0,14E+09
	01.12.1979–31.01.1981	<b>2</b>	<b>0,12E+10</b>	<b>0,14E+09</b>	<b>0,12E+08</b>	<b>0,92E+07</b>
	01.02.1981–31.03.1982	11	0,74E+10	0,18E+10	0,33E+09	0,17E+09
<b>22</b>	01.04.1989–28.02.1990	19	0,39E+11	0,19E+11	0,61E+10	0,35E+10
	01.03.1990–31.01.1991	<b>12</b>	<b>0,42E+10</b>	<b>0,11E+10</b>	<b>0,18E+09</b>	<b>0,12E+09</b>
	01.02.1991–31.12.1991	16	0,15E+11	0,54E+10	0,13E+10	0,62E+09
<b>23</b>	01.04.1999–31.10.1999	4	0,44E+09	0,88E+08	0,77E+07	0,23E+07
	01.11.1999–31.05.2000	<b>2</b>	<b>0,32E+09</b>	<b>0,20E+08</b>	<b>0,47E+06</b>	<b>0,11E+06</b>
	01.06.2000–31.12.2000	11	0,23E+11	0,15E+11	0,48E+10	0,18E+10

**ТАБЛИЦА 2**

	ПЕРИОД ДО ПЕРЕПОЛЮСОВКИ	ПЕРИОД ПЕРЕПОЛЮСОВКИ	ПЕРИОД ПОСЛЕ ПЕРЕПОЛЮСОВКИ
КОЛ-ВО СПС	<b>31</b>	<b>16</b>	<b>38</b>
ЭНЕРГИЯ ПРОТОНОВ	ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ФЛЮЕНСОВ, ПРОСУММИРОВАННЫХ ЗА 21 – 23 ЦИКЛЫ СА		
> 4 МэВ	<b>8</b>	<b>1</b>	<b>8</b>
> 10 МэВ	<b>17</b>	<b>1</b>	<b>19</b>
> 30 МэВ	<b>32</b>	<b>1</b>	<b>33</b>
> 60 МэВ	<b>29</b>	<b>1</b>	<b>21</b>

Из этого следует, что и по количеству СПС и по интегральному флюенсу протонов генерация протонов СКЛ солнечными источниками в период переполюсовки существенно подавлена. В количественном отношении интервалы до и после переполюсовки имеют некоторые различия в 21 и 22 циклах, но 23 цикл резко выделяется: флюенсы протонов после переполюсовки на порядки величин больше.

На рис.1(а-е) за период 1973-2001 гг. показан ход следующих солнечных межпланетных данных:

- а. Рассчитанные по данным [5] логарифмы полугодовых флюенсов протонов СКЛ с энергиями больше 10 и 30 МэВ (соответственно, светлые и темные столбики).

- b. Рассчитанные по данным [6] полугодовые средние суточных значений числа солнечных пятен ( $R_z$ ).
- c. Рассчитанные по данным [7] полугодовые средние модуля суточных значений общего магнитного поля Солнца как звезды ( $|OMPC|$ ).
- d. Рассчитанные по данным [5] среднемесячные часовых значений модуля ММП ( $|MMP|$ ), измеренного в околоземном пространстве.
- e. Взятые из [7] фильтрованные (убрана годовая волна) значения северного (N) и южного (S) полярного магнитного поля Солнца (ПМПС).

В верхней части всех рисунков жирным горизонтальным отрезком показаны периоды переполюсовки ПМПС.

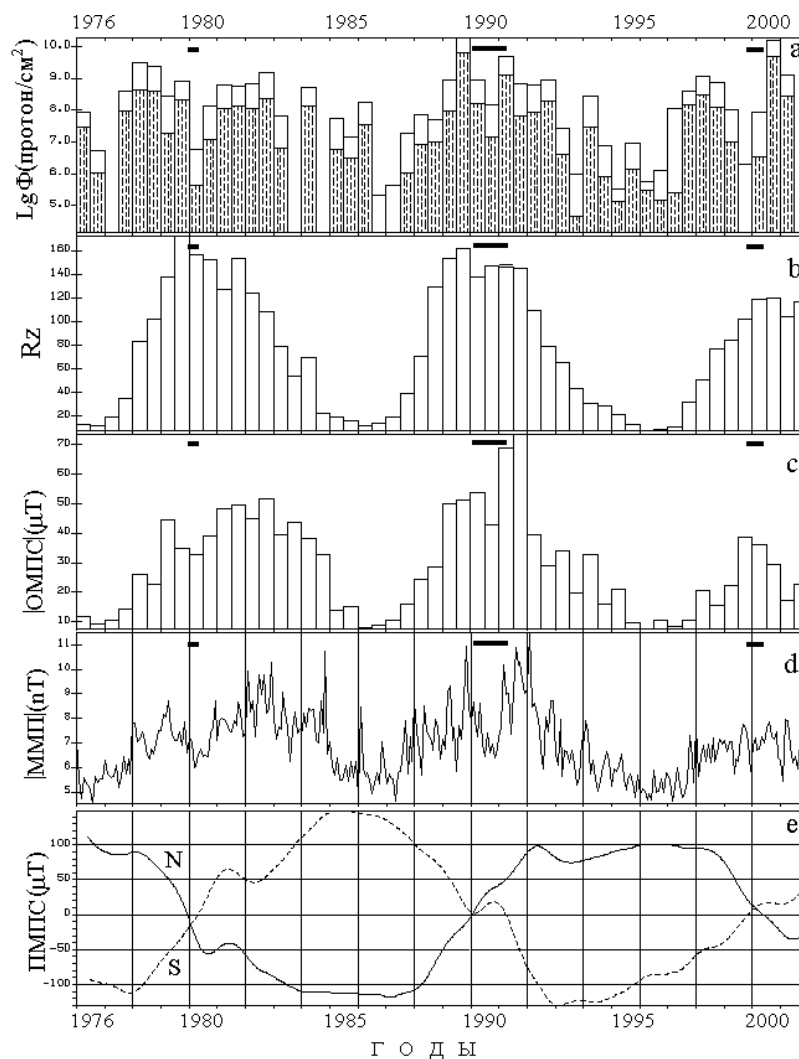


Рис. 1

Из показанного на рисунке 1 обращают на себя внимание следующие детали:

- 1) Во всех трех циклах 21-23 имеют место большие (~порядок и больше) понижения флюенсов протонов СКЛ хорошо совпадающие по времени с периодом переполюсовки ПМПС (рис.1а).

- 2) Фаза рассматриваемых понижений флюенсов протонов относительно неплохо совпадает с локальным в эпоху максимума цикла СА минимумом солнечной активности ( $R_z$ ) в 21 и 22-м циклах и явно опережает первый максимум активности в 23-м цикле (рис.1b).
- 3) Рассматриваемые понижения флюенсов протонов находятся в фазе с локальными понижениями  $|ОМПС|$   $|ММП|$  в 21 и 23-м циклах; в 23 цикле понижение флюенсов находится (хотя и не очень отчетливо) в антифазе с  $|ОМПС|$  и в фазе с  $|ММП|$  (рис.1с и 1d).
- 4) Максимальные значения модуля ОМПС и ММП наблюдаются спустя год-два после рассматриваемых понижений флюенсов в 21 и 22-ом циклах, но совпадают с ним в 23-м цикле.

Таким образом, среди трех рассматриваемых циклов 23 цикл явно выделяется своими фазовыми соотношениями с  $R_z$ ,  $|ОМПС|$  и  $|ММП|$  при сравнении с 21 и 22-м циклами.

На рис.2 показаны логарифмы флюенсов протонов СКЛ ( $\lg \Phi$ ) с энергиями более 4, 10, 30 и 60 МэВ и значения показателей их интегрального степенного энергетического спектра ( $\gamma$ ) в период до, во время и после переполюсовки ПМПС (соответственно точки 1, 2 и 3). Из этого рисунка четко видно, что энергетический спектр в период переполюсовки существенно мягче и, что особенно большой по величине скачок флюенсов и показателя спектра происходит после переполюсовки в 23 цикле.

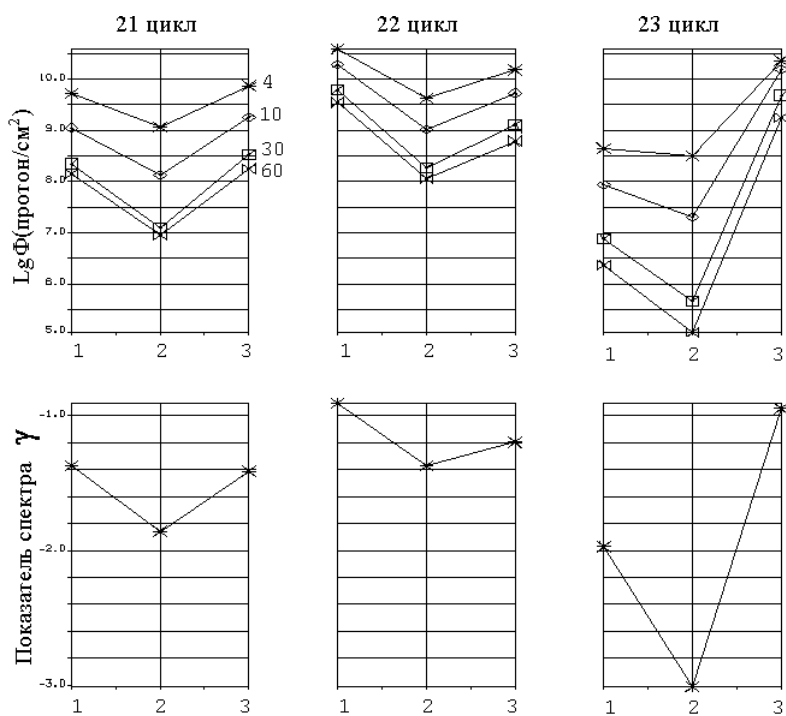


Рис. 2

## Заключение

1. Процесс смены знака магнитного поля Солнца отчетливо отражается на крупномасштабном поведении солнечных космических лучей в межпланетном пространстве. Это проявляется в сопоставимом по фазе и длительности (~ год) с инверсией ПМПС глубоком (~ порядок величины) понижении флюенсов потоков СКЛ по сравнению с аналогичными длительности инверсии прилегающими интервалами.
2. После смены знака магнитного поля Солнца число регистрируемых в межпланетном пространстве солнечных протонных событий и суммарные флюенсы протонов в энергетическом диапазоне 4 - 60 МэВ увеличиваются (соответственно в ~ 2-5 раз и на порядок и больше), а энергетический спектр флюенсов становится более жестким.
3. Из трех (21-23) рассмотренных циклов 23-й цикл явно выделяется и своими фазовыми соотношениями интервалов переполюсовки с ходом  $R_z$ ,  $|ОМПС|$  и  $|ММП|$ , а также намного большим увеличением флюенсов протонов и показателя энергетического спектра после смены знака магнитного поля Солнца.

## Литература

1. *Gnevyshev M.N.*, Solar Physics, 1967, **1**, С. 107.
2. *М.Б. Крайнев, Г.А. Базилевская, А.И. Сладкова*, Сб. тр. Международной конференции "Современные проблемы солнечной цикличности", ГАО РАН, Санкт-Петербург, 26-30 мая 1997 г., С. 362.
3. *М.В. Krainev, G.A. Bazilevskaya, and V.S. Makhmutov*, proc. of ICRC 2001, Copernicus Gesellschaft 2001, P. 3847.
4. *И.В. Гецелев, С.А. Красоткин, В.П. Охлопков, Е.А. Чучков*, Сб. тр. межд. конф. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля", ГАО РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, 28 мая-1 июня 2001г., С. 141.
5. <http://nssdc.gsfc.noaa.gov/omniveb/ow.html>
6. <http://www.ngdc.noaa.gov>
7. <http://quake.stanford.edu/wso/~wso.html>
8. <http://www.sec.noaa.gov/ftplib/indices/SPE.txt>

## **ПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА**

**Гольдварг Т.Б.<sup>1</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>2</sup>, Соловьев А.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Калмыцкий государственный университет*

<sup>2</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН; nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

The periodicity of appearance of  $H_{\alpha}$  - solar flares at active regions of the Sun in 1979-1981 is investigated. For study of the parameters of oscillations the wavelet-analysis is used. The typical periods  $\sim 1, 2, 3$  hours, and  $\sim 0.4, 1, 2, 5$  days are found. On the basis of the diffusive model the mechanism of discrete transfer of energy from under photosphere layers to chromosphere to explain sets of obtained periods is offered.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Колебания величин различных характеристик солнечной плазмы, таких как магнитное поле, плотность, характерные масштабы и т. д., встречаются во всех слоях атмосферы Солнца и, по-видимому, должны иметь общие закономерности.

Наблюдения показывают, что излучение Солнца в различных диапазонах длин волн часто модулировано квазипериодическим образом (см. обзор Ашвандена, 1987). Фотосферные наблюдения, наряду с широко известными 3-минутными, позволили обнаружить следующие типы квазичасовых колебаний в солнечных пятнах: колебания вещества пятен (Гопасюк, 1985), их площадей (Демченко и др., 1985), широтно-долготные колебания (Ихсанов, Наговицына, 1990), колебания структуры пятен (Наговицына, 1990), колебания напряженности магнитного поля пятен (Наговицын, Вяльшин, 1990; Борцов и др., 1986), колебания интенсивности пятенных источников радиоизлучения (Гельфрейх и др., 2000).

С запуском космического телескопа TRACE стало возможным исследование верхней атмосферы Солнца с высоким пространственно-временным разрешением. По наблюдениям в ультрафиолетовом диапазоне удалось не только определить период колебаний корональных петель, составляющий около 5 минут (Ашванден и др., 1999), но также амплитуду и добротность колебаний. Величина найденного периода указывает на возможную связь колебаний корональных петель с глобальными колебаниями Солнца. Тот факт, что колебания корональных петель наблюдались после сильной вспышки, позволяет предположить их связь с

ударной волной от вспышки. Из-за эффективного радиационного затухания за счет излучения быстрых магнитозвуковых волн в окружающую петлю корону, осцилляции петель отличались низкой добротностью (Цап, Копылова, 2001; Соловьев, Михалев, Киричек, 2002).

На связь колебательных процессов в солнечной атмосфере со вспышками указывают и многие другие наблюдательные факты (Аликаева, 1989; Абраменко и др., 1982; Наговицын, Наговицына, 2002). Поэтому поиск квазипериодических зависимостей в изменении величин параметров вспышки является актуальной задачей. Совпадение периодов колебаний различных нестационарных процессов в атмосфере Солнца может свидетельствовать об их взаимосвязи, поэтому определение значений характерных периодов является неотъемлемой частью решения проблемы поиска общих механизмов возникновения осцилляций.

В первом разделе представленной работы проведено исследование рекуррентности энерговыделения – частоты появления вспышек – в активных областях Солнца. Эта задача решается в рамках вейвлет-подхода (Гросман, Морле, 1984, Астафьева, 1996). Во втором разделе предложена новая диффузионная модель выброса энергии из-под фотосферных слоев Солнца, позволяющая объяснить наблюдаемый дискретный набор периодов при соответствующем подборе свободных параметров решения системы магнитостатики.

## **РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ**

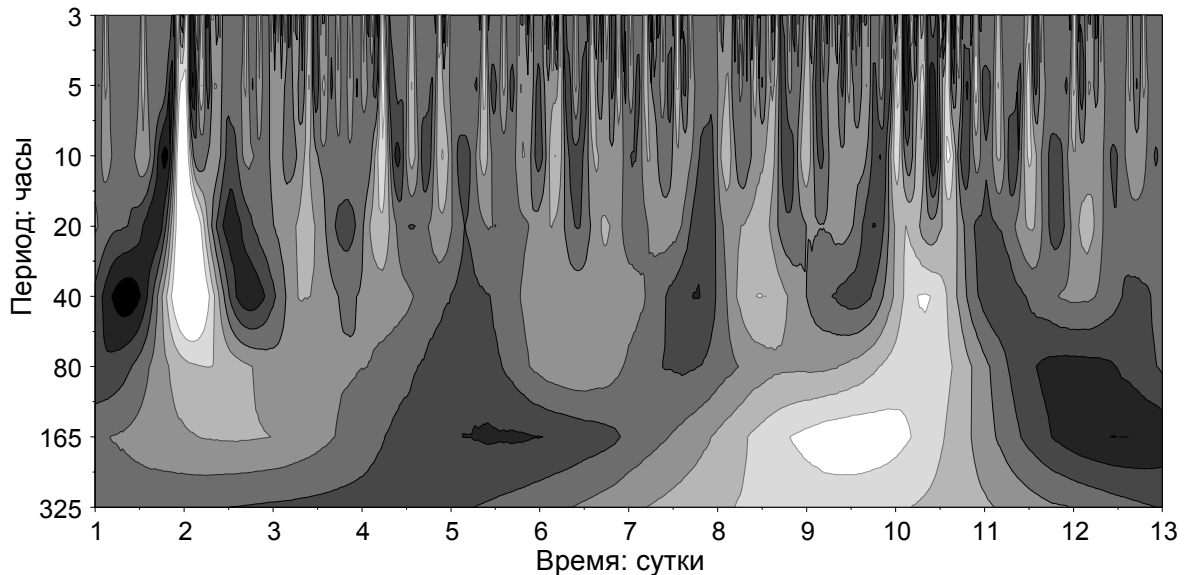
Наблюдательным материалом являлись данные Solar Geophysical Data за 1979–1981 годы о солнечных вспышках в линии  $H_{\alpha}$ . Отметим, что выбранный отрезок времени приходился на максимум активности 21-го солнечного цикла. В качестве исходных данных для проведения анализа периодичности вспышечного процесса использовалось время регистрации, за которое принимался момент наибольшей яркости вспышки, при этом субвспышки и вспышки считались равнозначными. Для достоверного определения коротких периодов (несколько десятков минут) выбирались лишь те активные области, в которых количество зарегистрированных вспышечных процессов было больше 50. Получившиеся таким образом 114 рядов были достаточно длинными (9–15 дней), что дало возможность находить также суточные периоды колебаний. Ранее часовые периоды исследовались с помощью корреляционного периодограмм-анализа (КПГА) (Кравчук, Касинский, 1993) – разновидности гармонического анализа. В этой работе применен вейвлет-подход, позволяющий избежать неоднозначность интерпретации результатов глобального анализа в применении к реально нестационарным квазипериодическим явлениям.

Ряды данных о встречаемости вспышек исследовались методами вейвлет-анализа, который хорошо приспособлен для изучения квазипериодических процессов, поскольку вейвлет является функцией, хорошо локализованной как по частоте, так и по времени. Известен ряд таких функций, каждая из которых имеет свои характерные особенности, позволяющие выявить те или иные свойства анализируемой последовательности. Для анализа исследуемых рядов были выбраны наиболее популярные среди исследователей базовые вейвлеты: вещественный МНАТ-вейвлет вида  $\psi(t) = (1 - t^2) \exp(-t^2/2)$ , и комплексный вейвлет Морле:  $\psi(t) = \exp(i\omega_0 t - t^2/2)$  с  $\omega_0 = 6$ . МНАТ-вейвлет имеет преимущества во временной локализации особенностей сигнала и позволяет анализировать более длинные периодичности, чем вейвлет Морле, но зато последний предпочтителен в частотной области. Напомним, что выполняя вейвлет-преобразование, мы находим корреляцию между анализируемым рядом  $f(t_i)$  и избранным вейвлетом  $\psi(t)$  при растяжениях  $a = 2^q, q = 1, \dots, p$  и сдвигах  $b = 1, \dots, m$  последнего по длине реализации:

$$W_\psi(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (1)$$

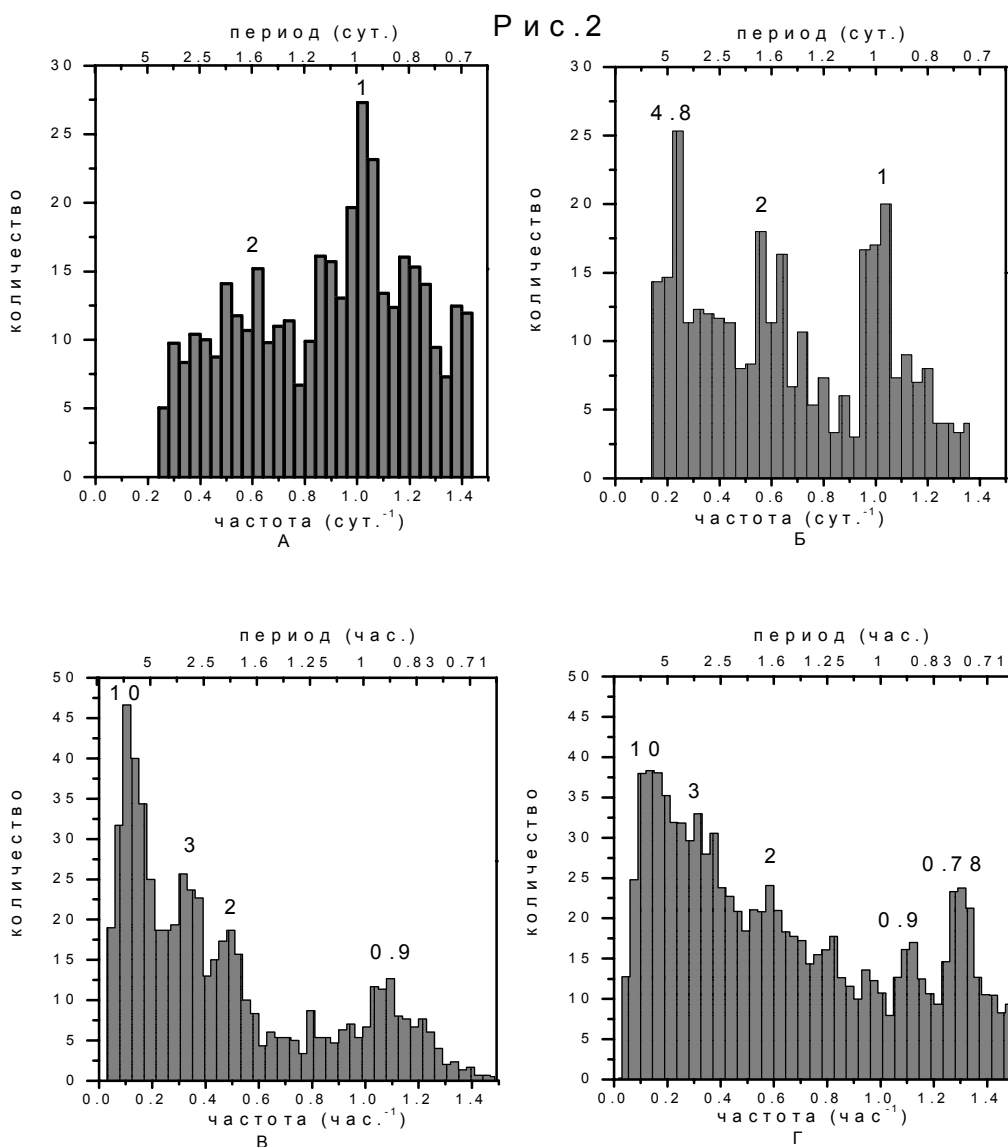
где  $\psi^*$  – комплексно сопряженная с  $\psi$  функция.

Рис.1



На Рис.1 представлен пример проекции изображения поверхности  $W_\psi(a, b)$  на плоскость  $ab$  для активной области № 16224, полученной с помощью МНАТ-вейвлета. По горизонтальной оси отложено время,

характеризуемое параметром  $b$ . По вертикальной – временной масштаб  $a$ . Темные области соответствуют отрицательным значениям  $W_{\psi}(a,b)$ , а светлые – положительным. Значения коэффициента вейвлет-преобразования в данной точке  $(a,b)$ , тем больше, чем выше корреляция между исходным рядом и вейвлетом данного масштаба. Анализируя поведение сигнала внутри отдельной частотной полосы, определяемой  $a$ , можно выявить характерные периоды энерговыделения для данной активной области, так для области № 16224 видны периоды около 0.4, 1, 2, 5 суток, меньшие периоды (1, 2, 3 часа) на рисунке не так наглядны, поэтому их можно получить при детальном исследовании каждого столбца коэффициентов  $W_{\psi}(a)$ . Технически, поиск периодов при использовании вещественного вейвлета можно осуществить по-разному. Ранее (Гнедин и др., 1999) мы применяли для этого Гильберт-преобразование.





В этой работе, поскольку нас интересовали, главным образом, значения типичных квазипериодичностей и их распределение, но не закономерности их временной локализации, мы использовали Фурье-преобразование.

В случае комплексного вейвлета Морле задача нахождения квазипериодичностей в исследуемой временной серии сводится к отысканию локальных максимумов модуля вейвлет-преобразования.

На рисунке 2 приведены полученные нами результаты исследования распределения периодов повторяемости вспышек в активных областях с применением вейвлетов Морле (Рис. 2а и 2г) и МНАТ (Рис. 2б и 2в). Как видно из рисунков, можно говорить о некотором повышении встречаемости периодических компонент на масштабах одного часа, двух, трех и десяти часов, а также одних и двух суток. Отметим также, что с помощью вещественного МНАТ-вейвлета (Рис. 2б) найден период  $\sim 5$  суток. Однако гистограмма, основой которого служил комплексный вейвлет Морле (Рис. 2а) наличие данного квазипериода не показала. Это можно связать с ограничением рассматриваемого масштаба длительностью выборки. В то же время резкий максимум на гистограмме 2г, соответствующий 47 минутам, оказался слишком коротким, чтобы его можно было бы определить, используя МНАТ-вейвлет (рис.2в).

Так как предварительной классификации вспышек не проводилось, то обнаруженную периодичность следует связывать лишь с неравномерностью общей энергетики вспышечных процессов. Из рассмотрения гистограмм найдены следующие периоды колебательного процесса, сопровождающего появление солнечных вспышек:  $\sim 1, 2, 3$  часа, а также  $\sim 0.4, 1, 2, 5$  суток. Подобные периоды наблюдались и раньше, при исследовании динамики активных областей, и по-видимому, являются универсальными для АО. Для интерпретации этого ниже предлагается модель дискретного выноса энергии из-под фотосферы.

### **ДИФфуЗИОННАЯ МОДЕЛЬ ДИСКРЕТНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ**

То что солнечные вспышки имеют магнитную природу и их появление связано с выходом магнитных полей на поверхность, в настоящее время не вызывает сомнений (здесь и далее см. Прист, 1985). Следовательно, найденную периодичность в частоте появления вспышек можно связать с процессом дискретного выхода магнитной энергии из-под фотосферы.

Рассмотрим в качестве одного из возможных механизмов такого дискретного выхода энергии, процесс одномерной диффузии магнитного поля, изначально неравномерно распределенного в среде с конечной проводимостью.

Запишем систему уравнений магнитогадростатики (2)–(3), дополненную уравнением диффузии магнитного поля (4):

$$-\nabla P + \rho \nabla U + \frac{1}{4\pi} [\text{rot } \mathbf{B}, \mathbf{B}] = 0, \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = D \Delta \mathbf{B}. \quad (4)$$

Так как в конвективной зоне Солнца плазма находится в состоянии турбулентного перемешивания, то в (4)  $D = (V_T \times L)/3$  – коэффициент турбулентной диффузии, вблизи фотосферы характерные скорость и масштаб перемешивания плазмы  $-V_T \approx 10^5$  см/с и  $L \approx 10^8$  см, то  $D \approx 3 \times 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с.

Зададим магнитное поле в подфотосферных слоях в сферической системе координат  $(r, \varphi, \theta)$  в виде  $\mathbf{B} = (0, B_\varphi(r), B_\theta(r))$ , где  $r$  – расстояние от центра Солнца. Заметим, что такая магнитная конфигурация автоматически удовлетворяет уравнению (3). При этом магнитная сила, входящая в уравнение (2) принимает вид:

$$[\text{rot } \mathbf{B}, \mathbf{B}] = \frac{1}{r} \mathbf{B}^2 - \nabla \frac{B^2}{2}, \quad (5)$$

Здесь  $B = \sqrt{B_\varphi^2 + B_\theta^2}$ . Будем считать, что магнитные силовые линии расположены на сферических поверхностях вблизи фотосферы, тогда  $r \approx R_c$ , поэтому первым слагаемым в (5) можно пренебречь. Предположим, что магнитная сила в любой момент времени уравновешивается градиентом давления  $\nabla P$  и силой тяжести  $\rho \nabla U$ . Равновесие в системе устанавливается за характерное время порядка  $t_r = l/V_{AS}$ , где  $l$  – характерный пространственный масштаб неоднородности магнитного поля,  $V_{AS} = \sqrt{V_A^2 + c_S^2}$ ,  $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$  – альвеновская скорость,  $c_S$  – скорость звука. Принимая для фотосферы на уровне пятен  $l \approx 10^8$  см,  $V_{AS} \approx 10^6$  см/с, получим  $t_r \approx 100$  с. С учетом того, что характерное время диффузии, то есть время затухания гармонического возмущения с масштабом  $l$ , можно оценить, как  $t_D = l^2/D \approx 10^4$  с, имеем  $t_D \gg t_r$ . При таком относительно медленном диффузионном процессе изменения структуры магнитного поля, условия механического равновесия могут с большой точностью считаться выполненными в каждой точке пространства, в любой момент времени. Поэтому система «плазма + магнитное поле» проходит непрерывную последовательность равновесных конфигураций. Заметим, что применение процесса турбулентной диффузии оправдывается также и тем фактом, что для рассматриваемых в работе периодов  $T \approx 10^3 - 10^5$  с, верно неравенство  $T \gg t_r$ .

Уравнение (4), для любой из компонент поля  $B_i$ ,  $i = \varphi, \theta$  в сферической системе координат переписывается в виде

$$\frac{\partial B_i(r, t)}{\partial t} = D \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial B_i(r, t)}{\partial r} \right). \quad (6)$$

Решение уравнения диффузии (6) будем искать в виде:

$$B(r, t) = \frac{B_0 R_c}{r} F(\xi) \exp \left( - \frac{v(t-t_0)}{D} \left[ (r-r^*) - \frac{2}{3} v(t-t_0)^2 \right] \right), \quad (7)$$

где  $v$  – некоторая константа, имеющая размерность ускорения,  $B_0$  – амплитуда изменения магнитного поля,  $r^*, t_0$  – константы, задающие нуль-пункт отсчета радиальной координаты и времени соответственно,  $F$  – подлежащая определению функция аргумента вида  $\xi = s(v(t-t_0)^2 - (r-r^*))/l$ ,  $s$  – безразмерный масштабный множитель. Отметим, что структура аргумента  $\xi$  такова, что точка с фиксированной фазой  $\xi = \text{const}$  перемещается в направлении  $r$  с ускорением  $v$ , по закону  $r \sim vt^2$ .

После дифференцирования уравнения (7) по координате и времени, с учетом (6), имеем:

$$\frac{\partial^2 F(\xi)}{\partial^2 \xi} - \frac{vl^3}{s^2 D^2} \left[ \frac{v(t-t_0)^2 - (r-r^*)}{l} \right] F(\xi) = 0. \quad (8)$$

Выбор свободных параметров ограничен наложением связи между  $v, s$  так, что  $s^3 = vl^3/D^2$ , в этом случае выражение (8) сводится к известному уравнению Эйри:

$$\frac{\partial^2 F(\xi)}{\partial \xi^2} - \xi F(\xi) = 0, \quad (9)$$

Решением которого является функция Эйри ( $F \equiv Ai$ ), выражающаяся следующим образом:

$$Ai(\xi) = \frac{1}{\pi_0} \int_0^\infty \cos \left( u\xi + \frac{u^3}{3} \right) du.$$

При больших положительных  $\xi$  функция  $Ai(\xi)$  затухает экспоненциально, а в области отрицательных  $\xi$  носит осциллирующий характер. Заметим, что такой вид искомой функции позволяет описывать найденный дискретный ряд значений периодов в энерговыделении вспышечной активности. Так как при моделировании анализируемой периодичности, используя свободные параметры в аргументе функции Эйри  $-\xi$ , можно получить необходимое количество экстремумов  $Ai(\xi)$  при сдвиге ее в сторону положительных значений  $\xi$ .

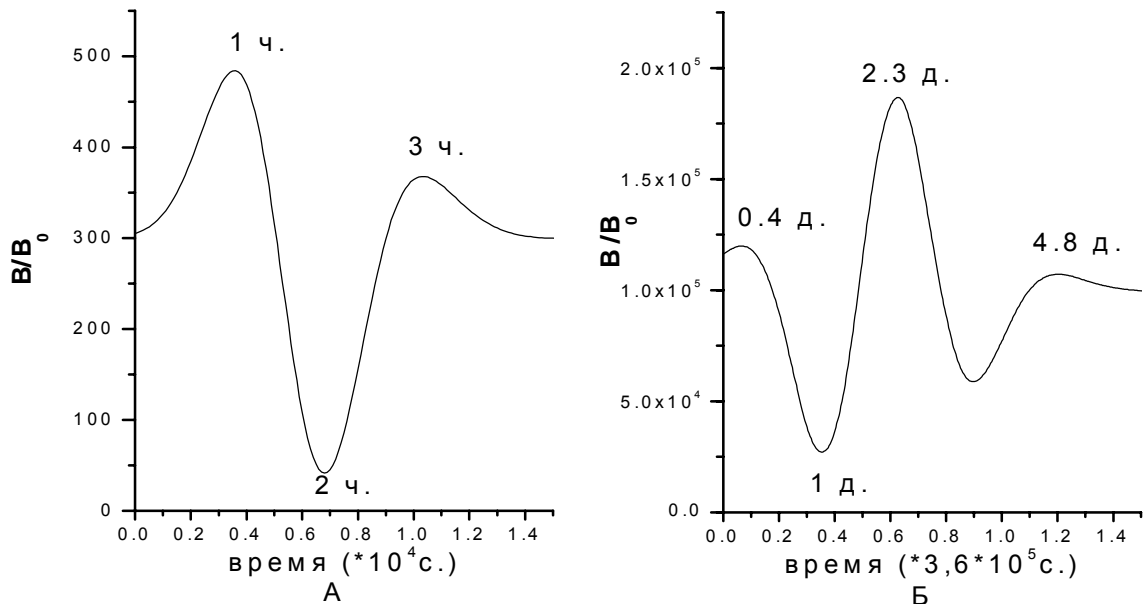
Уравнение диффузии (4), в силу его линейного характера, допускает решение в виде суперпозиций функций Эйри, умноженных на соответствующую экспоненту, описывающую диффузионное убывание магнитного поля.

Введем следующие обозначения:  $r = R_c$ ,  $k = s^3$ ,  $h = (R_c - r^*)/l$  и  $\tilde{t} = (t - t_0)/t_D$ , то (7) представим в виде:

$$\frac{B(\tilde{t})}{B_0} = Ai\left(k^{1/3}\left[k\tilde{t}^2 - h\right]\right)\exp\left(-k\tilde{t}\left[h - \frac{2}{3}k\tilde{t}^2\right]\right). \quad (10)$$

Параметры  $k, h$  находим методом последовательных приближений так, чтобы дискретный спектр найденных значений периодов приходился на экстремумы моделируемых кривых. Выполним численное моделирование процесса, используя функцию, заданную выражением (10). На рисунке 3а показана часовая последовательность периодов, масштаб неоднородности выбирался равным размеру  $l = 10^8$  см, тогда  $t_D = 10^4$  с,  $h = 4.8$ ,  $k = 1.7$ ,  $t_0 = 1.8$ . Во втором случае для суточной временной последовательности, полагаем  $l = 6 \cdot 10^8$  см, то имеем  $t_D = 36 \cdot 10^4$  с,  $h = 8$ ,  $k = 1.4$ ,  $t_0 = 2$  (рис.3б). На рисунках точки экстремумов соответствуют наблюдаемым значениям периодов 1, 2, 3 часа, 0.4, 1, 2, 5 суток, уровень фотосферы, на которую выходят плоские слои, вертикальная ось  $B/B_0$ .

Рис.3



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении периодичности возникновения вспышек в активной области двумя различными методами вейвлет-анализа получились достаточно хорошо согласующиеся результаты, что свидетельствует в пользу достоверности полученных квазипериодов. Так были обнаружены две серии колебаний: часовая (около одного, двух и трех часов) и суточная (примерно полсуток, сутки, двое и пять суток).

Для объяснения найденных периодов предложено новое решение уравнения диффузии в системе уравнения магнитостатики, которое представляет произведение функции Эйри на экспоненциальную функцию. Оно позволяет моделировать дискретный выход энергии из конвективной зоны в фотосферу в виде плоских слоев с характерным масштабом 1000 и 6000 км. (для объяснения часовых и суточных периодов соответственно). Выбор значений характерных масштабов может быть объяснен типичными масштабами фотосферных неоднородностей (гранул, мезогранул) в фотосфере Солнца. Найденны свободные параметры решения, с помощью которых проведено моделирование периодичностей.

Авторы благодарны Касинскому В.В. за обсуждение и Копыловой Ю.Г. за помощь в подготовке работы в печать.

Работа поддержана грантами ИНТАС 00-0752, Минпромнауки № 1105, и Программы Президиума РАН (раздел № 12).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аликаева К.В., Физика солн. плазмы (М.: Наука, 1989).  
Абраменко В.И., Ерюшев И.И., Цветков Л.И., Изв. Крым. астрофиз. обсерв. **65**, 87 (1982).  
Ашванден и др. (Aschwanden M.J., Fletcher L., Schrijver C.J. et.al.), *Astrophys. J.* **520**, 880 (1999).  
Ашванден (Aschwanden M.J.), *Solar Phys.* **111**, 113 (1987).  
Астафьева Н.М., УФН, **166**, 11 (1996).  
Борцов и др. (Borzov V. V., Vyal'shin G. F., Nagovitsyn Yu. A.), *Contrib. Astron. Obs. Skalnat Pleso* **15**, 75 (1986).  
Гельфрейх и др. (Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Shibasaki K.), *JENAM-2000 (Abstracts)*, (GEOS M., 2000), p. 119.  
Гнедин Ю.Н., Наговицын Ю.А., Нацвлишвили Т.М., *Астрон. журн.*, **76**, 532 (1999).  
Гопасюк С.И., Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. **73**, 9 (1985).  
Гросманн, Морле (A.Grosmann and J. Morlet), *SIAM J. Math.Anal.* **15**, 723 (1984).  
Демченко Б.И., Минасянц Г.С., Макаренко Н.Г., Обашев С.О., *Астрон. циркуляр* **1360**, 3 (1985).  
Ихсанов Р.Н., Наговицына Е.Ю., *Солн. данные* **4**, 77 (1990).

Кравчук П.Ф., Касинский В.В., Исследования по геомагнетизму и аэрономии , 80 (1993).  
Наговицына Е.Ю., Солн. данные **5**, 79 (1990).  
Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А., Письма в Астрон. журн. **27**, 144 (2002).  
Наговицын Ю.А., Вяльшин Г.Ф., Солн. данные **9**, 91 (1990).  
Прист Э.Р., Солнечная магнитная гидродинамика (М.: Мир, 1985).  
Соловьев А.А., Михалев Б.Б., Киричек Л.А., Физика плазмы **28**, 699, (2002).  
Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Письма в Астрон. журн. **27**, 859 (2001).

## **ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОЙ ГЕЛИОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ**

**Гриб С.А.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

*E-mail: sagrib@SG10548.spb.edu*

### **The Peculiarities of Macroscale Shock Waves Behaviour in the Anisotropic Hemispheric Plasma**

**Grib S.A.**

An abrupt change of the plasma parameters across the solar shock wave in the frame of the anisotropic magnetohydrodynamics is studied. It is shown that the role of an initial magnetic field is important for it both inside the coronal plasma and in the solar wind. The difference between the increase of the plasma density and of the interplanetary magnetic field across the fast shock wave in anisotropic case is underlined. The change of thermal plasma anisotropy for the solar fast shock wave is also considered and the appearance of cavitons and some instabilities behind the front is indicated.

Многие экспериментальные межпланетные данные говорят о наблюдаемой тепловой анизотропии как в короне Солнца, так и в потоке плазмы солнечного ветра [1-4]. Известно также [5,6], что термальная анизотропия может быть большой на расстоянии, равном четырем солнечным радиусам от поверхности Солнца (примерно равной  $T_{\perp}/T_{\parallel} \approx 6$ ) и небольшой - в потоке солнечного ветра вблизи от орбиты Земли [7]. Представляет интерес рассмотреть возможное влияние МГД ударной волны на параметры анизотропной солнечной плазмы. Эта анизотропия может сказываться на большинстве процессов, происходящих в корональной и в плазме космического пространства, и способствовать (в зависимости от величины анизотропии) возникновению и зеркальной, и шланговой неустойчивостей. Система уравнений магнитогаидродинамики с учетом двух векторов тепловых потоков в 16-моментном приближении была выведена и обсуждалась в [8,9]. В [10] были выведены уравнения квазимагнитогаидродинамики модифицированным методом Грэда в 13-моментном приближении. Эти уравнения справедливы при малости элементов тензора вязкости и соответственно небольшой величине анизотропии давления. Как наблюдалось еще в 80-е годы [1], для солнечного ветра характерна небольшая величина анизотропии давления ( $p_{\perp}/p_{\parallel} \approx 0.9$ ,  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  - значения перпендикулярной и параллельной компонент по отношению к магнитному полю).

Особенности, которые вносит анизотропия давления в поведение сильных разрывов в космической плазме, могут представлять значительный интерес при описании как стационарных, так и нестационарных процессов, связанных с глобальными возмущениями магнитосферы Земли [11,12]. При этом влияние анизотропии давления можно исследовать на основании законов сохранения независимо от рассмотрения физического механизма, ответственного за образование разрывной структуры.

В ряде работ [13,14,15] было продемонстрировано отличие тангенциальных и вращательных разрывов в анизотропном случае от их изотропного аналога. Здесь же мы рассмотрим изменение параметров среды при переходе через фронт наклонной быстрой ударной волны и результат рассмотрения сравним с экспериментальными наблюдениями.

Под наклонной ударной волной будем подразумевать сильный разрыв параметров, на котором поток и нормальный компонент поля  $B_n$  не равны нулю, и выполняется теорема компланарности для скорости  $V$ , т.е.  $(\bar{V}_1 - \bar{V}_2)(\bar{B}_1 \times \bar{B}_2) = 0$ . Тогда направление ударной волны находится по магнитным данным:

$$\bar{n} = - \frac{(\bar{B}_1 - \bar{B}_2) \times (\bar{B}_1 \times \bar{B}_2)}{|\bar{B}_1 - \bar{B}_2| \cdot |\bar{B}_1 \times \bar{B}_2|}, \quad (1)$$

где  $\bar{B}_1, \bar{B}_2$  - соответственно вектор магнитной индукции в области перед и за ударным фронтом, а  $\bar{n}$  - нормаль к фронту. При этом  $\bar{B} = \bar{H}$ .

Известно, что хотя межпланетная плазма бесстолкновительна, магнитное поле создает такую ситуацию, симметризуя функцию распределения, при которой тензор давления может быть представлен через компоненту  $p_{\perp}$  и компоненту  $p_{\parallel}$ . По определению, тензор давления выражается через диадное произведение:

$$\hat{P} = m \int (\bar{u} - \bar{V}) \cdot (\bar{u} - \bar{V}) f d\bar{u}, \quad (2)$$

где  $\bar{u}$  - скорость частиц,  $\bar{V}$  - средняя макроскопическая скорость,  $m$  - масса. Вместо функции распределения  $f(\bar{r}, \bar{\mu}, t)$  можно взять приближенное решение уравнения Больцмана-Власова:

$$f_0 = n \left( \frac{m}{2\pi K T_{\parallel}} \right)^{1/2} \left( \frac{m}{2\pi K T_{\perp}} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{m}{2K T_{\parallel}} w_{\parallel}^2 - \frac{m}{2K T_{\perp}} w_{\perp}^2 \right\}, \quad (3)$$

где  $K$  - постоянная Больцмана,  $T_{\parallel}, T_{\perp}$  - параллельная и перпендикулярная температура по отношению к направлению магнитного поля,  $n$  - концентрация частиц,  $\bar{w} = \bar{u} - \bar{V}$ .



В системе координат, выбранной таким образом, что одна из осей (например, с ортом  $\bar{e}'_1$ ) направлена вдоль  $\bar{B}$ , для компонентов тензора (2) имеем:

$$p'_{ij} = m \int_{(w_1)} \int_{(w_2)} \int_{(w_3)} w_i w_j \left( \frac{m}{2\pi K T_{\parallel}} \right)^{1/2} \left( \frac{m}{2\pi K T_{\perp}} \right)^{1/2} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{m}{2K T_{\parallel}} w_1^2 - \frac{m}{2K T_{\perp}} (w_2^2 + w_3^2) \right\} dw_1 dw_2 dw_3 \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (4)$$

Из соотношения (4) видно, что в выбранной системе координат недиагональные элементы тензора давления обращаются в нуль, а диагональные элементы  $p'_{22}$  и  $p'_{33}$  совпадают.

Обозначая продольное и поперечное давления по отношению к направлению магнитного поля через  $p_{\parallel}$  ( $p'_1$ ) и  $p_{\perp}$  ( $p'_{22} = p'_{33}$ ), запишем тензор давлений в произвольной системе координат:

$$p_{ij} = \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{k=1}^3 (\bar{e}_i \bar{e}'_{\alpha}) \cdot (\bar{e}_j \bar{e}'_{\alpha}) p'_{\alpha\alpha} = \sum_{\alpha=1}^3 (\bar{e}_i \bar{e}'_{\alpha}) \cdot (\bar{e}_j \bar{e}'_{\alpha}) p'_{\alpha\alpha},$$

и окончательно получаем:  $p_{ij} = b_i b_j p_{\parallel} + (\delta_{ij} - \delta_i \delta_j) p_{\perp}$ , ( $i, j = 1, 2, 3$ )

Законы сохранения массы, импульса и энергии для сильных разрывов в анизотропной плазме примут вид [16,17]:

$$\{B_n\} = 0, \quad \{j\} = 0, \quad B_n \{V_t\} - j \left\{ \frac{B_t}{\rho} \right\} = 0, \\ j \left\{ \frac{V_t^2}{2} + \frac{1}{2} \frac{j^2}{\rho^2} + \frac{5}{2} \frac{p_{\perp}}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{a}{\rho} + \frac{1}{4\pi} \frac{B_t^2}{\rho} + \frac{B_n^2}{B^2} \frac{a}{\rho} \right\} - \frac{B_n}{4\pi} \left\{ \frac{B_t V_t}{B^2} (1 - 4\pi \frac{a}{B^2}) \right\} = 0, \\ j \left\{ \frac{1}{\rho} \right\} + \{p_{\perp}\} + B_n \left\{ \frac{a}{B^2} \right\} + \frac{1}{8\pi} \{B_t^2\} = 0, \quad (5) \\ \{V_t\} + B_n \left\{ \frac{B_t}{B^2} \frac{a}{B^2} \right\} - \frac{B_n}{4\pi} \{B_t\} = 0,$$

где  $a = p_{\parallel} - p_{\perp}$ ,  $\{A\} = A_1 - A_2$  - разность значений параметра  $A$  до (индекс 1) и после (индекс 2) разрыва, индекс  $t$  соответствует компоненте вектора, параллельной плоскости разрыва, индекс  $n$  - перпендикулярной ей;  $j$  - поток вещества,  $\rho$  - плотность. При этом на ударном фронте можно считать выполненным условие возрастания энтропии [18].

Из уравнений (5) для нестационарной плоской ударной волны по методу, описанному в [19], можно получить квадратное уравнение относительно сжимаемости  $\tau = \rho_1 / \rho_2 = n_1 / n_2$ :

$$2j^p \left(1 + \frac{B_{y1}^2}{B_x^2} k^2\right) \tau^2 - \left[5G_2 \rho_1 + \frac{3}{4\pi} G_1 B_x^2 \rho_1 \left(1 + \frac{B_{y1}^2}{B_x^2} k^2\right)\right] \tau + \left(j^p + \frac{3}{4\pi} \lambda_1 B_x^2 \rho_1\right) \left(1 + \frac{B_{y1}^2}{B_x^2}\right) + 5p_{11} \rho_1 = 0.$$

Здесь  $k = B_{y2} / B_{y1}$  - отношение компонент магнитного поля на плоском ударном фронте, ортогональных к оси  $OX$ , если ось  $OX$  направлена по нормали к поверхности,  $n$  - концентрация.

$$G_1 = \frac{4\pi j^p}{B_x^2 \rho_1 k} - \frac{1}{k} (1 - \lambda_1) + 1, \quad \lambda = \frac{a}{B^2 / 4\pi},$$

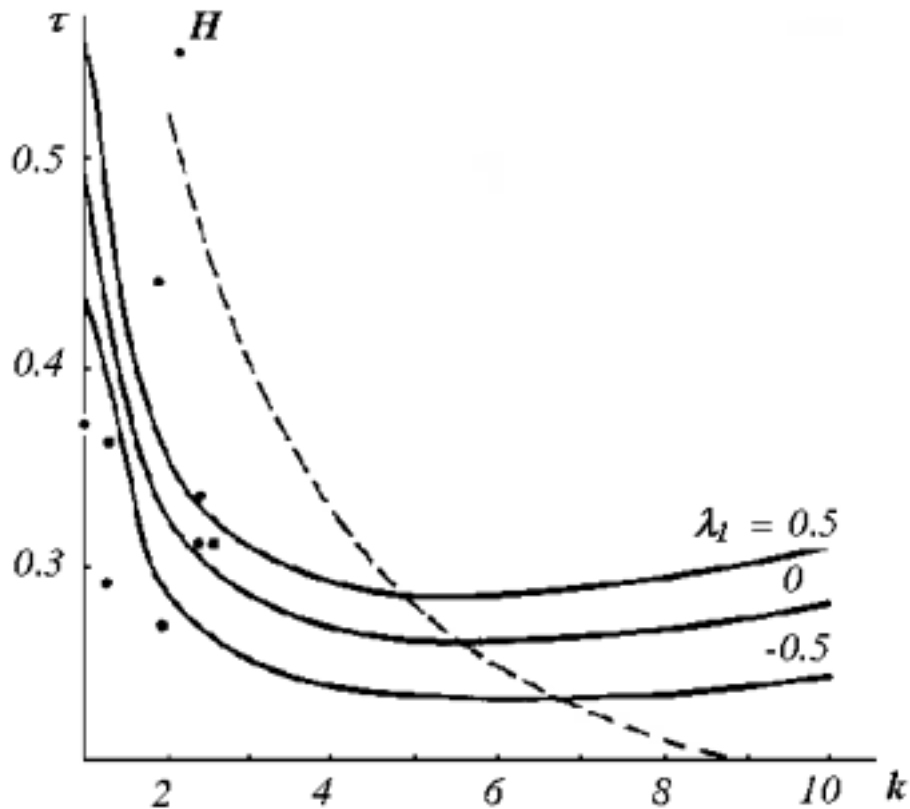
$$G_2 = p_{11} + \frac{j^p}{\rho_1} - (k^2 - 1) \frac{B_{y1}^2}{8\pi} - (G_1 - \lambda_1) \frac{B_x^2}{4\pi}.$$

Исследуем изменение величины  $\tau$  в зависимости от изменения магнитного поля  $k$  и сравним полученный результат с экспериментальными данными. При этом на фронте будем считать выполненной теорему компланарности и, таким образом, исключим из рассмотрения (при  $\frac{j^p}{\rho_i} - \frac{B_n^2}{4\pi} \left(1 - \frac{a_i}{B_i^2}\right) = 0$ ) вращательный разрыв - по классификации [20].

Задавая условия в невозмущенном потоке, соответствующие экспериментальным данным, подобно [20] при  $B_x = 318 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$ ,  $\beta = p / B^2 / 8\pi \geq 1$  и угле наклона поля по отношению к ударному фронту  $\theta = 45^\circ$ , можно найти величину  $\tau$  в зависимости от  $k$  и от параметра анизотропии  $\lambda$ . На изменение плотности накладывается условие, вытекающее из положительности величины давления:

$$\tau < \frac{G_1 B_x^2 \rho_1}{4\pi j^p} + \frac{G_2 \rho_1}{j^p (1 + (B_{y1}^2 / B_x^2) k^2)}.$$

На рис.1 приводится результат расчета зависимости  $\tau = f(k)$  для разных величин параметра анизотропии  $\lambda$ .



**Рис.1.** Изменение сжимаемости плазмы в зависимости от изменения магнитного поля на фронте для различных значений параметра анизотропии ( $\lambda_1$ ) в невозмущенной плазме: штриховая линия соответствует изотропному случаю ( $\lambda_2 = 0$ ), точки - экспериментальным данным, сплошные линии - анизотропному случаю ( $\lambda_2 \neq 0$ ).

Как видно из графика, при  $k < 4$  в зависимости от величины анизотропии  $\lambda$  можно получить более сильное возрастание плотности по сравнению с изменением магнитного поля. При  $k \geq 6$ , наоборот, сильнее растет величина поля, и анизотропия вносит существенное изменение. Все это указывает на необходимость рассмотрения в совокупности магнитных и плазменных данных для идентификации сильных межпланетных разрывов. На рис.1 отмечены также точки, взятые из экспериментальных данных с учетом точности наблюдений, полученных на космических аппаратах “Прогноз”, “Прогноз 2” [21], “Геос-1” (точка *H* на рис.1) [22,23].

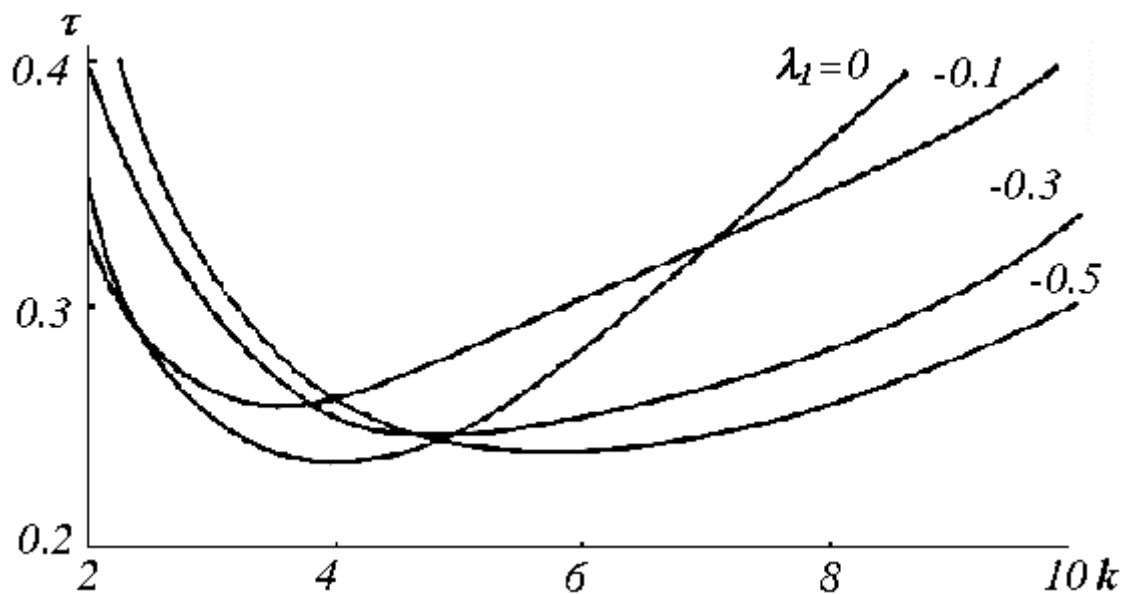
Видно, что большинство точек попало в зону, соответствующую анизотропной области.

Результаты расчета  $\tau(k)$ , представленные на рис.1, согласуются с результатом, полученным в [18] для магнитосферной головной ударной волны и говорящим о том, что на быстрой ударной волне в анизотропном случае скачок поля меньше, чем в изотропном. На это было впервые указано в [23].

Из соотношений (5) можно получить также [18], что нестационарная наклонная ударная волна вызовет увеличение параметра анизотропии за фронтом и будет способствовать развитию шланговой неустойчивости при  $\lambda_2 > 0$ . Этот результат согласуется с выводом [24].

Важно отметить также довольно общий характер проведенного рассмотрения, которое не зависит от ударного механизма нестационарной волны.

Кривые зависимости изменения параметра  $\tau$  от величины поля  $k$  для сильных магнитных полей (при плазменном параметре  $\beta \ll 1$ ) для разных значений параметра анизотропии  $\lambda$  приведены на рис.2. При сравнении с кривыми, соответствующими потоку солнечного ветра для  $\beta \gg 1$ , видно, что вклад магнитного поля существенно изменяет поведение “анизотропной” ударной волны.



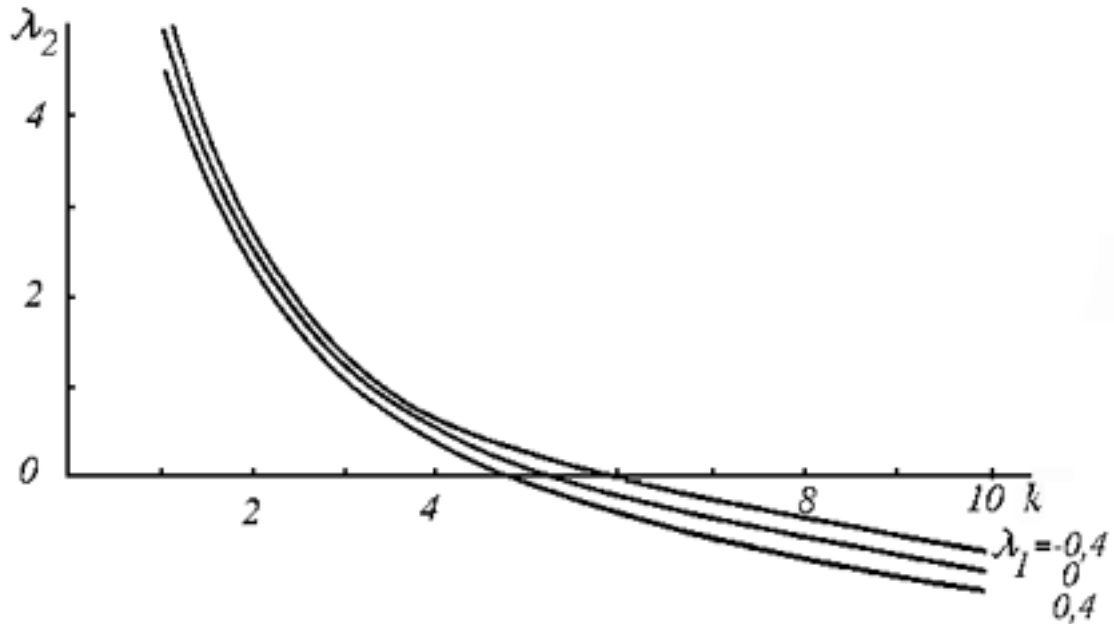
**Рис.2.** Изменение сжимаемости плазмы в зависимости от параметра  $k$  для сильного начального магнитного поля ( $\beta \ll 1$ ) для разных  $\lambda_1$

Изменение же термальной анизотропии в зависимости от изменения магнитного поля на фронте ударной волны в солнечном ветре ( $\beta \approx 1$ ) показывает обратную зависимость между скачком поля и величиной  $\lambda$  за фронтом (рис.3).

Следует при этом указать на то, что возникновение неустойчивостей здесь специально не рассматривается, но область их возникновения можно оценить аналогично [18], и соответственно возникнут ограничения на изменения параметров.

Изменение же термальной анизотропии в зависимости от изменения магнитного поля на фронте ударной волны в солнечном ветре ( $\beta \approx 1$ )

показывает обратную зависимость между скачком поля и величиной  $\lambda$  за фронтом (рис.3).



**Рис.3.** Изменение анизотропии  $\lambda_2$  в зависимости от параметра  $k$  для различных значений анизотропии  $\lambda_1$  перед фронтом.

Из уравнений системы (5) можно получить выражение для параметра анизотропии за ударной волной:

$$\lambda_2 = \frac{j^2 4\pi (1 - \tau k)}{\rho_1 B_n^2 k} + 1 - \frac{1 - \lambda_1}{k},$$

которое может быть представлено в следующем виде:

$$\lambda_2 = A_{nl} \frac{1 - \tau k}{k} + 1 - \frac{1 - \lambda_1}{k}, \quad (6)$$

где  $A_{nl}$  - число Маха - Альфвена перед ударной волной, определенное как отношение нормальной компоненты массовой скорости к нормальной компоненте скорости Альфвена [25].

Изменение параметра анизотропии  $\lambda_2$  для различных начальных условий.

$\lambda_1$	$\lambda_2$ при :		
	$\tau k > 1$	$\tau k < 1$	$\tau k = 1$
1	< 1	> 1	1
0	< $1 - 1/k$	> $1 - 1/k$	$1 - 1/k$
$1 - k$	< 0	> 0	0
Любое допустимое	< $1 - \frac{1 - \lambda_1}{k}$	> $1 - \frac{1 - \lambda_1}{k}$	$1 - \frac{1 - \lambda_1}{k}$

Как следует из работ [23,26-27], основанных на данных наблюдений, значение  $\tau k$  находится в пределах

$$1 / 4 < \tau k < 4 .$$

Эта оценка получена без учета взаимной связи между параметрами  $\tau$  и  $k$ . Однако, по экспериментальным данным [25,28-30], для которых оказалось возможным вычислить  $\tau$  и  $k$  в каждом конкретном случае прохождения быстрой ударной волны в солнечном ветре и в переходной области, имеем с учетом точности измерений  $\tau k \approx 1$ .

Таким образом, для расчета представляет интерес значение

$$\tau k = 1, \tag{7}$$

что соответствует  $B_{y2} / \rho_2 = B_{y1} / \rho_1$  и выражает замороженность поля поперек ударной волны ( $B_t = B_y$ ).

С условием (7) выражение (6) для параметра анизотропии  $\lambda_2$  существенно упрощается и совпадает с выражением для  $\lambda_2$ , полученным в [20]. Величины параметра анизотропии  $\lambda_2$  для различных значений параметров  $\tau k$  и  $\lambda_1$  приведены в таблице.

Таким образом, по известным значениям параметров  $\tau$ ,  $k$  и  $\lambda_1$  можно найти (в случае  $\tau k=1$ ) или оценить (в случае  $\tau k \neq 1$ ) параметр анизотропии  $\lambda_2$  за ударной волной.

При  $\tau k=1$  изотропизация давления за ударной волной не происходит, если  $\lambda_1 \neq 1 - k$ . В случае вращательных разрывов, например [20], изотропия давления за разрывом невозможна, если  $\lambda_1 > 0,6$ .

Отсюда видим, что изотропизация давления за ударной волной является частным случаем, анизотропия за ударной волной с увеличением параметра  $\lambda_1$  возрастает (при фиксированном параметре  $k$ ) и остается постоянной (и равной единице), если  $\lambda_1=1$ , при любом возможном значении параметра  $k$ . Согласно давним экспериментальным наблюдениям [31], в солнечном ветре на расстояниях  $0,3 \div 1,0$  а.е. преобладала положительная анизотропия. В этом случае ( $\lambda_1 > 0$ ), как видно из выражения (6), при  $\tau k \leq 1$  изотропизация или отрицательная анизотропия за ударным фронтом невозможны. Кроме того, известно, что эффективное число Маха  $M_e$  для быстрой ударной волны, преломленной внутрь магнитосферы, при  $\beta \ll 1$  мало. И так как параметр  $k$  также мал, то в этом случае возможна реализация состояния с  $p_{\parallel} < p_{\perp}$  за ударным фронтом, наблюдаемого в солнечной плазме [6], что может привести к развитию зеркальной неустойчивости и доминированию тиринг-неустойчивости.

Наиболее типичные значения  $A_{m1}$  - числа Маха - Альфвена находятся в интервале от 1 до 9 [27]. При больших  $A_{m1}$  ( $A_{m1} > 10$ ) должно выполняться

соотношение  $|\tau k - 1| \approx A_{nl}^{-2}$ , т.е.  $\tau k \approx 1$ , что соответствует вмороженности поля.

Из выражения (6) видно, что с увеличением числа  $A_{nl}$  перед ударной волной значение параметра анизотропии  $\lambda_2$  за ударной волной уменьшается при  $\tau k > 1$  и увеличивается при  $\tau k < 1$ . При  $\tau k = 1$  анизотропия за ударной волной от параметра  $A_{nl}$  не зависит.

Рассмотрим также изменение направления магнитного поля на фронте МГД ударной волны. Из определения  $k$  и при условии  $\tau k = 1$  получим соотношение между углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$ :  $\theta_2 = \arctg\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \operatorname{tg}\theta_1\right)$ , где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  - углы между нормалью и полем  $\bar{B}_1$  и  $\bar{B}_2$  соответственно. Отсюда видно, что  $\theta_2 \geq \theta_1$ , причем равенство возможно только в случае, если плазма несжимаемая. При фиксированном  $\theta_1$  увеличение угла  $\theta_2$  происходит с увеличением сжимаемости (уменьшением  $\tau$ ) плазмы. Квазиперпендикулярным ударным волнам ( $\theta_1 > 45^\circ$ ) соответствуют углы  $\theta_2 > 45^\circ$ , а углам  $\theta_2 < 45^\circ$  - квазипараллельные ударные волны ( $\theta_1 < 45^\circ$ ). В случае  $\tau k > 1$  ( $\tau k < 1$ ), угол  $\theta_2$  будет больше (меньше), чем угол  $\theta_2$  при  $\tau k = 1$  для каждого фиксированного значения угла  $\theta_1$ . В широком диапазоне изменения сжимаемости ( $\tau = 0,35 \div 1,00$ ) для малых углов  $\theta_1 \approx 0 \div 2^\circ$  и больших углов  $\theta_1 \approx 70 \div 90^\circ$  наблюдается слабая, почти линейная зависимость угла  $\theta_2$  от сжимаемости плазмы.

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. Учет анизотропии давления может оказаться существенным при изучении изменения параметров межпланетной плазмы на фронте быстрой ударной волны.

2. С увеличением параметра анизотропии  $\lambda_1$  перед ударной волной значение параметра  $\lambda_2$  за ударной волной увеличивается. При возрастании же величины  $\tau k$  значение параметра анизотропии  $\lambda_2$  уменьшается.

3. Произведена оценка влияния термальной анизотропии на быстрые ударные волны солнечного ветра и показано, что в анизотропном случае ударные волны могут оказывать более сильное влияние на межпланетное магнитное поле, чем на плотность плазмы. Кроме того, за ударными волнами в анизотропном случае будут развиваться различного рода неустойчивости и в силу искривления фронта могут возникнуть кавитоны [32] типа плазменных пузырей.

## Литература

1. Marsch E., Richter A.K. On the equation of state and collision time for multicomponent anisotropic solar wind. // *Ann.Geophys.*, 1968, v.5, pp.71-79.
2. Hundhausen A.J., Bame S.J., Ness N.F. Solar wind thermal anisotropies: Vela 3 and IMP 3 // *J. Geophys.Res.*, 1967, v.72, pp.5265-5278.
3. Asbridge J.R., Bame S.J., Feldman W.E., Gosling J.T. On the alignment of plasma anisotropies and the magnetic field direction in the solar wind. // *J. Geophys. Res.*, 1977, v.82, pp.5555-5565.
4. Mc Kenzie J.F., Axford W.I., Banaczkiewicz M. The fast solar wind. // *Geophys. Res.Letters*, 1997, v.24, pp.2877-2880.
5. Kellog P.J. Fluctuations and ion isotropy in the solar wind. // *Astrophys. J.*, 2000, v.528, pp.480-485.
6. Lie-Svedsen O. et al. The effect of transition region heating on the solar wind from coronal holes. // *Astron. J.*, 2002, v.566, No1, pp.562-576.
7. Erkaev N.V., Farrugia L.J., Biernat H.K. Three-dimensional, one-fluid, ideal MHD model of magnetosheath flow with anisotropic pressure. // *J. Geophys.Res.*, 1999, v.104, pp.6877-6887.
8. Oraevsky V., Chodura R., Feneberg W. Hydromagnetic equations for plasmas in magnetic fields: collisionless approximation. // *Plasma Phys.*, 1968, v.10, № 11, pp.819-834.
9. Li Xing. Proton temperature anisotropy in the fast solar wind: a 16-moment bi-Maxwellian model. // *J.Geophys.Res.*, 1999, v.104, A9, pp.19.773-19.785.
10. Гриб С.А., Солунин А.Н. Вывод квазигидродинамических уравнений, описывающих поведение космической плазмы. // *Анализ структуры геомагнитного поля*. М.: ИЗМИРАН, 1976, т.2, №1, с. 24-31.
11. Olson J.V., Lee L.C. Pc 1 wave generation by sudden impulses. // *Planet. Space Sci.*, 1983, v.31, pp.295-302.
12. Kangas J., Aikio A., Olson J.V. Multistation correlation of ULF pulsation spectra associated with sudden impulses. // *Planet Space Sci.*, 1986, v. 34, pp.543-558.
13. Hudson P.D. Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind. // *Planet Space Sci.*, 1970, v. 18, pp.1611-1626.
14. Баранов В.Б., Карталев М.Д. Об интерпретации сильных разрывов в межпланетной плазме. // *Препринт Пр-210*, М.: ИКИ АН СССР, 1974.
15. Иванов К.Г. Вращательные разрывы в солнечном ветре. // *Геомагнетизм и аэрон.*, 1974, т.11, № 5, с.765-772.



16. Пичахчи Л.Д. Разрывы в разреженной плазме в приближении Чу - Гольдбергера - Лоу. // Украинский физический журнал, 1960, т.5, с.450-462.
17. Lynn Y.M. Discontinuities in an anisotropic plasma. // The Phys. of Fluids, 1967, v.10, pp.2278-2289.
18. Liu L.H., Kan J.R. Shock jump conditions modified by pressure anisotropy and heat flux for Earth's bow shock. // J. Geophys.Res., 1986, v.91, pp.6771-6783.
19. Гриб С.А. О влиянии анизотропных ударных волн на параметры межпланетной среды. // Материалы междун. семинара "Активные процессы на Солнце и проблема солнечных нейтрино". Л.: Физ-тех. Ин-т, 1976, с.170-175.
20. Hudson P.D. Rotational discontinuities in anisotropic plasma. // Planet Space Sci., 1971, v. 19, pp.1693-1703.
21. Блох Г.М., Застенкер Г.Н., Кужевский Б.М. и др. Всплески интенсивности мазоэнергичных заряженных частиц, связанные с межпланетными ударными волнами. // Космич. исследования, 1975, т.13, с.695-705.
22. Formisano V/ On the March 7-8, 1970 event. // J. Geophys. Res., 1973, v. 78, pp.1198-1206.
23. Гриб С.А. Влияние анизотропных ударных волн на параметры межпланетной плазмы. // Физические процессы в ионосфере и магнитосфере. М. : ИЗМИРАН, 1979, с.23-28.
24. Kennel C.F., Sagdeev R.Z. Collisionless shock waves in high  $\beta$  plasmas, 1 // J. Geophys. Res., 1967, v.72, pp.3303-3315.
25. Volkmer P.M., Neubauer F.M., Schwenn R. Observation of flare-generated shock waves by Helios-2 near the Sun. // Space Sci. Rev., 1982, v. 32, pp.131-142.
26. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985.
27. Volkmer P.M., Neubauer F.M. Statistical properties of the magnetoacoustic shock waves in the solar wind between 0.3 AU and 1 AU: Helios-1, 2 observations. // Ann. Geophys., 1985, v.3, pp.1-15.
28. Abraham - Shrauner B., Yun S.H. Interplanetary shocks seen by Ames plasma probe on Pioneer 6 and 7. // J.Geophys.Res., 1976, v.81, pp.2097-2115.
29. Gurnett D.A., Neubauer F.M., Schwenn R. Plasma wave turbulence associated with an interplanetary shock. // J. Geophys.Res., 1979, v.84, pp.541-550.
30. Russell C.T., Gosling J.J., Zwickl R.D., Smith E.J. Multiple spacecraft observations of interplanetary shocks: ISEE three-dimensional plasma measurements. // J. Geophys. Res., 1983, v.88, A12, pp.9941-9955.

31. Marsch E., Mulhauser K.-H., Schwenn R. Et al. Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU. // J.Geophys.Res., 1982, v.87, A1, pp.52-61.
32. Grib S.A. Peculiarities of quasi-shock processes in the solar wind during the SMY and STIP intervals VI - XIV. // in: Solar Maximum Analysis. Ed. by Stepanov V.E. and Obridko V.N.. VNU Science Press, 1986, pp.345-351.

## **МОРФОЛОГИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ НА СПАДЕ АКТИВНОСТИ (SOHO/LASCO, 2002 ГОД)**

**Гусева С.А., Фатьянов М.П.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск;*

*mfat@rambler.ru*

Наблюдения солнечной короны в белом свете с высоким разрешением показывают, что корона имеет сложную структуру. В течение более 100 лет корона изучалась только в моменты полных солнечных затмений. Внезатменный коронограф Лио, изобретенный в 1930 г., позволил непрерывно изучать неоднородности в короне (петли, дуги и арки), но лишь до высот  $0,3 R_{\odot}$  в так называемой ближней короне. Наблюдения короны на высотах  $h > 1 R_{\odot}$  проводятся последние 20 лет с помощью установленных на спутниках коронографов с внешним затмевающим диском – это станции "OSO -7" (наблюдения в 80-х г., "SMM" – около 1990г., а в конце 1995г. начались наблюдения на орбитальной станции "SOHO".

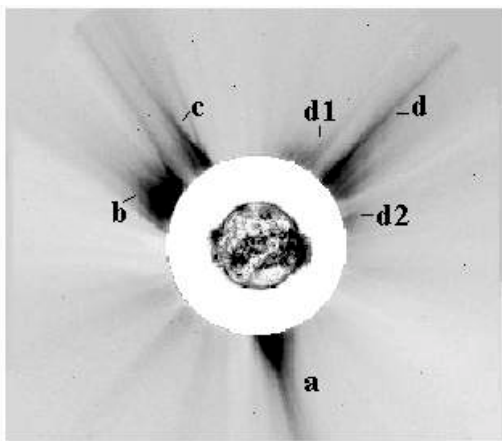
Целью данной работы является феноменологическое изучение лучей в короне, которые наблюдаются на коронографе LASCO спутника SOHO и сопоставление результатов с традиционной классификацией затменных лучей (по работам Newkirk'a [1] и киевской школы 60-70-х годов [2]).

Из затменных наблюдений установлено, что в короне на малых высотах наблюдаются петельные структуры, а на высотах более  $1 R_{\odot}$  -- доминирует лучистая структура. Лучевые образования простираются от высот  $h = 0.5$  --  $1 R_{\odot}$  до  $h > 10 R_{\odot}$  и они сохраняют положение и форму в течении более 4 оборотов. Особенно эта устойчивость проявляется в минимуме цикла активности. По снимкам затмений корональные лучи отчетливо разделяются на 3 типа:

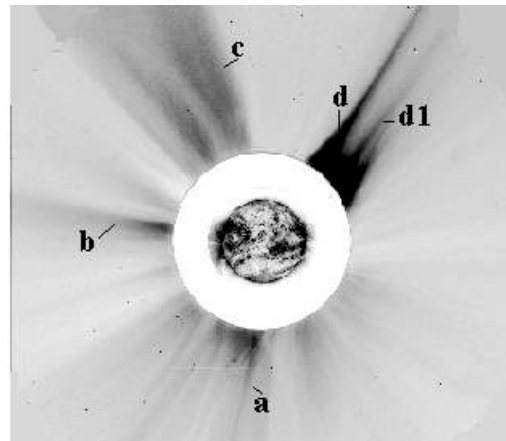
I тип -- Прямые, яркие лучи над активными областями. Эти лучи четко видны в зонах пятен и над факельными площадками. Образуясь над молодыми активными областями они эволюционируют несколько недель. Их длина может составлять  $(3 -- 4) R_{\odot}$ , а ширина пучка, образующегося из этих нитевидных лучей достигает  $0,03 R_{\odot}$  и более. Часть этих лучей имеет малую расходимость, напоминая по форме поток (стримеры), другая часть -- сверхрадиальное расширение до углов почти в  $90^{\circ}$ .

II – Тонкие, длинные лучи, слегка изогнутые на полюсах – так называемые "полярные щеточки". Они существуют не более 15 часов и наблюдаются в большом количестве в период минимума. Подобные лучи можно видеть и в экваториальной области в зонах корональных дыр, если на этой широте нет активных областей.

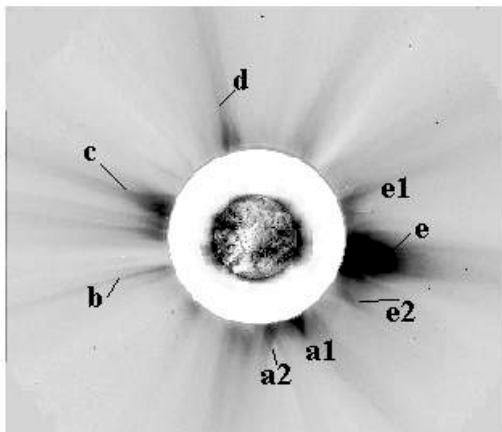
III – Шлемовидные лучи над спокойными протуберанцами ("опахала"). Эти конусообразные лучи имеют широкое основание, которое сужается на высоте  $h = 1 - 2R_0$  над солнечным лимбом и вытягиваются в прямые «трубки». Они хорошо видны над цепочкой волокон на высоких широтах и существуют в течение нескольких оборотов Солнца. Именно эти лучи являются формообразующими, при изучении общей формы короны и ее изменении в ходе цикла активности.



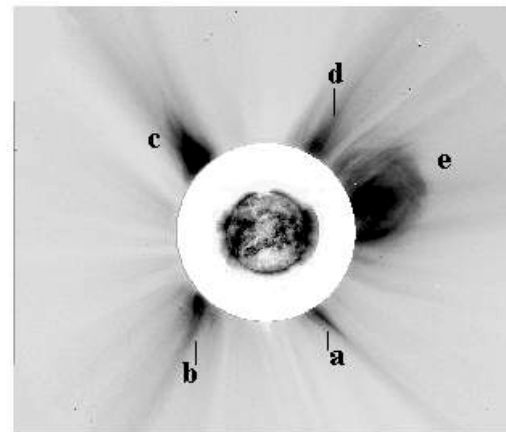
02.01.02 r.



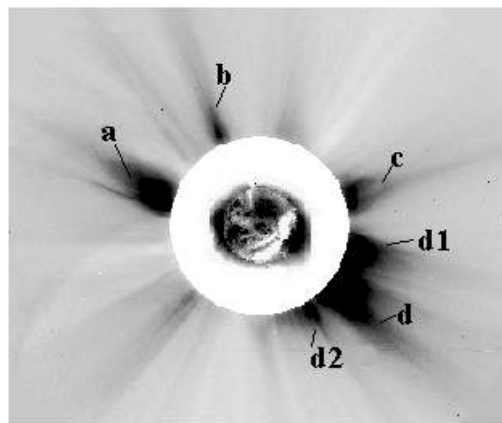
15.01.02 r.



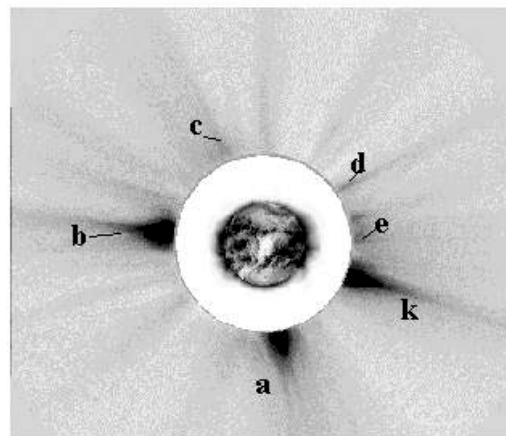
06.01.02 r.



27.01.02 r.



10.01.02 r.



03.02.02 r.

рис. 1

В настоящее время фаза активности Солнца соответствует началу ветви спада 23-го цикла. Корона в этот период принимает более простой вид поскольку меняется тип пятенной активности на Солнце, и вместо большого числа мелких пятен, наблюдаются на диске несколько активных областей с большими пятнами. Наблюдения короны в этот период проще в интерпретации, поскольку реже встречается ситуация переналожения лучей.

**Наблюдения.** В качестве данных авторы в данной работе использовали визуальный ряд снимков представленных в сети Интернет. Это наблюдения на инструменте LASCO, орбитальной обсерватории SOHO в период январь-февраль 2002 г., а также синоптические  $H\alpha$  карты и магнитограммы обсерватории в Стэнфорде (кэррингтоновские обороты с 1984 по 1986). Последние использовались для привязки корональных лучей к образованиям, которые находятся вблизи точек их основания.

Орбитальный телескоп LASCO -- это широкоугольный спектрометрический коронограф для белого света -- позволяет наблюдать лучистую структуру на высотах  $h = (2 - 6) R_{\odot}$ . Центральная часть изображения прикрыта затмевающим диском, который экранирует изображение Солнца и внутренней короны до  $2 R_{\odot}$ . Для привязки положений корональных образований на лимбе в центральные части были помещены спектрогелиограммы телескопа EIT (спектрометра для наблюдений диска в жестком УФ и мягком рентгене) одной из 3-х  $\lambda$  УФ-диапазоне. Мы использовали снимки в длинах волн  $\lambda 284 \text{ \AA}$  (FeXV),  $\lambda 171 \text{ \AA}$  (FeIX),  $\lambda 195 \text{ \AA}$  (FeXII). (см. рис. 1)

Проведенный анализ ряда снимков короны в белом свете, по наблюдениям LASCO C2 показал, что по размерам и форме корональные лучи этого инструмента не соответствуют стандартной классификации лучей затменной белой короны по следующим параметрам:

I - Лучи имеют размеры более  $3 R_{\odot}$  по высоте (до узкой части луча -- «шейки»).

II -- Прямые узкие корональные лучи над корональными конденсациями, обычно очень яркие на затменных снимках, в короне LASCO почти не проявляются в виде отдельных образований. На их месте наблюдаются яркие лучевые комплексы, как результат переналожения многочисленных лучистых структур. Возможно, из-за прохождения больших комплексов активности (4 - 6 активных областей), и фазы цикла в текущий период: сразу после максимума активности.

III -- Неожиданно отчетливо проявились узкие темные лучи (в негативе светлые пустоты), имеющие резкую границу на фоне яркой короны. Эти лучи, возможно, располагаются над узкими протяженными корональными дырами, имеющими ориентацию на диске Солнца вдоль направления по лучу зрения т.е почти по широте Солнца, если луч в экваториальной зоне.

IV – Не проявляются также большие полярные корональные лучи с их характерной дуплетной структурой (возможно, по причине недоступности для наблюдений диапазона малых корональных высот скрытого внешним затмевающим диском или из-за большого контраста на снимке не позволяющего их видеть лучи с малой оптической плотностью).

V – Проведенное исследование показывает, что на ветви спада в течение одного солнечного оборота может наблюдаться корона, общая форма которой резко различается по типу, характерному для данной фазы цикла активности.

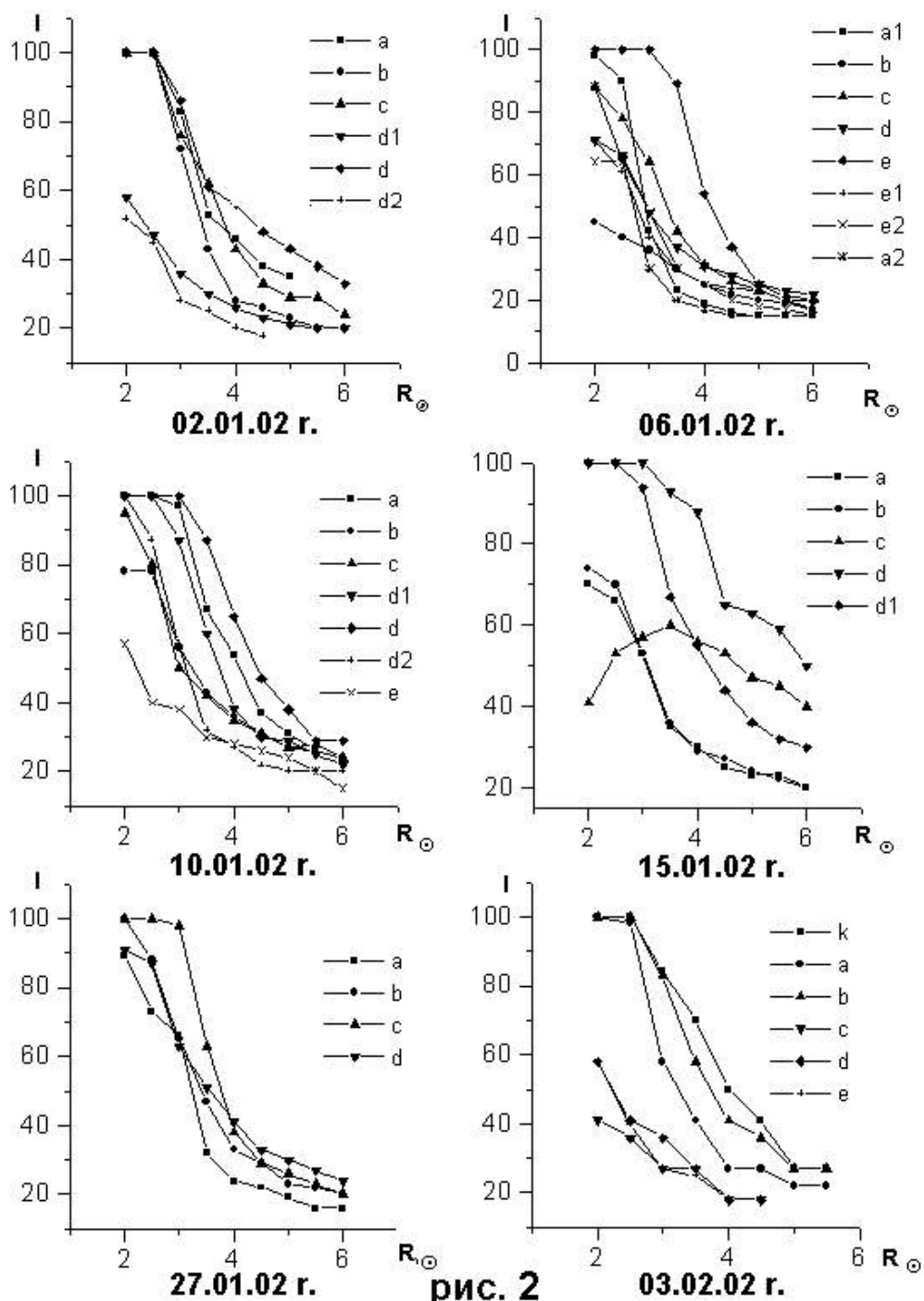


рис. 2

При последовательном рассмотрении снимков можно видеть повторяющиеся корональные конфигурации (с небольшими различиями в деталях)

Пары снимков 02.01.02E – 15.01.02W; 15.01.02E – 27.01.02W; 03.02.02 – 15.02.02 W – отстоят на половину Кэррингтоновского оборота, при этом E и W лимбы меняются местами.

Надо отметить, что на расположение корональных лучей по лимбу сильно влияет и отклонение лучей на небольшие углы из-за поворота Солнца вокруг своей оси (вследствие больших корональных высот  $h = (2 - 6) R_{\odot}$ ). На широкоугольном снимке LASCO из-за эффекта проекции видны лучи значительно отклоненные от картинной плоскости т.е. понятие солнечного лимба раздвигается на этих снимках до широкого сектора ( $\pm 30^{\circ} - 35^{\circ}$ ) по широте. На этих снимках можно наблюдать верхние части лучей лежащих ближе и дальше картинной плоскости. Корональные лучи лежащие непосредственно в картинной плоскости наиболее ярко выражены, а лучи лежащие вне плоскости – видны как более слабые. Это накладывает жесткие ограничения и времена наблюдения при подборе данных по соседним кэррингтоновским оборотам. Мы определили, что наилучший режим отождествления - по ряду снимков. Это серии, отстоящие не более чем на половину суток. В этом режиме возможно более корректно отделить эффекты проекции и переналожения лучей от эволюции картины во времени.

Для лучей, отчетливо принадлежащих к разным типам систем нейтральных линий магнитного поля, измерен ход яркости вдоль оси луча по радиусу от поверхности Солнца (см. рис. 2). Мы при этом считали, что экспозиция снимков одна и та же, а фон постоянен вдоль луча по радиусу. Анализ зависимостей яркости от радиуса позволяет отделить геометрические эффекты проекции от эволюции яркости луча на снимках за соседние даты. Этот метод дает хорошие результаты лишь для узких лучей, где нет переналожения вдоль луча зрения.

В дальнейших исследованиях мы предполагаем:

I - провести дополнительную работу на большем наблюдательном материале для выработки четких критериев идентификации лучей на восточном лимбе с целью применить их для разработки методов среднесрочного прогноза солнечной активности.

II - При изучении генетической связи лучей с поверхностными образованиями для более точной идентификации необходимо применять в дальнейшем компьютерную обработку снимков, усиливающую монотонные изменения угла наклона и широты лучей.

III – Мы планируем также провести сопоставление картины лучей полярной области с теми флуктуациями плотности корональной плазмы, которые были зарегистрированы космическим зондом «ULYSSES

### **Литература**

1. Newkirk G.Jr. Structure of solar corona. Ann. rev of astron. and astrophys, 1967, p.3.
2. Солнечная корона и корпускулярное излучение в космическое пространство. Киев, "Наукова думка", 1965 г.



## **ВЕКОВОЙ ЦИКЛ И ПРОБЛЕМА ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ**

**Давыдова Е.И., Давыдов В.В.**

*Кисловодская Горная астрономическая станция Главной астрономической обсерватории РАН, Solar@narzan.com*

### **Abstract**

## **100-YEAR SOLAR CYCLE AND PROBLEM OF GLOBAL WARMING**

**E. I. Davydova, V. V. Davydov**

The long-term solar-terrestrial connections for concrete regions of the Earth are considered. The application of methods wavelet-analysis and usual spectral methods for variations of data (derivatives of the data) allows to reach conclusions: although there is general trend of a long-term variations of temperatures in England, there is a Gleissberg cycle, equal 81 years, and also cycle relevant to half of this cycle - 43 of year; in a long-term variations of temperature a principal significance can have not only Wolf numbers, but velocity of their variations; the extremes of temperatures anticipate Wolf numbers on 10-30 of years; wavelet-methods specify an elongation of period of a 100-yr cycle till 113-115 years after 1900 for derivatives of Wolf numbers.

**Введение.** Неопределенность моделей о глобальном потеплении климата ставит вопросы установления солнечно-земных связей на длинных интервалах времени, а также обуславливает интерес к методам определения этих соответствий и возможности прогнозирования основных метеорологических величин, прежде всего, температуры. В прошедшем веке появилось много работ, где устанавливаются долговременные периоды, как в индексах солнечной активности, так и в земных процессах. Давно уже замечено, что характер связей нестабилен, мотивируется как локальными условиями на Земле, так и фазой солнечных циклов, учётом знака магнитных полей и наложением двух возможных механизмов, один из которых связан с обычными индексами солнечной активности (числа Вольфа, площадь солнечных пятен, вспышки и т.д.); другой - обусловлен влиянием крупномасштабных структур магнитного поля Солнца через межпланетное магнитное поле (1). Неудовлетворительное, в целом, согласие с ходом обычной активности заставляет обратиться к долговременным вариациям тоже связанным с солнечными пятнами, но имеющими, по-видимому, иной физический механизм, чем в случае 11 и 22- летних циклов. Для Солнца найдены периоды в 30-40 лет и более длинные, среди которых выделяется цикл Глайсберга в 70-100 лет (1, 2),

также рассматривались периоды в несколько сот лет на основе различных предположений о ходе солнечной активности. В климатических характеристиках Земли, помимо коротких периодов, выделены периоды в 2-3 года, 5-6, 10-12, 20-23, 30-40, 80-90 лет и другие (1). Результаты, связанные с проблемой глобального потепления, указывают на тренды, как в глобальной температуре, так и для отдельных точек Земли. Рис.1-2 иллюстрируют общие выводы на эту тему для исследуемых нами рядов данных. Сглаженные различными методами данные помимо общего тренда показывают долговременные колебания, которые и рассматриваются ниже.

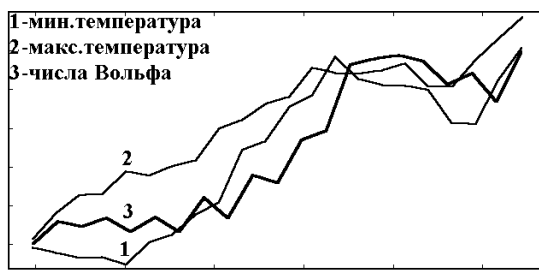


Рис.1. Макс. и мин. температуры в США и числа Вольфа, 1874-1994 годы.

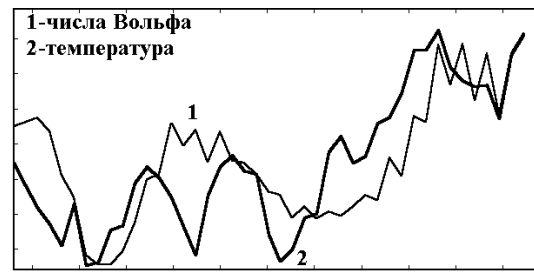


Рис.2. Распределение чисел Вольфа и температуры в Англии за 222 года.

**Исходные данные и методы обработки.** В работе обсуждаются возможные долговременные солнечно-земные связи для конкретных регионов Земли. Исходными рядами для исследования служили температура в Англии с 1772 по 1993 гг. (ресурс Internet: [www.scd.uscar.edu/dss](http://www.scd.uscar.edu/dss)) и максимальная и минимальная температуры в США (штат Нью-Джерси) с 1874 по 1993 гг., которые сравнивались с многолетним рядом чисел Вольфа за тот же интервал времени. Среднегодовые данные усреднялись по 5 годам (в связи с наличием 5-летнего периода в исследуемых данных) с последующим сглаживанием методом скользящего среднего по 5-ти точкам. Методом скользящего среднего проводилось сглаживание среднегодовых рядов по 23-м и по 44-м точкам (для выявления в данных векового периода (1)). Анализировались вариации исследуемых величин - разности соседних значений ряда для каждого шага отсчетов. Для исследуемых данных вычислялись кросскорреляционные функции, скользящие коэффициенты корреляции. Ряды исследовались спектральными методами (метод Барга и коррелопериодограмный), применялся вейвлет-анализ.

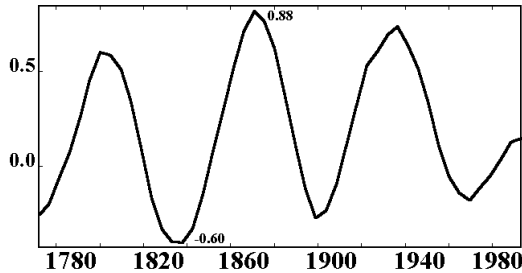


Рис.3. Кросс-корреляция чисел Вольфа и температуры в Англии.

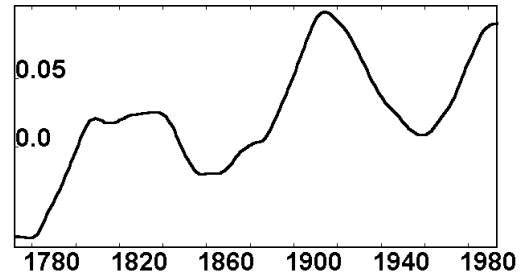


Рис.4. Дифференциалы температур в Англии. Сглаживание по 44 точкам.

**Корреляционные зависимости.** На рис. 2 представлен ход температур в Англии и чисел Вольфа за 1772 -1993 годы, усредненные по 5-годам и сглаженные по 5-ти точкам. Максимальный коэффициент корреляции между обоими рядами равный 0.88 достигается при смещении, приблизительно, на 10 лет для различных выборов корреляционных окон; при этом экстремумы температур опережают экстремумы чисел Вольфа. Максимальный коэффициент корреляции между максимальными и минимальными температурами в США и числами Вольфа соответственно, равен 0.92, при аналогичном сдвиге. Кросскорреляционная функция имеет колебательный характер с периодом около 70-80 лет, достигая максимума в 1803, 1875, 1939 годах и минимума в 1838, 1903, 1972 годах (рис. 3).

**Результаты спектральных методов.** Стандартные спектральные методы дают значимый пик в  $\sim 43$  года для температур (в числах Вольфа он также

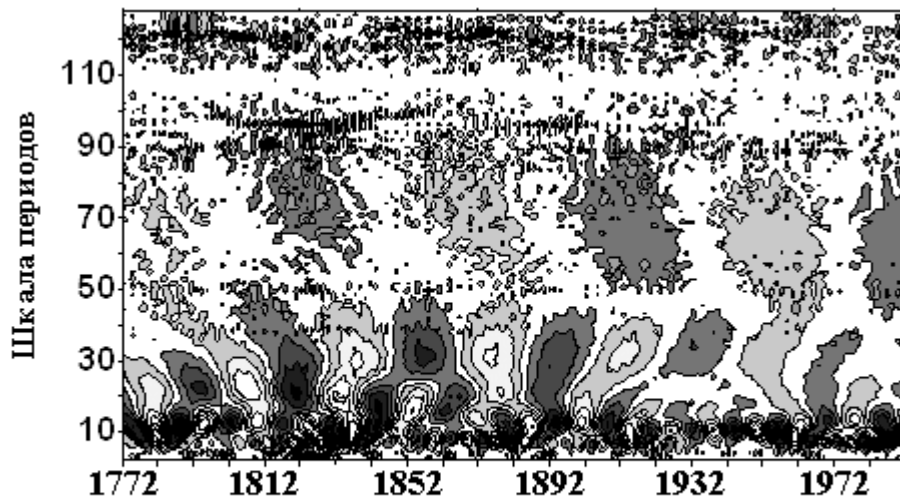


Рис.5. Дифференциальная температура в Англии, 1772-1993 годы. Вейвлет Морле.

представлен (42-44 года), но выражен слабее) и слабые пики для более длинных периодов, но размер длины данных не позволяет здесь делать определённые оценки. Применение вейвлет-анализа для температур сталкивается с проблемой краевых эффектов для обычного набора данных. Также, из графика хода температуры в Англии, построенного по начальным данным, трудно сделать определённые выводы о долговременных периодах (рис. 2). Для уточнения зависимостей мы

воспользовались процедурой взятия пошаговых разностей температур. Результаты приведены на рис. 5-6. Видно, что долговременный ход температур связан в основном с двумя периодами в районе 42 и 80-82 лет. Линии локальных экстремумов расщепляются около 1900 года, что в вейвлет - методе может свидетельствовать о наличии особенности (8) типа  $\delta$  - функции, скачка, а также о смене фазы периода на противоположную (в числах Вольфа это время отмечено минимумом цикла Глайсберга). Аналогичный вейвлет для вариаций чисел Вольфа (рис. 6) показывает период в 92-97 лет, растущий до 113-115 лет после 1900 года. Для менее выраженных периодов на ветви спада векового цикла здесь можно отметить 22-летний цикл до начала 20 века, затем, на ветви подъёма, выражены также более длинные периоды в диапазоне 30-50 лет. Вейвлет МХАТ ("Мексиканская шляпа") приводит для вышеизложенного к тем же результатам.

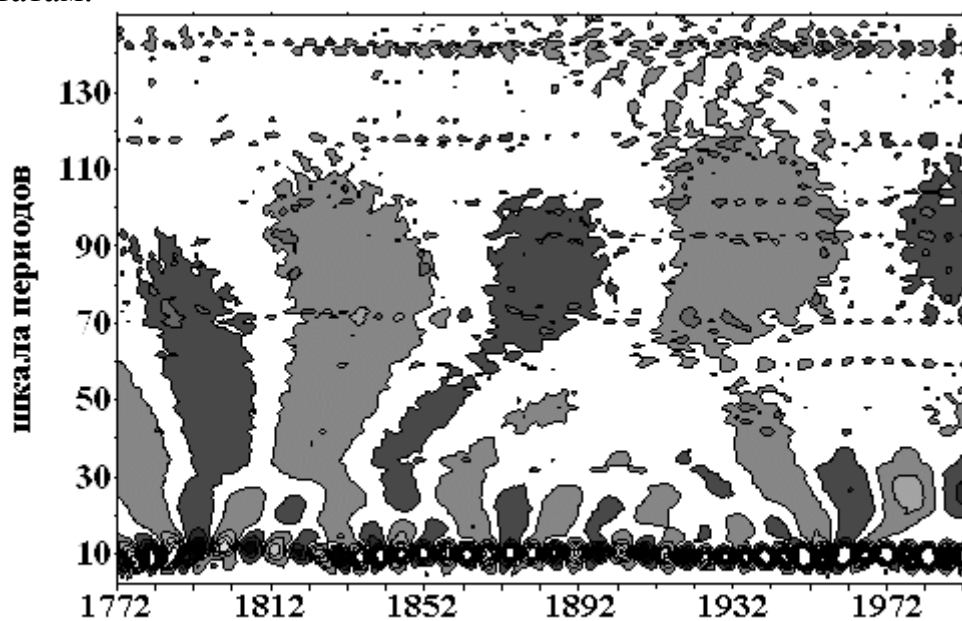


Рис.6. Дифференциалы чисел Вольфа. 1772-1993 годы. Вейвлет Морле.

**Обсуждение результатов.** Мы видим, что цикл Глайсберга, обнаруживаемый и в земных, и в солнечных данных, находится под влиянием тренда, который может быть связан с влиянием более длинных, чем вековой, периодов (1). Другой значимый период (~43 года) на первый взгляд не может являться половиной цикла Глайсберга, поскольку вейвлет - преобразование не имеет смысла гармоник, однако обнаружение (1, стр.34-35) этого периода (44 года) как в земных данных (чередование холодных зим в Западной Европе и ход циклонов в США), так и в солнечных (обнаружен в числах Вольфа) и связь этого периода с такими характеристиками, как чётный-нечётный цикл и асимметрия в мощности проявления полушарий Солнца в цикле Глайсберга (знак доминирующей напряженности магнитных полей в вековом цикле может различным

образом модулировать земные процессы) приводит к утверждению, что 43-летний цикл также относится к 80-100 летнему циклу. Полученный результат (об опережении хода температур в Англии соответствующего ряда чисел Вольфа), отражён в литературе: аналогичный вывод получен в (7) для цикла засух в США-экстремумы засух опережают многолетний ряд чисел Вольфа на 10-20 лет, а также в (9) для аналогичного ряда температуры в Англии и чисел Вольфа, но при других критериях сглаживания и корреляционных оценок - смещение составляет примерно 6 лет.

В литературе делались предположения о почти гармоническом типе колебания периода Глайсберга для чисел Вольфа (1). Для уточнения этого вопроса брались пошаговые разности, которые сравнивались с начальными данными. Оказалось, что вариации чисел Вольфа опережают числа Вольфа на 24 года, при этом, достигается максимальный коэффициент корреляции (0.7), что должно иметь место для синусоидального колебания, поскольку первая производная при этом опережает саму функцию на 1/4 периода, в нашем случае это 24-28 лет (для цикла в 92-110 лет).

Сглаживание среднегодовых температурных данных по 44-м точкам не показывает присутствия векового цикла, тогда как аналогичная процедура сглаживания разностей этого ряда выявляет цикл Глайсберга (рис. 4). Таким образом, дифференциальные данные, помимо их обычных применений (снятие автокорреляции во времени, снятие зависимости от пространственной инерции данных) имеют также значимость для предположений о характере влияния солнечных параметров на земные параметры: температура коррелирует со скоростью изменения процесса, в данном случае - с изменением чисел Вольфа, во всяком случае, для цикла Глайсберга.

**Выводы.** 1. Помимо общего тренда данные по температуре проявляют отчетливый цикл Глайсберга равный примерно 81 год, а также цикл, соответствующий половине цикла Глайсберга-43 года.

2. В долговременных изменениях температуры первостепенное значение могут иметь не сами числа Вольфа, а скорость их изменения.

3. Прогнозирование в связи с глобальным потеплением должно учитывать оба эти обстоятельства-цикл Глайсберга находится под влиянием общего тренда, и экстремумы температур опережают ход чисел Вольфа.

4. Применение вейвлет-методов для дифференциальных рядов чисел Вольфа указывает на удлинение периода векового цикла до 113-115 лет после 1900 года.

Авторы выражают благодарность А. Г. Тлатову за предоставление данных из ресурсов Интернета.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 00-02-16355.

### Список литературы

1. Б.М.Рубашов. "Проблемы солнечной активности", 1964 г.
2. Ю.И.Витинский. "Цикличность и прогнозы солнечной активности", 1973 г.
3. К.И.Никольская, Т.Е.Вальчук, В.В.Иванов. "Активные долготы Солнца: выявление траектории миграций и спектральный анализ периодичности", 1997 г., Сб. конф. "Современные проблемы солнечной цикличности".
4. М.И.Пудовкин, А.Л.Морозова. "Изменение характера 11-летних вариаций температуры, количества осадков и давления на территории США в ходе вековых вариаций солнечной активности с 1700 по 1988 гг.", 1998 г., Сб. конф., "Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты".
5. В.Ф.Чистяков. "Всплески светимости Солнца", 1997 г., Сб. конф., "Современные проблемы солнечной цикличности".
6. Д.И.Понявин. "Цикл Брикнера в солнечной, геомагнитной активности и вариациях климата", 1999 г., Сб. конф., "Крупномасштабная структура солнечной активности".
7. Солнечно-земные связи, погода и климат, М. "Мир", 1982 г., стр. 152-170.
8. Астафьева Н.М. УФН. 1996. Т.166. N11, с.1145-1170.
9. Тлатов А.Г. "Влияние Солнечной активности на долговременные изменения температуры в Англии", 2000 г., Сб. конф., "Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналогии".

## **СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И КЛИМАТ: ~200-ЛЕТНИЙ ЦИКЛ**

**Дергачев В.А.**

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН;*

*v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru*

## **SOLAR ACTIVITY AND CLIMATE: ~200-YEAR CYCLE**

**V.A.Dergachev**

*Ioffe Physico-Technical institute, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru*

### **Abstract**

The  $^{10}\text{Be}$  flux in ice layers, as well as the concentration  $^{14}\text{C}$  in tree rings reflects the changes in their global production rate due to variations in solar activity. The  $^{14}\text{C}$  production rate obtained for more than 10 thousand years allow one to conclude with confidence about cyclic character of its change with the period of 200-210 years. The analysis of data of flux  $^{10}\text{Be}$ , recovered from upper layers of the Greenland ice cores indicates the predominant period of  $205 \pm 5$  years. Note that  $^{10}\text{Be}$  isotope is generated in the Earth's atmosphere in the similar way as  $^{14}\text{C}$ . At the present time, this ~200-year cycle has been reliable established also in  $^{10}\text{Be}$  data covering partially the glacial epoch from 25 up to 50 thousand of years ago, when the intensity of the geomagnetic field was lower than modern. Because the amplitude of the global production rate of cosmogenic nuclides depends on the varying geomagnetic field, the effect of modulation with the ~200-year cycle is well observed: the amplitudes of the  $^{10}\text{Be}$  and  $^{14}\text{C}$  production rates are higher during the periods of reduced intensity of the geomagnetic field than at the moments of high values of the geomagnetic field intensity. The temporary variations of cosmogenic of nuclides allow us to study the nature of cosmic ray modulation and the properties of cosmic-ray spectrum outside the magnetosphere. It is shown that, besides the known 11-year modulation, there is also the long-time modulation about 200 years observed in ground-based observations of cosmic rays.

The analysis of cosmogenic nuclides content in natural archives provides us by not only evidences of changes of solar activity with different periods, but also supply the information regarding the different parameters of terrestrial climate: such as temperature, precipitates, velocity of a wind etc. Climatic cycles with the periods of ~200 years, which might have the solar nature, are observed in different archives having the layer structure: varves, deposits, ocean sediments, corals etc.

Now there are enough arguments that solar cycles, as it is registered in the  $^{10}\text{Be}$  and  $^{14}\text{C}$  data, can serve as empirical indicators of palaeoclimate.

### **Введение**

Прямая регистрация солнечной изменчивости охватывает только примерно 400 лет, что не дает возможности изучать долговременные изменения длины и амплитуды циклов солнечной активности (СА) и не достаточно для понимания механизмов, которые управляют солнечными процессами. Кроме того, поскольку многие земные явления, в частности

изменения климата, связаны с солнечной изменчивостью, ограниченная шкала наблюдений не позволяет корректно определить, какую роль солнечная изменчивость играет в изменении климата. Поэтому и астрофизики, и геофизики, и климатологи заинтересованы в получении достоверных данных об изменении СА на длинных временных шкалах.

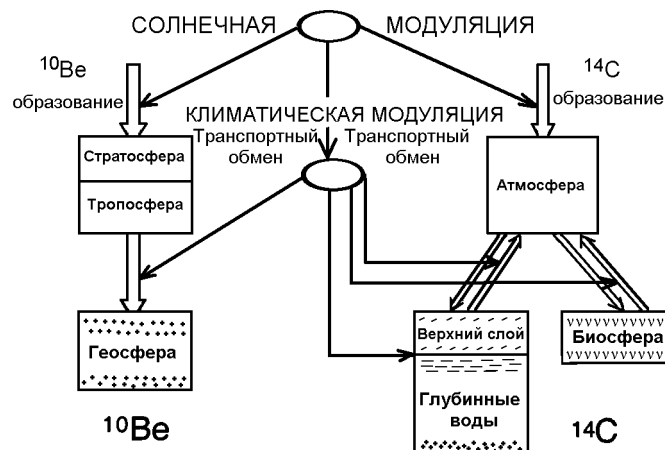
Известно, что образование  $^{14}\text{C}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{36}\text{Cl}$  и других космогенных нуклидов в земной атмосфере связано с СА. Скорость образования этих нуклидов в верхних слоях атмосферы при бомбардировке ее галактическими космическими лучами, увеличивается или уменьшается, соответственно, при уменьшении или увеличении СА. Космогенные нуклиды в ряде природных архивов, позволяющих приписать им точную временную шкалу, дают уникальную возможность для детектирования солнечных циклов различной продолжительности на различных по длительности масштабах времени. Хорошо известный 11-летний цикл СА был найден в данных концентрации  $^{14}\text{C}$ ,  $^{10}\text{Be}$  и может быть значительно продлен по сравнению с наблюдательными данными солнечных пятен.

Концентрации космогенных нуклидов в природных архивах являются многообещающими в качестве индикаторов как солнечной, так и палеоклиматической изменчивости, но интерпретация данных достаточно сложна, поскольку требует понимания процессов образования, переноса и динамики отложения, которая контролирует их концентрации. Надежная реконструкция изменений скорости образования этих нуклидов в прошлом возможно только из стратиграфически неповрежденных архивов, имеющих слоистую структуру. Такими архивами являются: кольца деревьев, отложения озер и морей, кораллы, слои льда, лёссы, многие из которых имеют годовичное разрешение.

Радиоуглерод после образования в форме  $^{14}\text{CO}_2$  участвует в обмене между четырьмя резервуарами углеродной системы: атмосферой, биосферой, верхним перемешиваемым и глубинным слоями океана, и вследствие больших размеров этих резервуаров (демпфирующий эффект углеродной системы), в концентрации  $^{14}\text{C}$  ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) сильно подавляется амплитуда скорости образования коротких циклов (амплитуда 11-летней гармоники в  $\Delta^{14}\text{C}$  подавляется почти на два порядка). Кроме того, необходимо учитывать разный фазовый сдвиг, зависящий от длины исследуемого цикла, между сигналами образования и атмосферной  $\Delta^{14}\text{C}$  (от нескольких лет до нескольких десятков лет). Для циклов длительностью в сотни лет подавление амплитуды составляет 10-20 раз, а фазовый сдвиг – десятки лет. Важно отметить, что вследствие относительно долгого времени пребывания  $^{14}\text{C}$  в атмосфере, распределение  $^{14}\text{CO}_2$  становится однородным, в результате чего вариации  $\Delta^{14}\text{C}$  отражают глобальную скорость его образования.

В отличие от  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев,  $^{10}\text{Be}$  в слоях льда имеет более простую и более простую обменную систему (Рис. 1).





**Рис. 1.** Различие обменных систем для космогенных нуклидов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$

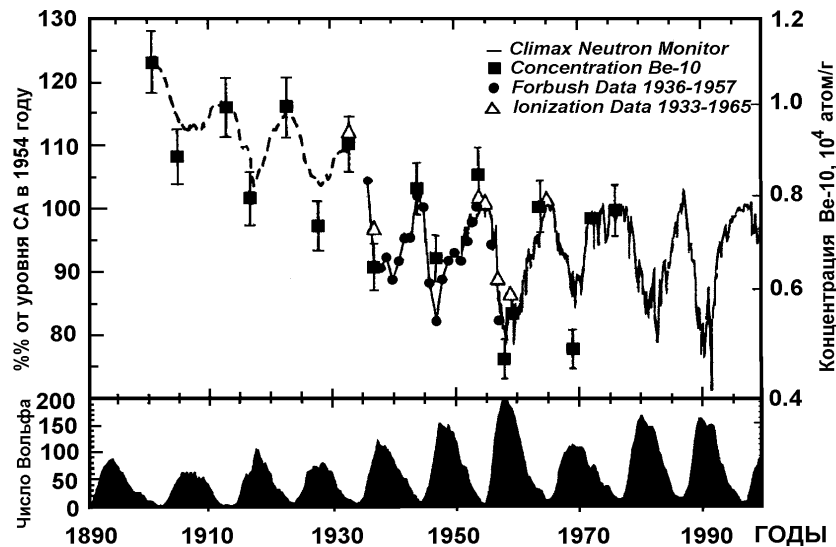
После образования в атмосфере  $^{10}\text{Be}$  прикрепляется к аэрозолям и попадает в ледяные шапки или океанические отложения сухим осаждением или с осадками за время от нескольких месяцев до 1-2 лет. Это означает, что кратковременные флуктуации скорости образования  $^{10}\text{Be}$  не подвергается сильному ослаблению и фазовому сдвигу, как это имеет место для  $^{14}\text{C}$ . Для описания процессов переноса в этом случае достаточно учитывать только атмосферу. Грубо можно считать, что измеряемый во льдах поток  $^{10}\text{Be}$  отражает среднюю глобальную скорость образования  $^{10}\text{Be}$ . Однако следует отметить, что поскольку на выпадение  $^{10}\text{Be}$  могут влиять изменения картины ветров и осадков, на глобальный характер изменения потоков  $^{10}\text{Be}$  в исследуемых архивах могут накладываться региональные особенности. Тем не менее, анализ  $^{10}\text{Be}$  и  $^{36}\text{Cl}$  в кернах льда из Гренландии позволяет исследовать солнечную изменчивость и ее воздействие на земные процессы, по крайней мере, за последние 100 тысяч лет, расширяя, таким образом, временную шкалу радиоуглеродных данных на порядок величины.

Цель данной работы – показать, как можно использовать естественные архивы, чтобы получить убедительные доказательства циклической, главным образом, ~200-летней солнечной изменчивости и связанным с ней изменением климата.

### **Детектирование ~200-летнего цикла в рядах данных космогенных нуклидов**

Тщательное изучение прямыми измерениями потоков космических лучей, поступающих в земную атмосферу, показало, что они подвергнуты 11-летнему механизму модуляции, связанному с процессами на Солнце. Более того, данные измерений потока космических лучей, сделанных с помощью нейтронных мониторов, баллонов и спутников, свидетельствуют о наличии долговременного тренда в их изменении [например, 1].

В работе [2] проанализированы имеющиеся прямые измерения потоков космических лучей, и для исследования природы процесса модуляции на шкалах, превышающих прямые измерения, проведена привязка данных по потоку  $^{10}\text{Be}$  из керна Гренландского льда к потокам космических лучей в перекрывающемся временном интервале 1933-1976 гг. Как видно на рис. 2, независимые наборы инструментальных данных наблюдений свидетельствуют, что интенсивность космических лучей откликается на изменения СА. Кроме того, как потоки космических лучей, так и поток  $^{10}\text{Be}$  показывают наличие долговременного тренда в их изменении.



**Рис. 2.** Восстановленный поток космических лучей и число Вольфа за 100-летний интервал. Пунктирной линией во временном интервале 1900-1933 гг. дана оценка интенсивности КЛ по данным нейтронного монитора в период наблюдений, основанная на 11-летней вариации.

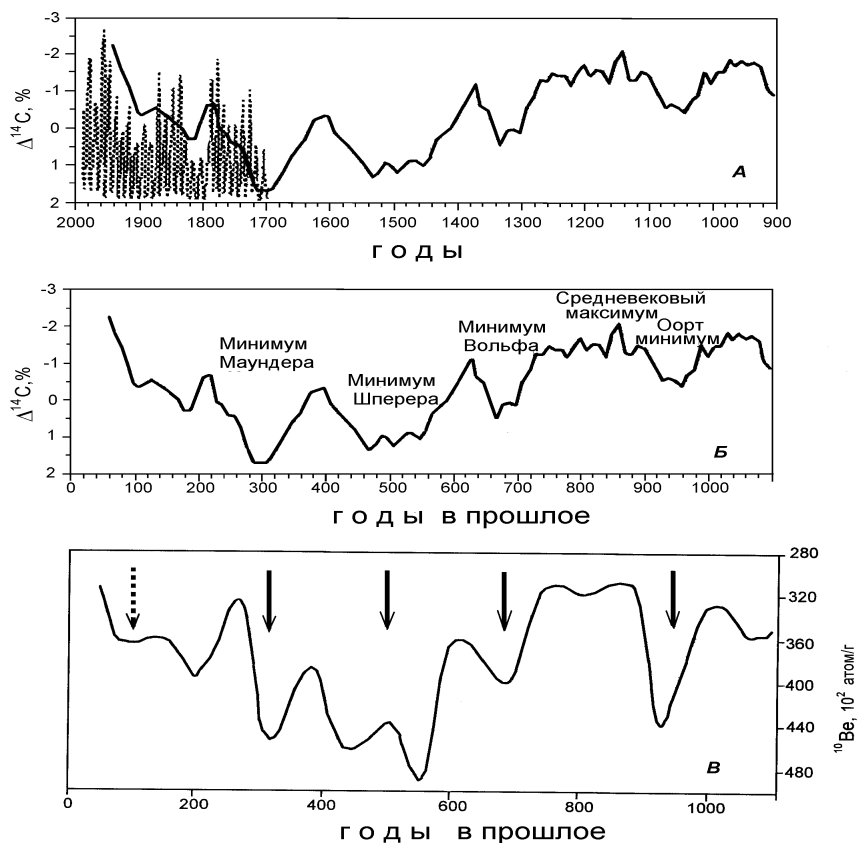
Расширив временной интервал до 1500 г., авторы пришли к выводу, что, кроме 11-летней модуляции, для которой разработана модуляционная теория, космические лучи в окрестности Земли подвергнуты механизму долговременной модуляции со временем релаксации  $\geq 200$  лет, механизм которой не укладывается в рамки модуляционной теории, разработанной для 11-летнего солнечного цикла.

В  $\Delta^{14}\text{C}$ , полученной из измерений активности  $^{14}\text{C}$  в образцах известного возраста, найдено несколько периодов, которые интерпретируются в зависимости от изменяющейся СА. Кроме известных солнечных циклов Швабе, Хейла и Глайсберга, выделенные в радиоуглеродных данных  $\sim 200$ - $210$ -летний и  $\sim 2200$ - $2400$  лет, по-видимому, имеют солнечное происхождение [3-6 и др.]. Если сигналы 11- и 80-90-летних циклов солнечной природы в  $\Delta^{14}\text{C}$  подтверждаются как прямыми, так и косвенными историческими данными, то на солнечную природу  $\sim 200$ -летнего цикла в радиоуглеродных данных, кроме непротиворечивого физического объяснения этого цикла долговременной солнечной

модуляцией потока галактической космических лучей, указывает факт совпадения максимумов  $\Delta^{14}\text{C}$  в эпохи экстремально низкой СА: Маундера (1645-1715 гг.) и Шперера (1400-1510 гг.). В эпохи максимумов СА  $\Delta^{14}\text{C}$  должна уменьшаться, что и прослеживается для известного средневекового максимума СА. Следует отметить, что остается мало исследованным возможный вклад изменчивости климата в  $\sim 200$ -летнюю цикличность изменения  $\Delta^{14}\text{C}$  в атмосфере Земли.

Имеющиеся данные по  $\Delta^{14}\text{C}$  за большой интервал времени [7] позволяют детально исследовать проявления солнечных процессов. 210-летний цикл прослежен в длинных рядах таких данных (например, [8]). Этот цикл был прослежен и по результатам спектрального анализ данных измерений  $^{10}\text{Be}$  в кернах льда в южном полушарии [9] за последние  $\sim 1000$  лет (Южный полюс, Антарктида) и в северном полушарии [10] за такой же временной интервал (станция Дуге 3, Гренландия). Из сравнения данных по концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев и  $^{10}\text{Be}$  в слоях льда в течение последнего тысячелетия авторы [11] пришли к выводу о доминирующей роли солнечной модуляции на скорость образования указанных нуклидов. Недавно удалось получить данные хорошего разрешения по концентрации  $^{14}\text{C}$  на интервале времени, где отсутствуют дендроданные и который характеризуется резкими климатическими изменениями: это интервал перехода от последнего оледенения к голоценовой эпохе. В работе [12] определялась  $\Delta^{14}\text{C}$  в образцах (с временным разрешением 20-30 лет) слоистых отложений позднего оледенения из двух озер в Польше на временном интервале от 14455 до 10870 лет. Обнаруженные регулярные осцилляции  $\Delta^{14}\text{C}$  с периодом от 200 до 230 лет подтверждены спектральными методами быстрого фурье-преобразования и максимальной энтропии.

Наиболее детально измерена  $\Delta^{14}\text{C}$  для последнего тысячелетия (для ближайших примерно 500 лет имеются годовые данные). Рассмотрение реконструкции  $\Delta^{14}\text{C}$  (рис. 3А, Б) показывает, что высокий уровень  $^{14}\text{C}$  прослеживается не только во время минимумов СА Маундера и Шпёрера, но также имеются пики в образовании  $^{14}\text{C}$  в окрестности приблизительно 1300 и 1050 гг. Сейчас считается, что и эти два периода увеличенного образования  $^{14}\text{C}$  связаны также с периодами экстремально низкой СА, названными минимумами Вольфа и Оорта, соответственно. Как видно на рис. 3, чередование высоких уровней  $^{14}\text{C}$ , а, следовательно, и низких уровней СА происходит с периодичностью приблизительно в 200 лет. Та же самая закономерность прослеживается на рис. 2В и в данных  $^{10}\text{Be}$  [10].



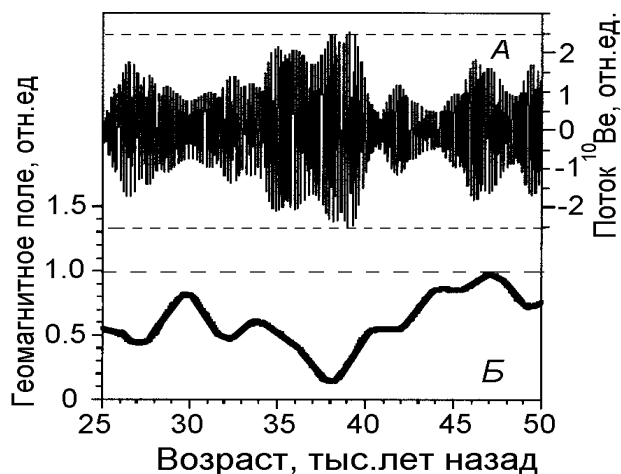
**Рис.3.** Измеренные концентрации  $^{14}\text{C}$  (А,Б) и  $^{10}\text{Be}$  (В) в образцах известного возраста для последних 1100 лет и экстремумы в изменении СА.

На рис. 3А штриховыми линиями показаны относительные амплитуды изменения числа Вольфа за наблюдательный период и амплитуда изменений  $\Delta^{14}\text{C}$  с 900 по 2000 гг. нашей эры; на рис. 3Б проведено сопоставление изменений  $\Delta^{14}\text{C}$  с глубокими минимумами СА; на рис. 1В приведены изменения концентрации  $^{10}\text{Be}$  за указанный периоды (стрелками отмечены соответствующие рис. 3Б минимумы СА). Для удобства сопоставления шкалы для  $\Delta^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  инвертированы. Заметим также, что кривые  $\Delta^{14}\text{C}$  должны отставать от изменения СА из-за того, что  $^{14}\text{C}$  после образования в земной атмосфере участвует в обменных процессах, как было указано выше, до отложения его в архив. Как видно на рис. 3, циклы в минимумах солнечных пятен (максимумы  $\Delta^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ ) в течение последнего тысячелетия повторяются с периодом приблизительно 200 лет.

Поскольку с изменением климата должны меняться и параметры обменных резервуаров, в которые попадает  $^{14}\text{C}$ , возникает вопрос, а каков вклад в  $\sim 200$ -летний радиоуглеродный цикл может составлять климатическая причина. Чтобы отделить эффект климатического воздействия на изменение  $\Delta^{14}\text{C}$  от эффекта, обусловленного солнечным воздействием, нужно сравнить временные ряды данных по потокам  $^{10}\text{Be}$  и  $\Delta^{14}\text{C}$ , поскольку относительные изменения скоростей образования этих

космогенных нуклидов подобны, в то время как поведение их в обменном резервуаре различно.

В данных  $^{10}\text{Be}$  из керна льда со станции Summit (Центральная Гренландия) при среднем временном разрешении образцов в 45 лет для межледниковой эпохи от 25000 до 50000 лет до настоящего времени, используя различные спектральные методы анализа, авторы [13] выделили доминирующий период  $205 \pm 5$  лет (Рис.4).



**Рис. 4.** Изменение амплитуды 205-летнего цикла изменения потока  $^{10}\text{Be}$  в зависимости от напряженности геомагнитного поля.

Рис. 4 показывает изменение амплитуды (относительные единицы) 205-летнего цикла (4А), полученного фильтрацией полосы пропускания потока  $^{10}\text{Be}$  ( $215 \leq 1/\tau \leq 195$  лет) на временном интервале от 25 до 50 тысяч лет от современности в зависимости от напряженности (относительно современного уровня) геомагнитного поля (4Б), основанной на измерениях остаточной намагниченности в кернах отложений Атлантического океана [14]. Данные для поля получены фильтрацией полосы пропускания (пороговая частота равна  $1/3000$  лет $^{-1}$ , чтобы получить временное разрешение, сопоставимое с огибающей фильтрованной частоты пропускания  $^{10}\text{Be}$  потока).

Возникает вопрос: имеет ли этот цикл солнечное или климатическое происхождение? Поскольку, как указано выше, можно считать, что поток  $^{10}\text{Be}$  отражает среднюю глобальную скорость образования  $^{10}\text{Be}$ , то, имея кривую изменения геомагнитного поля, указанную на рис 4Б, можно определить природу модуляции выделенного 205-летнего цикла, поскольку скорость образования космогенных радионуклидов в земной атмосфере модулируется только солнечным и земным магнетизмом подобным образом. Как видно на рис. 4, в течение минимальной напряженности магнитного поля около 38 тысяч лет назад амплитуда 205-летнего цикла значительно выше, чем в течение периодов времени, когда напряженность геомагнитного поля была подобна современной. Принимая во внимание, что амплитуда циклов СА изменяясь во времени, меняет

амплитуду скорости образования космогенных нуклидов, согласие между огибающей амплитуды 205-летнего цикла (рис. 4А) и напряженностью геомагнитного поля (рис. 4Б) хорошее. Эта геомагнитная модуляция амплитуды космогенного  $^{10}\text{Be}$  строго указывает на солнечное происхождение выделенной периодичности в 205 лет в потоке  $^{10}\text{Be}$ , т.е. этот цикл обусловлен солнечной модуляцией галактических космических лучей.

Эти данные свидетельствуют, что характер изменения СА в интервале от 25 тысяч до 50 тысяч лет не отличается от картины солнечной изменчивости, преобладающей в течение последних нескольких столетий. А столь постоянная длина этого 205-летнего цикла позволяет использовать его в качестве датировки климатических архивов.

### **Детектирование ~200-летнего цикла в палеоклиматических данных**

Солнце является главным источником энергии на Земле, которая управляет климатической системой. Однако физические процессы, ответственные за изменения в солнечном излучении, и в особенности долговременные изменения, до сих пор плохо поняты. Это касается и функции отклика климатической системы на солнечное воздействие. Если долговременные изменения солнечного излучения следуют в фазе с долговременными изменениями СА, как это имеет место для двух последних циклов [15], тогда дальнейшее доказательство связи между изменяющейся во времени СА и климатом может быть прослежено в различных палеоклиматических данных.

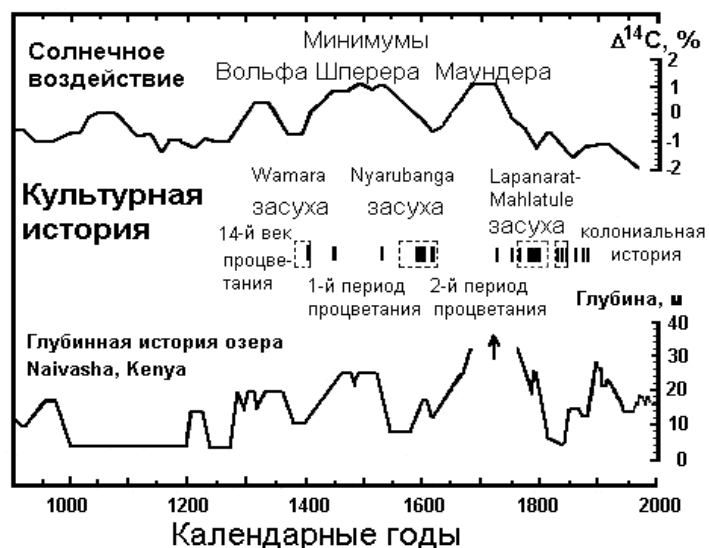
Из-за ограниченности во времени прямых температурных измерений – одной из главных характеристик климата - трудно установить долговременные тренды в ее изменении. Критически важными для реконструкции полной области температурной изменчивости в течение тысячелетий являются кольца деревьев. К сожалению, в большинстве данных дендрохронологические ряды покрывают всего несколько столетий и не содержат климатических вариаций с периодами, превышающими сотни лет. Кроме того, как правило, дендрохронологи обычно устраняют долговременные тренды в изменении ширины годичных колец путем сглаживания рядов и после этого изучают изменения в индексах прироста.

По-видимому, впервые свидетельство о существовании длинных и сверхдлинных циклов в изменении ширины колец деревьев были получены в работе [16]: 200-летний цикл был обнаружен в длинной последовательности изменения ширины колец высокогорной остистой сосны, покрывающий временной интервал более 5000 лет (от 3405 г. до нашей эры до 1885 г.н.э.). В недавней работе [17] путем анализа данных изменения прироста годичных колец деревьев, взятых из 14 различных регионов земного шара в северном полушарии, были реконструированы

долговременные тренды изменчивости за последнее тысячелетие и выделены циклы продолжительностью от ~20 до ~200 лет. А дендрохронологическое исследование ископаемых колец [18], произрастающих в Чили 50 тысяч лет назад, показало, что климат в тот период был подобен современному при ~200-летней изменчивости прироста колец.

Первое недвусмысленное доказательство роли изменения климата в коллапсе классической цивилизации майя [19] было получено из изучения озерных отложений, которые хорошо зафиксировали резкий сдвиг к более засушливым условиям в центральной части Мексики между 1300 и 1100 гг. назад (800-1000 годы). Анализ состава отложений и изотопного состава оболочек остракод, сохранившихся в ядрах отложений из двух закрытых озер в центральной части Юкатанского полуострова указал на то, что регион подвергался устойчивым засушливым условиям с периодом ~200-лет, и один из наиболее засушливых периодов оказался вблизи 1200 лет назад (около 900 года). Реконструкция климатической истории этого региона по данным ядер озерных отложений для последних 2600 лет была продолжена в работе [20]. Авторы установили, что в выпадении осадков проявляется четко повторяемая картина засух с периодом в 208 лет, подобным регистрируемому в скорости образования космогенных изотопов, и сделали вывод о солнечной природе засух в этом регионе.

Недавно в работе [21] было доказано, что картина изменения климата с циклом около 200 лет имела место и в экваториальных регионах Восточной Африки (озеро Naivasha в Кении). Анализируя палеолимнологические данные озерных отложений в течение последних 1100 лет: стратиграфию осадка, видовой состав ископаемых диатомовых водорослей и мошек, авторы реконструировали изменение глубины и солености озера и установили три продолжительных периода засух: 1390-1420 гг., 1560-1625 гг. и 1760-1840 гг. Имеется высокая корреляция между изменениями глубины озера и изменением  $\Delta^{14}\text{C}$ . Выявленные периоды засух поразительно точно согласуются с данными  $^{14}\text{C}$ : они попадают в промежутки между эпохами экстремально низкой  $\text{C}\delta$  Вольфа, Шперера, Маундера, т.е. приходятся по повышенный уровень  $\text{C}\delta$  (рис. 5). Таким образом, эти данные подтверждают присутствие больших климатических аномалий, связанных с деятельностью Солнца. Авторы также нашли сильные хронологические связи между реконструированной историей долговременных изменений количества осадков и доколониальной культурной историей восточной Африки, зарегистрированной в документах и устной традиции. Это показывает важность детальных знаний о естественных долговременных флуктуациях выпадения количества осадков для социо-экономического развития человечества.



**Рис. 5.** Сравнение между изменениями уровня озера в экваториальной части Африки, полученными из хорошо датированных отложений, периодами засух, сопровождающимися коллапсом культур, и изменениями концентрации радиоуглерода, являющейся косвенным показателем СА.

Присутствие периодичности  $200 \pm 20$  лет было найдено в изменении интенсивности индийских муссонов по данным исследований керн отложений из Арабского моря [22]. Авторы обнаружили, что интенсивность муссонов уменьшается в периоды солнечных минимумов и пришли к выводу о том, что основной причиной этого изменения в течение последнего тысячелетия является солнечное влияние.

Региональная изменчивость тропического климата в течение последнего ледникового цикла по данным из керн льда, взятого на Тибетском плато Qinghai, исследовалась в работе [23]. В детально исследованном интервале времени между 15 и 35 тысячами лет назад, охватывающем окрестность последнего оледенения, выделено около 100 осцилляций  $\delta^{18}\text{O}$  различной амплитудой и средним периодом 200 лет; многочисленные  $\sim 200$ -летние осцилляции были прослежены и в данных изменения пыли, уровнях  $\text{NH}_4^+$ ,  $\text{NO}_3^-$ , отражающих изменения температуры и атмосферной циркуляции.

$200$ -летние климатические циклы были также прослежены по косвенным биологическим данным из морских кернов, взятых на Антарктическом полуострове [24]. Подобные доказательства сейчас можно найти из многих частей мира. Следует отметить, что из имеющихся данных можно сделать вывод о параллельности, но синхронности изменений климата, что связано с региональными особенностями и, следовательно, различным откликом на внешнее воздействие. Чтобы проследить четкую картину временной и пространственной когерентности этих вариаций, необходим лучший хронологический контроль.



## Выводы

Из анализа изменения скорости образования  $^{14}\text{C}$  в течение последних более 10 тысяч лет и  $^{10}\text{Be}$  в интервале от 25 тысяч до 50 тысяч лет следует, что картина солнечного воздействия на уровень космогенных нуклидов не отличается от картины солнечной изменчивости, преобладающей в течение последних нескольких столетий.

Примерно 200-летняя картина изменчивости климата, полученная из различных регионов земного шара, свидетельствует о том, что она должна быть глобальным явлением. Следовательно, очень возможно, что солнечные эффекты играют много большую роль в определении климатического состояния Земли, чем это типично утверждается теми, кто объясняет наблюдаемое возрастание поверхностной температуры, главным образом, за счет увеличения в атмосфере углекислого газа. Таким образом, на тренд изменчивости естественной климатической системы, определяемый функцией астрономического воздействия на орбитальные параметры Земли (эксцентриситет, наклонение, прецессия), накладывается воздействие солнечной активности и космических лучей. По-видимому, внешнее воздействие является триггером для последующего развития процессов внутри климатической системы, с учетом откликов различных процессов, формирующих климат на той или иной стадии.

Исследования, связанные с установлением закономерностей изменения СА и климата в прошлом, имеет первостепенное значение как для углубления нашего понимания основных механизмов, управляющих солнечной активностью, так и для выяснения возможных сценариев изменения климата, с целью предусмотреть меры от разрушительных последствий резких климатических изменений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 00-09-64921), ИНТАС (грант 97-31008) и Нидерландской организации научных исследований (NWO, проект 047.009.005).

## Список литературы

1. Basilevskaya G.A. // Space Science Review. 2000. V. 94. P. 25-38.
2. McCracken K.G., McDonald F.B. // Proc. of ICRC 2001: 3753 © Copernicus Gesellschaft 2001. P. 1-4.
3. Дергачев В.А., Векслер В.С. Применение радиоуглеродного метода для изучения природной среды прошлого. Ленинград: Изд-во ФТИ АН СССР 1991. 258с.
4. Damon P.E. and Sonett C.P. In The Sun in Time. Tucson, The University of Arizona Press. 1992. P. 360-388.
5. Stuiver M., Braziunas T.F. // The Holocene. 1993. V. 3. P. 289-305.
6. Dergachev V.A., Chistyakov V.F. // Radiocarbon. 1995. V. 37. P. 417-424.

7. Stuiver M., Reimer P.J. and Braziunas T.F. // Radiocarbon. 1998. V. 40, P. 1127-1151.
8. Васильев С.С, Дергачев В.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т.35. № 5. С. 147-151.
9. Raisbeck G. M. et al. // Phil. Trans. R. Soc. London. 1990. V. A 330. P. 65-72.
10. Beer J. et al. In The solar engine and its influence on terrestrial atmosphere and climate, Springer-Verlag, Berlin, 1994. P. 221-233.
11. Bard E. et al. //Earth Planet. Sci. Lett. 1997. V. 150. P. 453-462.
12. Goslar T., Tisnéral-Laborde N., Paterne M. // Radiocarbon. 2001. V. 43. P. 339-344.
13. Wagner G. et al. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 303-306.
14. Laj C. et al. // Phil. Trans. R. Soc. London. 2000. V. A358. P. 1009-1025.
15. Fröhlich C. and Lean J. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 4377-4380.
16. Sonett C.P. and Suess H.E. // Nature. 1984. V. 307. P. 141-143.
17. Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H. // Science. 2002. V. 295. P. 2250-2253.
18. Roig, F. A. et al. // Nature. 2001. V. 410. P. 567 - 570.
19. Hodell D.A., Curtis J.H., Brenner M. // Nature. 1995. V. 375. P.391-394.
20. Hodell D.A. et al. // Science. 2001. V. 292. P. 1367-1370.
21. Verschuren D., Laird K., Cumming B. // Nature. 2000. V. 403. P. 410-413.
22. Agnihotri R. et al. // Earth Planet. Sci. Lett. 2002. In press.
23. Thompson L.G. et al. // Science. 1997. V. 276, P.1821-1825.
24. Leventer A. et al. // Geol. Soc. Am. Bull. 1996. V.108. P.1626-1644.

## **ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ С ПОМОЩЬЮ МОД КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА**

**Иванов В.Г., Милецкий Е.В.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; ivanovv@gao.spb.ru*

### **Abstract**

The paper investigates possibility of representation of some solar activity and space weather indices variations by means of models, which include as input variables energetic characteristics of large-scale solar magnetic field. The models are constructed for 21 and 22 solar cycles for solar rotation means of the indices.

The results of the modeling show that “sunspot-and-flare-like” indices can be represented by rather accurate models with use of as few as three characteristics of the magnetic field. Increasing of the magnetic field specification (set of 18 characteristics) leads, as a rule, to small advance in the model quality. But even in the case of such an advance, the obtained optimal models contain not more than three-five corresponding modes of the magnetic field (usually of high order). Such a representation for coronal holes and polar faculae indices proves to be less accurate. For space weather indices the representation has tolerable accuracy for cosmic ray flux and interplanetary magnetic field models.

За последние десятилетия были получены данные, характеризующие параметры глобального (крупномасштабного) магнитного поля Солнца (ГМП) [1]. В то же время, для описания физических явлений, происходящих в солнечной и межпланетной средах, принято использовать характеристики (индексы), которые отражают различные стороны этих явлений и служат оценками уровня солнечной активности и состояния околоземного космического пространства (космической погоды). В результате ряда исследований [2-6] было установлено, что параметры ГМП в той или иной степени связаны со многими из этих характеристик.

Цель настоящей работы заключается в исследовании возможности построения количественных соотношений, связывающих различные индексы солнечной активности и параметры космической погоды, с энергетическими модами ГМП.

В качестве исходных данных для описания ГМП мы использовали коэффициенты разложения по сферическим гармоникам  $Y_{lm}$ , взятые на сервере обсерватории Вилкокса Стэндфордского университета [7]. Эти коэффициенты были получены на основе наблюдений продольной компоненты фотосферного магнитного поля Солнца. Для каждого из 241 солнечного оборота за период 1976-1994 гг. были взяты коэффициенты

разложения  $g_{lm}$  и  $h_{lm}$  при  $0 < l \leq 9$ ,  $0 \leq m \leq l$ . Общее количество рядов, таким образом, равнялось 101. Однако оказалось, что коэффициенты гармоник с близкими значениями азимутального числа  $m$ , как правило, хорошо коррелируют между собой. Поэтому мы уменьшили число характеристик ГМП, включаемых в качестве входных переменных в соотношения (модели) до 18, выбрав в качестве них мощности зональных  $P_{0l} = g_{l0}^2$  и незональных  $P_l = \sum_{m=1}^l (g_{lm}^2 + h_{lm}^2)$  гармоник (мод) магнитного поля.

Предполагается, что они с достаточной для наших целей степенью детальности описывают как величину, так и пространственную структуру ГМП.

В качестве выходных параметров моделей  $X^{(i)}$  нами были выбраны пооборотные средние значения 13-ти таких солнечных, межпланетных и геофизических индексов как - число Вольфа ( $W$ ), поток радиоизлучения на частоте 2.8 GHz ( $R2800$ ), суммарная площадь солнечных пятен ( $SA$ ), вспышечный индекс ( $FLA$ ), интенсивность низкоширотной зеленой короны ( $CorL$ ), число экваториальных ( $ECH$ ) и высокоширотных ( $PCH$ ) корональных дыр, квадрат напряженности магнитного поля Солнца как звезды ( $MSAS$ ), число полярных факелов ( $PF$ ), модуль напряженности межпланетного магнитного поля ( $IMF$ ), поток космических лучей ( $CLI$ ), скорость солнечного ветра ( $FSE$ ) и геомагнитный  $aa$ -индекс ( $AA$ ).

Модель, представляющая выбранные выходные индексы с помощью комбинации мод ГМП оптимальным (в смысле некоторого критерия) образом искалась в виде линейного уравнения. В простейшей постановке задача обычно сводится к поиску коэффициентов линейной модели вида:

$$Y^{(i)} = \sum_{l=1}^{18} (A_l^{(i)} P_{0l} + B_l^{(i)} P_l),$$

минимизирующих среднеквадратичное отклонение получаемого выходного индекса  $Y^{(i)}$  от исходного  $\Delta = \langle (Y^{(i)} - X^{(i)})^2 \rangle$ , взятое по полной длине ряда. Однако подобный простой подход не позволяет отделить входные переменные, которые необходимы для представления выходного ряда, от переменных, которые не улучшают качество модели. Поэтому мы применили алгоритм, основанный на идеях теории самоорганизации сложных моделей [5, 6, 8-10]. Согласно этому алгоритму, полные ряды входных и выходных переменных разбиваются на две равные части. Коэффициенты линейной модели ищутся таким образом, чтобы минимизировать квадратичное отклонение на первой половине ряда, а критерием качества модели считается квадратичное отклонение  $\Delta_a$  на

второй его половине. Затем коэффициенты ищутся по второй части ряда, а отклонение  $\Delta_b$  считается на первой.

### R2800

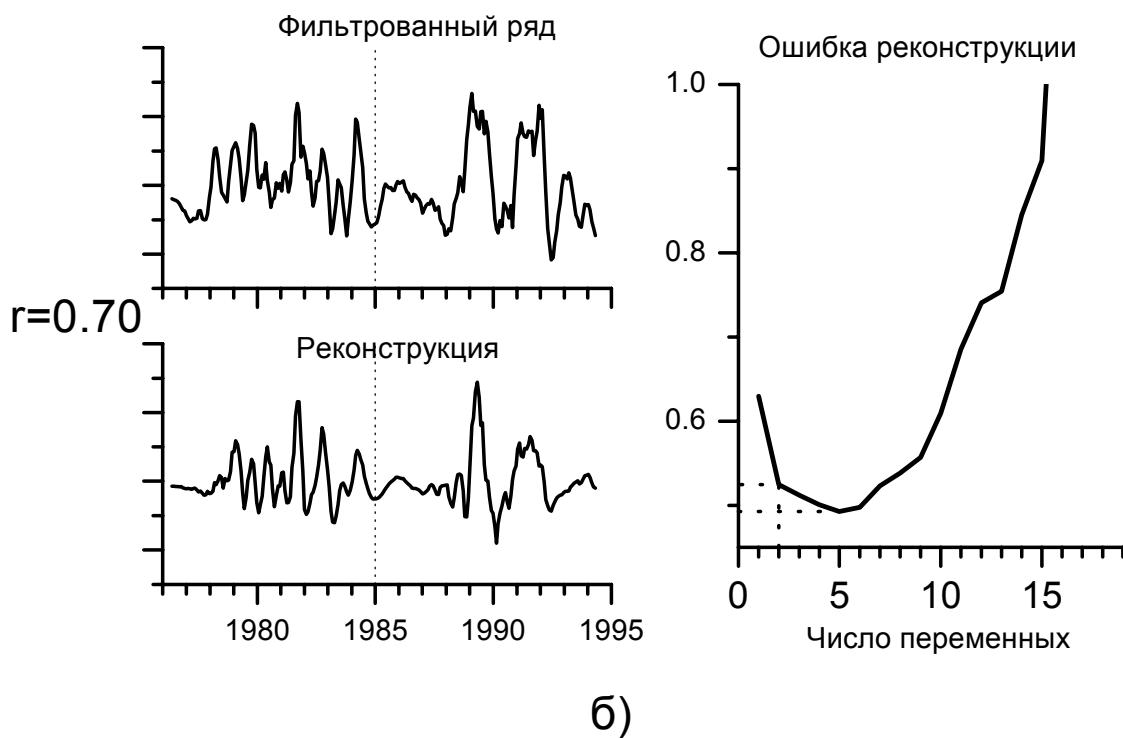
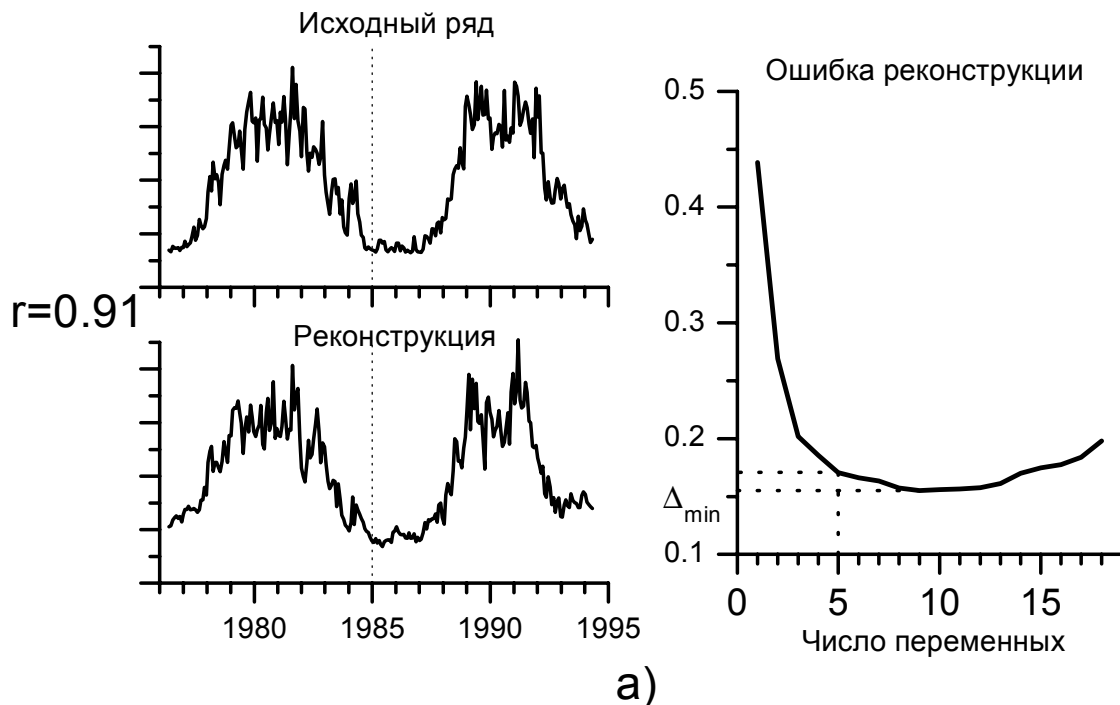


Рис. 1.

Наконец, критерием качества модели («ошибкой реконструкции») назовем  $\Delta = (\Delta_a + \Delta_b)/2$ . Выберем теперь модель с одним входным параметром, которая характеризуется минимальной ошибкой  $\Delta(1)$ . Будем последовательно добавлять к модели входные параметры, причем выбирать в качестве  $n$ -го параметра тот, после добавления которого, ошибка реконструкции  $\Delta(n)$  также является наименьшей из возможных.

Характерный вид функции  $\Delta(n)$  приведен на рис.1а справа (в качестве примера выбран индекс *R2800*). Видно, что она имеет минимум, который соответствует оптимальному числу входных параметров, необходимых для реконструкции. Таким образом, согласно терминологии, принятой в теории самоорганизации [8-10], мы имеем «внешний критерий» качества модели, который позволяет избежать ее переусложнения.

Так как вблизи минимума  $\Delta_{\min}$  функция ошибки  $\Delta(n)$  иногда бывает довольно пологой, то мы дополнительно снижали количество входных переменных, отступая от минимума влево до точки, в которой значение функции равно  $1.1 \Delta_{\min}$ .

С помощью описанной процедуры были получены оптимальные модели, реконструирующие 13 выбранных индексов. Кроме того, мы проделали ту же процедуру для фильтрованных рядов, из которых были убраны вариации с временными масштабами более 2.5 лет (и подавлена, таким образом, 11-летняя цикличность). Поведение ошибки реконструкции для фильтрованного индекса показано на рис.1б, а характеристики моделей для всех исследуемых индексов — на рис.2. На последнем рисунке черные прямоугольники в вертикальных колонках указывает величину коэффициента линейной регрессии для соответствующего входного параметра, штрихованные прямоугольники соответствуют фильтрованным индексам, справа указаны коэффициенты корреляции между исходным и реконструированным индексом для исходных и фильтрованных (в скобках) индексов.

Из рассмотрения рис.2 следует, что для рядов исходных данных (при доминировании 11-летней цикличности) индексы, временной ход которых в целом согласуется с пятенной активностью (*W*, *R2800*, *SA*, *FLA* и *CorL*) хорошо (коэффициенты корреляции (*КК*) 0.8-0.9) представимы в виде линейных комбинаций небольшого числа мод ГМП. При этом существенный вклад в модели для этих индексов вносят, кроме незональных мод высоких порядков, зональные моды низких порядков, и, в частности, «дипольная»  $P_{10}$ , которая антикоррелирует с 11-летним циклом пятен. При устранении 11-летней составляющей точность моделей для этих индексов несколько снижается, и основной вклад вносят незональные моды высоких порядков. Таким образом, можно сделать вывод, что особенности 11-летней составляющей пятенной и связанных с ней видов активности согласуются с поведением зональных мод низких порядков, причем в противофазе с дипольной и октупольной модами и в

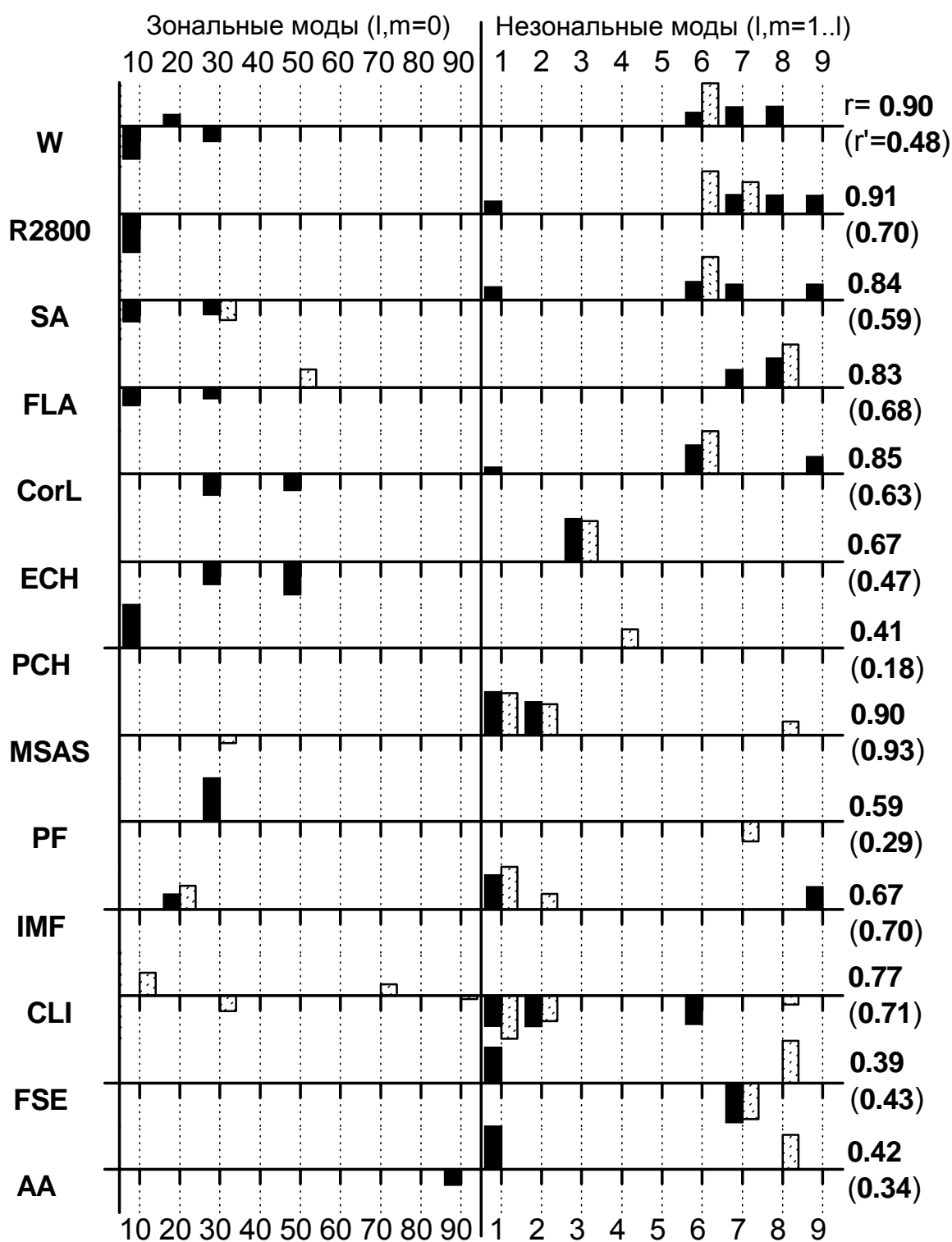


Рис. 2.

фазе с квадрупольной, а короткопериодические вариации этих типов активности согласуются с эволюцией незональных мод высоких порядков.

Как видно из рис. 2, положительно коррелированными с дипольной и октупольной модами оказались соответственно индексы числа высокоширотных корональных дыр ( $PCN$ ) и полярных факелов ( $PF$ ). Это хорошо согласуется с тем фактом, что 11-летняя цикличность в вариациях этих индексов находится в противофазе с 11-летним циклом пятенной активности. Интересным оказался результат моделирования для индекса напряженности магнитного поля Солнца как звезды ( $MSAS$ ). Оказалось, что он, главным образом, хорошо отражает ( $KK=0.90$ ) только поведение незональных мод низких порядков. Отметим, что при удалении 11-летней составляющей состав мод в модели почти не изменился, а ее точность даже повысилась.

Что касается индексов-характеристик космической погоды, то оказалось, что незональная мода первого порядка  $P_1$ , ( $l=1, m=1$ ) вносит существенный вклад в модели для модуля напряженности межпланетного магнитного поля ( $IMF$ ), скорости солнечного ветра ( $FSE$ ) и геомагнитного  $aa$ -индекса ( $AA$ ). Однако точность моделей для двух последних оказалась невысокой. Это, по всей вероятности, обусловлено тем обстоятельством, что индексы  $FSE$  и  $AA$  существенным образом зависят от других неучтенных факторов, связанных с геоэффективностью солнечных событий. В модели, представляющие поток космических лучей ( $CLL$ ), незональные моды низких порядков также вносят существенный вклад, но входят они туда с отрицательными коэффициентами.

Несмотря на то, что мы уменьшили количество энергетических параметров ГМП Солнца, используемых в качестве входных параметров со 101 до 18, они все же не являются независимыми. Чтобы выделить группы индексов с качественно различным поведением, был проведен кластерный анализ этих индексов. В результате было выделено три набора компонент — «квазидипольный» ( $l=1,3, m=0$ ), «промежуточный» ( $l=5, m=0$ ) и «квазиквадрупольный» — составленный из всех оставшихся компонент. Мы выбрали в качестве второго, урезанного набора входных переменных суммы мощностей соответствующих гармоник  $E_{13}$ ,  $E_5$  и  $E_{LM}$ . Поведение этих индексов изображено на рис.3. Как и следовало ожидать,  $E_{LM}$  эволюционирует в фазе с солнечным циклом,  $E_{13}$  — в противофазе,  $E_5$  занимает промежуточное положение.

Характеристики моделей с сокращенным набором входных параметров приведены в Таблице. Для каждого типа индексов (исходных и фильтрованных) в первых трех столбцах даны коэффициенты линейной модели, в четвертом — коэффициент корреляции  $r_E$ , в пятом — изменение корреляции по сравнению с 18-типараметрической моделью.

Модели, полученные для исходных рядов, содержат одну или две переменные и при этом их точность почти для всех индексов (кроме  $AA$  и



FSE) оказывается практически такой же, как и в случае с 18-типараметрическими моделями.

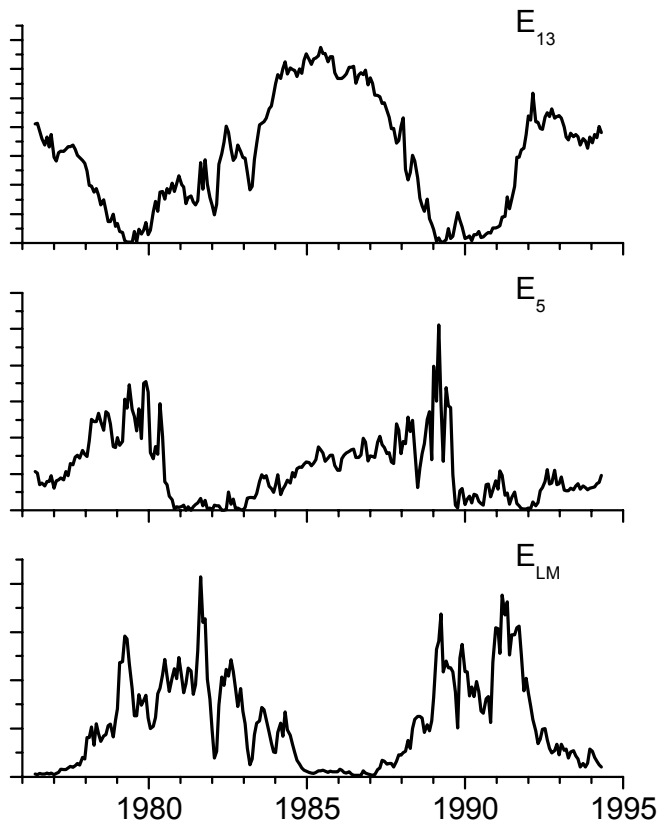


Рис. 3

Для рядов с устраненной 11-летней составляющей точность трехпараметрических моделей для некоторых индексов оказывается существенно ниже. Это можно объяснить тем, что для адекватного описания оставшихся в таких рядах короткопериодических вариаций требуется использование большего числа переменных.

Анализ таблицы для исходных рядов позволяет провести разделение индексов на качественно различные группы.

Таблица

	Исходные ряды					Фильтрованные ряды				
	$E_{13}$	$E_5$	$E_{LM}$	$r_E$	$r_E - r$	$E_{13}$	$E_5$	$E_{LM}$	$R_E$	$r_E - r$
W	-0.43		0.48	0.88	-0.02			0.34	0.38	-0.10
R2800	-0.39		0.56	0.91	0.00			0.50	0.58	-0.12
SA	-0.34		0.51	0.82	-0.02		0.22	0.38	0.53	-0.06
FLA			0.71	0.79	-0.04			0.56	0.64	-0.04
CorL			0.69	0.77	-0.08			0.34	0.39	-0.24
ECH		-0.22	0.52	0.63	-0.04	-0.16			0.20	-0.27
PCH	0.40			0.42	+0.01			0.03	0.04	-0.14
MSAS		-0.19	0.69	0.80	-0.10			0.67	0.75	-0.18
PF	0.56			0.59	0.00			0.21	0.23	-0.06
IMF			0.56	0.62	-0.05			0.31	0.35	-0.35
CLI		0.27	-0.66	0.81	+0.04			-0.37	0.42	-0.29
FSE		-0.11		0.12	-0.27			0.22	0.25	-0.18
AA		-0.21		0.23	-0.19			0.29	0.33	-0.01

К первой (условно назовем ее «квадрупольно-антидипольной») группе можно отнести индексы W, R2800 и SA, ко второй («квадрупольной», близкой к первой) — FLA, CorL и IMF, к третьей («промежуточно-квадрупольной») — ECH, MSAS, и CLI, к четвертой («дипольной») — индексы полярной активности PCN и PF, и, наконец, к последней — индексы космической погоды FSE и AA.

Проведенное исследование показывает, что вариации многих индексов солнечной активности и космической погоды (даже тех, физический смысл которых, не вполне очевиден) можно представить в виде комбинации небольшого числа мод крупномасштабного магнитного поля Солнца, имеющих более ясную физическую интерпретацию. Это позволяет в ряде случаев провести объединение индексов в группы, и на этой основе определить, какому из типов мод этого магнитного поля в большей степени соответствуют индексы той или иной группы.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS 2000-752 и гранта РФФИ 01-07-90289.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hoeksema J.T., Scherrer P.H. / Solar magnetic Field: 1976 –1985, WDCA, Boulder, 1986.
2. Obridko V.N., Shelting B.D. / Solar Phys.1992. V.137. P.167-177.
3. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В. / Труды конфер. "Крупномасштабная структура солнечной активности". СПб. 1999.
4. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В. / Известия ГАО. Т. 215. 2000. С. 69.
5. Милецкий Е.В., Иванов В.Г. /Труды конфер. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля" СПб. 2001.
6. Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А. /Солнечно-земная физика. Вып. 2. (2002). С. 137-139.
7. <http://quake.stanford.edu/~wso/>
8. Farlow, S. J. (ed.), Self-organizing Method in Modeling: GMDH Type Algorithms. Statistics: Textbooks and Monographs, 54, 1984.
9. Madala, H.R., Ivakhnenko, A.G. Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling. CRC Press Inc., Boca Raton, 1994.
10. Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П. Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М. Радио и связь. 1987. 115 С.

## **ЦИКЛИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕЛЕННОЙ КОРОНЫ В ЛИНИИ Fe XIV 5303Å**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; ivanovv@gao.spb.ru*

### **Abstract**

We investigate latitude and time evolution of solar corona, using data series of green corona intensities by Rybansky, Tlatov and Kislovodsk station. It is shown that, besides two known high-latitude and one low-latitude branches, which are observed in evolution of the green corona during 11-year cycle, another high-latitude branch of the corona exists. Comparative analysis of intensity scale uniformity of the three coronal data series is made.

Для исследования корональной активности Солнца чаще всего используются данные об интенсивности зеленой короны (ЗК). Так, уже в 50-е годы было известно [1], что имеются две ветви широтного дрейфа корональных образований: с началом 11-летнего цикла одна из них движется от средних широт к полюсу, а вторая — к экватору. В дальнейшем была обнаружена третья ветвь ЗК (см., например, [2,3,4]), которая зарождается в высоких широтах в максимуме цикла и движется к низким, переходя затем, согласно [2,4], в низкоширотную ветвь следующего цикла. Таким образом, обе эти ветви ЗК как бы создают глобальный цикл продолжительностью в 17-18 лет [2]. При этом, однако, игнорируется ветвь ЗК, которая, как было сказано выше, также зарождается с появлением низкоширотной ветви и движется к полюсу вплоть до максимума следующего цикла, где, как и полярные факелы [5], прекращает свое существование. Кстати, на продленный цикл с появлением групп пятен и окончанием его в высоких широтах в максимуме следующего 11-летнего цикла неоднократно указывалось и ранее [6].

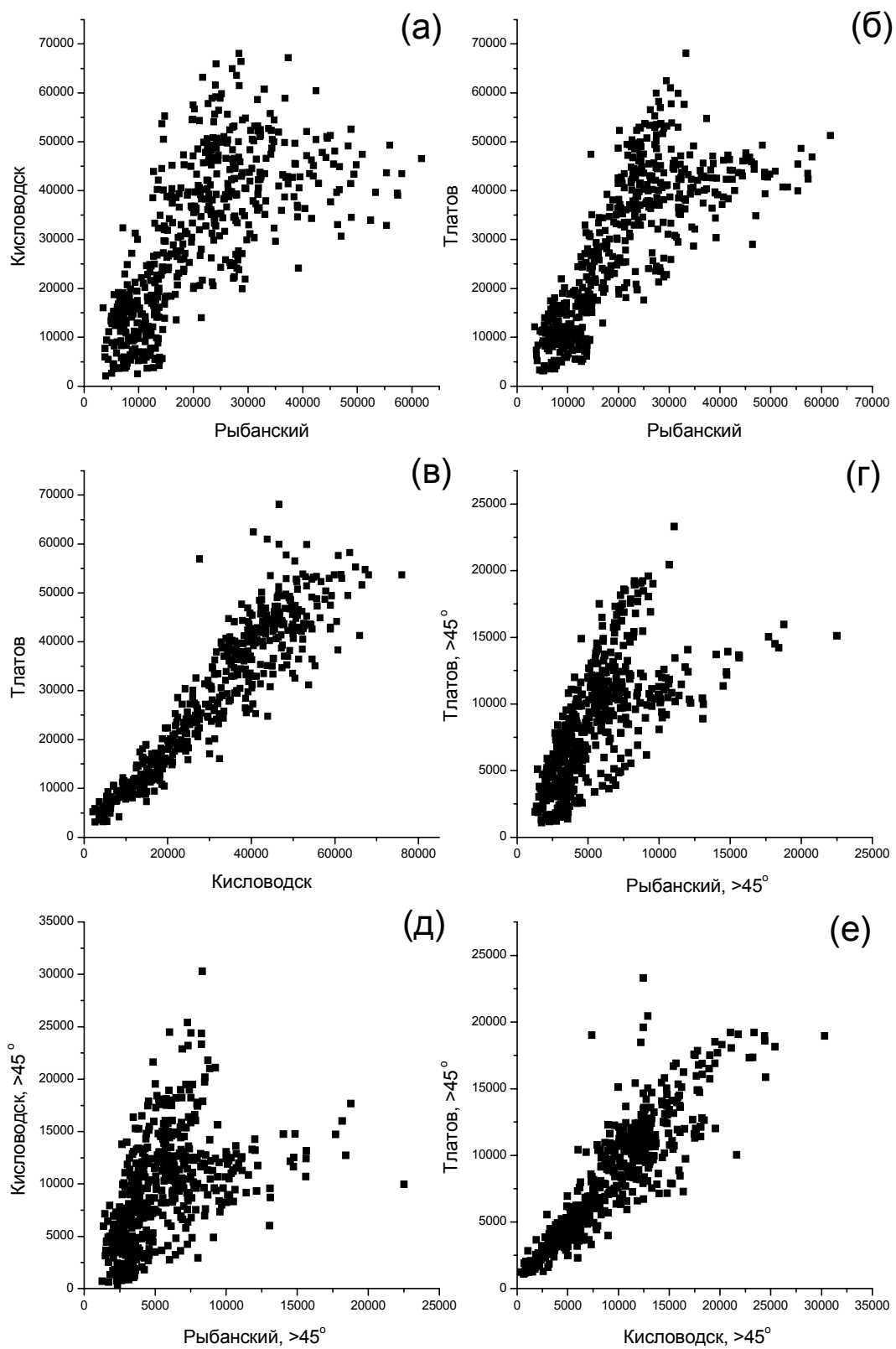
В наших предыдущих работах [3,7] мы рассматривали ход эволюции в короне, используя для этой цели, в частности, сводный каталог ЗК Рыбанского [8]. Однако, как было показано в [9,10], ряды ЗК различных обсерваторий заметно различаются. Поэтому представляло интерес проследить эволюцию ЗК по нескольким каталогам ЗК. Мы остановились на трех, два из которых — сводные ряды зеленой короны (будем называть из сводными рядами Рыбанского и Тлатова), а третий — ряд ЗК кисловодской станции ГАО. Последние два ряда были любезно предоставлены нам А.Г. Тлатовым.

В сводных рядах ЗК за основу обычно берутся данные какой-либо обсерватории, а лакуны заполняются материалами других обсерваторий с приведением интенсивностей ЗК к одной системе. Так, в ряде ЗК Рыбанского за основу были приняты данные наблюдений Ломницкого Штита, а в ряде Тлатова — Кисловодской горной станции. В ряде Рыбанского данные Кисловодской станции использованы менее чем на 15%, т.е. этот ряд и ряд Тлатова могут рассматриваться как почти независимые [9]. При всей тщательности сведения данных к одной системе, фактор усреднения играет заметную роль и приводит к потере деталей, особенно малой интенсивности. Поэтому для обнаружения и исследования возможных тонкостей в распределении ЗК мы использовали непосредственный ряд измерений ЗК Кисловодской станции. К тому же, согласно [10], наиболее стабильными системами интенсивностей ЗК считаются ряды наблюдений Кисловодской станции и Пик дю Миди.

При исследовании корональной активности обычно используются или непосредственные значения интенсивностей ЗК [3,11,12], или найденные по ним плотности локальных максимумов яркости (ЛМЯ) короны [2,7,8]. Мы объединили эти два метода, разбив пооборотные количества ЛМЯ на классы, соответствующие их интенсивностям, причем предварительно данные разных рядов были приведены к общей шкале [7].

Прежде всего, рассмотрим связь между интенсивностями в трех рассматриваемых системах ЗК. Удобно представить эту связь в виде диаграмм, по осям которых отложены интенсивности ЗК в системах двух обсерваторий, а каждая точка соответствует интенсивности за один оборот (рис.1). Как и следовало ожидать, наблюдается хорошее согласие между рядами Тлатова и Кисловодской станции, хотя при переходе от значений малой интенсивности ЗК к большим разброс данных заметно увеличивается (рис.1в). При сравнении рядов данных Тлатова и Рыбанского (рис.1б) эта тенденция к увеличению разброса заметно возрастает, и ход связи между интенсивностями двух рядов при средних и больших значениях приобретает форму двух ветвей. Еще больший разброс наблюдается при сравнении рядов Кисловодской станции и Рыбанского (рис.1а). Как было сказано в [9], причина разветвления (рис.1а,б) связана с тем, что в ряде Рыбанского присутствуют, по крайней мере, две системы интенсивностей. При этом шкалы их заметно отличаются от шкалы Кисловодской станции.

Поскольку нас особенно интересует эволюция ЗК в высоких широтах, мы провели сравнение трех рядов интенсивностей ЗК для широт выше  $45^\circ$  (рис.1г-е). Результаты оказались подобными рис 1а-б, хотя соответствуют значительно меньшим интенсивностям. На их подобие указывает и связь между низко- и высокоширотными интенсивностями ЗК (Табл.1), среднее значение коэффициента корреляции между которыми составляет 0.8–0.9.



**Рис. 1.** «Регрессионные диаграммы» для трех рядов интенсивностей зеленой короны.

Таблица 1. Корреляция между низко- и высокоширотными интенсивностями ЗК для разных рядов.

Годы	Рыбанский	Кисловодск	Тлатов
1943–53	0.75	–	–
1954–64	0.88	0.90	0.94
1965–75	0.64	0.79	0.85
1975–86	0.86	0.86	0.87
1987–97	0.89	0.89	0.88
Весь ряд	0.80	0.84	0.87

Для получения представления о распределении плотностей ЛМЯ ЗК в ходе цикла активности в зависимости от интенсивности ЗК, рассмотрим широтно-временные распределения их плотностей за 1976–1997 гг. для четырех классов интенсивностей (рис.2).

ЛМЯ малых интенсивностей (0–10) во всех трех рядах группируются на низких широтах ( $<20^\circ$ ) вблизи фазы минимума цикла, во временном интервале продолжительностью 2–3 года. В средних широтах полоса активности ЗК несколько увеличивается, а в высоких широтах охватывает почти все фазы цикла. При приближении к эпохе минимума цикла плотности ЛМЯ на высоких широтах явно возрастает. Следует отметить, что число ЛМЯ различается от цикла к циклу. Так, в рядах Кисловодской станции и Тлатова плотности ЛМЯ в эпоху минимума 1974–76 гг. заметно меньше в сравнении с последующими двумя минимумами. Это существенно повлияло на поведение плотностей ЛМЯ средних классов интенсивностей (10–50): завышенные плотности оказались на всех широтах. Особенно это проявляется на ряде Кисловодской станции, для которой ранее нами было обнаружено наличие существенной аномалии плотности ЛМЯ в эпоху 1970–81 гг. [9]. В сводной системе Тлатова эти аномалии заметно слабее. При больших интенсивностях (нижняя панель рис.2) хорошо прослеживается низкоширотная ветвь ЗК. Ее ход примерно соответствует ходу «бабочек Маундер» для солнечных пятен, что естественно, так как интенсивность ЗК в низких широтах отражает величину и мощность активных областей в фотосфере. На это указывает и высокий коэффициент корреляции между числами Вольфа, а также суммарной площадью пятен, и интенсивностью низкоширотной ЗК (более 0.8).

Общая картина широтно-временной циклической эволюции плотностей ЛМЯ за 1976–2001 гг. для трех рассматриваемых систем ЗК представлена на рис.3. Сначала обратимся к сводным рядам Рыбанского и Тлатова (рис.3а,б). В них хорошо прослеживаются три ветви ЗК. Главная особенность ЛМЯ ЗК во всех трех ветвях — свойство образовывать сгущения в виде площадок (холмов) повышенной плотности. Особенно

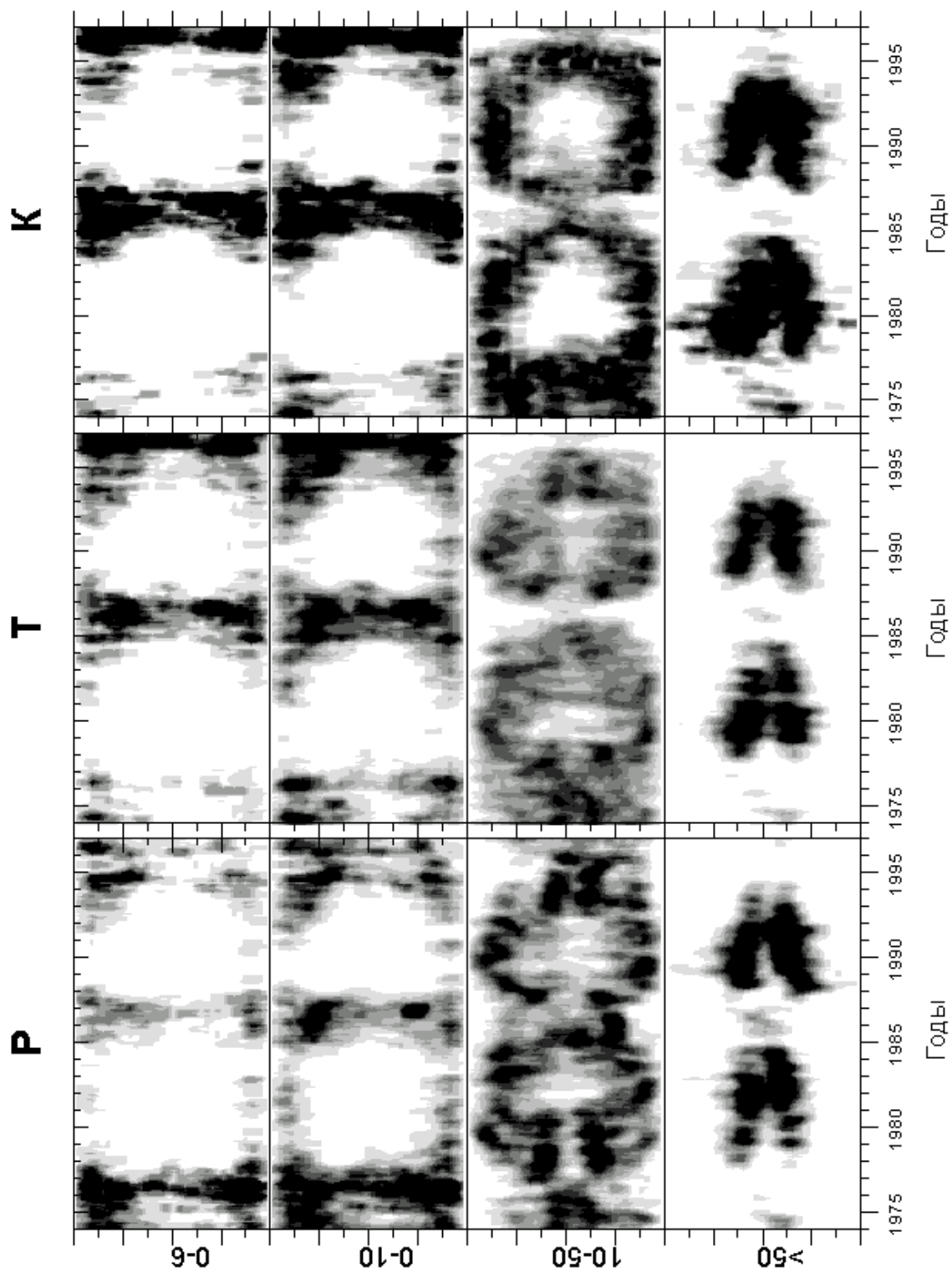


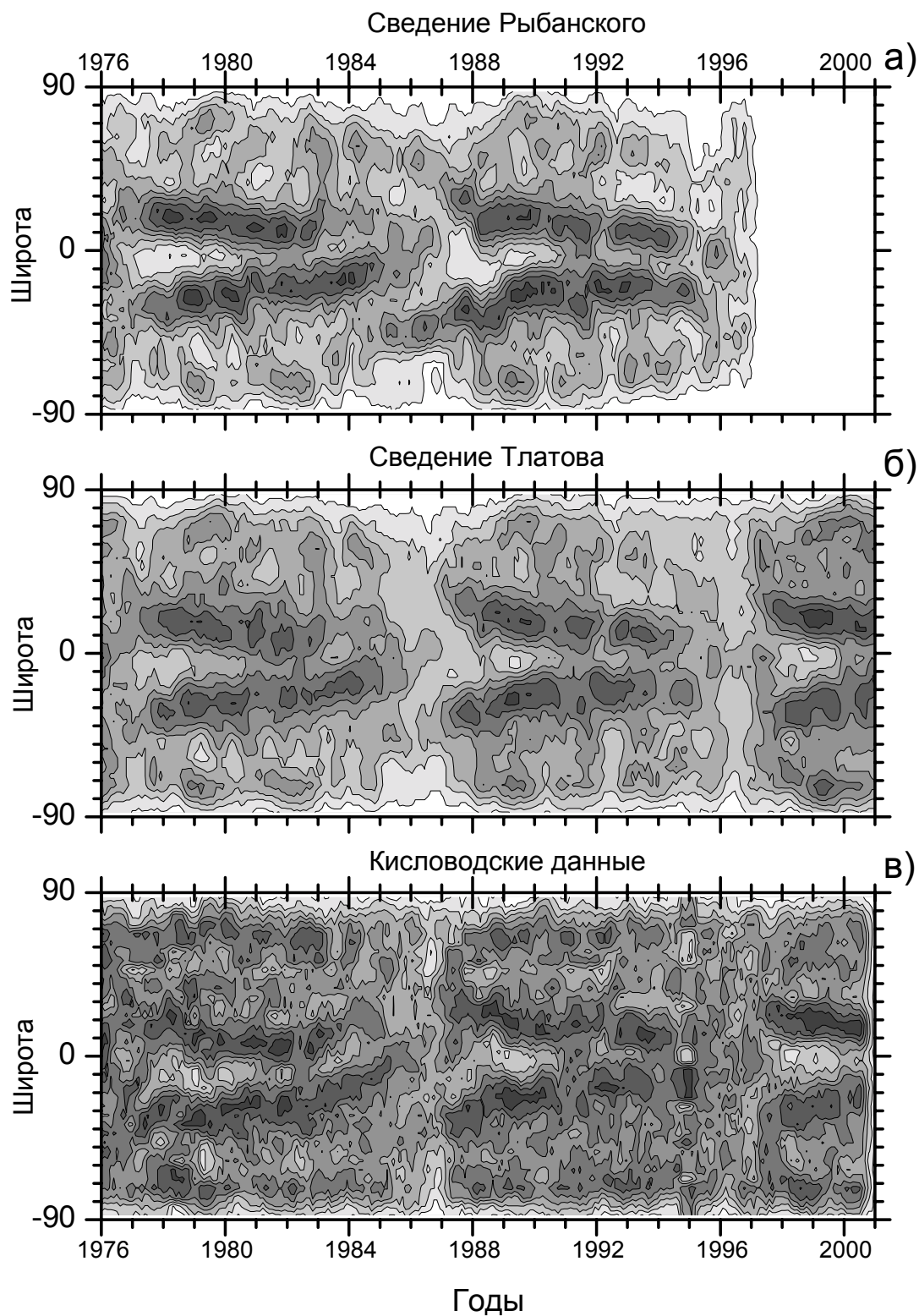
Рис. 2. Диаграммы «широта-время» для интенсивностей ЛМЯ зеленой короны для различных классов интенсивностей по данным рядов Рыбанского (а), Тлатова (б) и Кисловодской станции (в).

ярко это выражено в низкоширотной ветви, где образуются холмы со средними размерами в  $20-25^\circ$  по широте и с характерными промежутками в один-два года между их вершинами.

Как видно из рис.3а,б, в начале 11-летнего цикла активности, вместе с появлением низкоширотной ветви ЗК, которая затем плавно опускается в течение цикла к экватору, начинают расти плотности ЛМЯ первой высокоширотной ветви. Эта ветвь довольно быстро продвигается в полярную область, и к моменту максимума цикла достигает своих наибольших широт ( $70^\circ-80^\circ$ ) и максимальной плотности ЛМЯ. Появление второй высокоширотной ветви ЗК в виде увеличения плотностей ЛМЯ происходит после переполюсовки полярного магнитного поля. Не исключено, однако, что эта ветвь начинается на средних широтах, как это хорошо видно в 21-м цикле. Вторая высокоширотная ветвь ЗК отделена от первой нейтральной линией магнитного поля [7]. В дальнейшем вторая ветвь продолжает существовать в виде дискретных выбросов со средних широт в высокие с максимальной плотностью на вершинах выбросов. Однако через три-четыре года после максимума она начинает быстро опускаться к средним широтам. В период до и в минимуме 11-летнего цикла по данным разных каталогов проявляется некоторое различие в широтно-временном развитии ЗК. Оно состоит в том, что в ряду Тлатова в этот период наблюдается меньше деталей, чем у Рыбанского. Так, по Рыбанскому площадки повышенных плотностей ЛМЯ второй высокоширотной ветви ЗК существуют между 21-м и 22-м циклами вплоть до следующего цикла, и полоса повышенных плотностей ЛМЯ соединяется с началом низкоширотной ветви следующего цикла в обоих полушариях. Такая же картина наблюдается и на широтно-временной карте Альтрока [2], построенной по данным обсерватории Сакраменто Пик. Отсюда этим автором был сделан вывод о существовании продленного цикла, продолжающегося от начала второй высокоширотной ветви ЗК до окончания низкоширотной ветви следующего цикла, т.е. в течение 16–17 лет. Однако заметим, что с таким же успехом из рис.3а можно было бы заключить, что продолжением второй высокоширотной ветви является первая высокоширотная ветвь следующего цикла, оканчивающаяся в максимуме цикла, т.е. что суммарная длина ветвей составляет 10–11 лет. Но такого ярко выраженного перехода одной ветви в другую, как в 21-м цикле, в максимумах других циклов (19,20,21) не наблюдается. К тому же, вторая ветвь ЗК часто оканчивается несколько выше, чем начинается низкоширотная ветвь следующего цикла. На рис.3б, построенном по ряду Тлатова, на фазе минимума в 21-м и 22-м циклах отсутствуют элементы перехода, что, по-видимому, связано с большим усреднением.

В отличие от сводных рядов ЗК (рис.3а,б), на карте широта-время ЗК Кисловодской станции (рис.3в) наблюдается много мелких деталей. При





**Рис. 3.** Диаграммы широтно-временной эволюции плотностей ЛМЯ зеленой короны по данным рядов Рыбанского (а), Тлатова (б), Кисловодской станции (в).

этом, в сравнении с рис.3а,б, общая картина распределения плотностей ЛМЯ ЗК на низких широтах остается похожей. Наибольшие отличия наблюдаются на высоких широтах. А именно, на широтах  $\pm 60^\circ - 70^\circ$  площадки сгущения ЛМЯ присутствуют на протяжении всего 11-летнего цикла, причем плотности ЛМЯ в областях сгущения через 3–4 года после максимума цикла несколько уменьшаются и начинают возрастать снова перед максимумом следующего цикла. При этом в интервале меньших плотностей ЛМЯ наблюдается еще одна цепочка сгущений, которая достаточно быстро опускается к средним широтам. Сравнение ее поведения с ходом второй ветви (рис.3а,б) показывает их совпадение. Таким образом, мы видим, что, кроме первой и второй высокоширотных ветвей ЗК, существует третья ветвь, начинающаяся после смены знака полярности магнитного поля и оканчивающаяся также в высоких широтах перед максимумом следующего цикла. Согласно рис.2 (первая и вторая панели сверху), наибольшие плотности третьей ветви ЛМЯ наблюдаются в период минимума цикла. Тем самым эволюция третьей ветви ЗК повторяет эволюцию полярных факелов [5]. Ранее Вальдмайером [1] было показано, что для низких широт положение границы контуров интенсивности ЗК лучше всего согласуется с распределением факельных площадок. Сравнение распределения факельных площадок для 21-го цикла по данным Хусаинова [13] с распределением плотностей ЛМЯ в низкоширотной ветви ЗК на основе данных Кисловодской станции (рис. 3в) действительно показывает хорошее согласие. Между подобными высокоширотными образованиями Вальдмайер такой связи не обнаружил. Однако в рассматриваемом нами 21-м цикле места сгущения полярных факелов и площадок (холмов) плотностей ЛМЯ ЗК совпадают в более чем 80% случаев. Отметим, что поскольку в высоких широтах факельные площадки по размерам и интенсивности значительно меньше, то для выявления соответствующих им образований ЗК потребовалось разработать новые, более рафинированные методы. Развитие как полярных факелов, так и высокоширотной третьей ветви, начинается в 21-м цикле с быстрого подъема со средних широт (после смены знака полярности) до  $60^\circ - 75^\circ$ . Затем продолжается их совместное со второй ветвью движение, которое длится 3–4 года после максимума цикла. Далее эти две ветви разделяются: вторая ветвь ЗК начинает довольно быстро опускаться к средним широтам, а третья высокоширотная ветвь, как и полярные факелы, остается в высоких широтах и затухает перед максимумом следующего цикла. При этом там, где ход третьей ветви совпадает с ходом ветви 1 или 2, в площадках наблюдается заметное увеличение плотностей ЛМЯ ЗК. Заметим, что на рисунке, который приводит Альтрок [2], в эпоху минимума активности (1986 г.) на широтах выше  $75^\circ$  наблюдается увеличение плотности ЛМЯ. Однако Альтрок не дал объяснения этому явлению.

Таким образом, к двум известным высокоширотным и одной низкоширотной ветви, наблюдающимся в эволюции ЗК, добавляется третья высокоширотная ветвь.

## Литература

1. Waldmeier M.: Die Sonnenkorona. 1957. v.2. Basel. P.353.
2. Altrrock R. C. // Solar Phys. 1997. v.170. P.411.
3. Иванов В. Г., Ихсанов Р. Н. // Изв. ГАО. 1998. т.212, С.27.
4. Minarovjeh M., Rybansky M., Rusin V. // Solar Phys. 1998. v.177. P.357.
5. Макаров В. И., Макарова В. В., Кучма С. // Солн. данные. 1985. N6, С.53.
6. Bumba V., Rusin V., Rybansky M. // Bull. Astr. Inst. Czechosl. 1990 V.41. P.253.
7. Ихсанов Р. Н., Иванов В. Г. // Изв. ГАО. 2000. N 215, С.163.
8. Rybansky M. et al. // Solar Phys. 1994. v.152. P.153.
9. Ихсанов Р. Н., Иванов В. Г. // Труды конференции «Солнце в эпоху смены знака полярности магнитного поля». СПб. 2001. С.175.
10. Тлатов А. Г., Гусева С. А. Ким Гун-дер // там же, С.385.
11. Васильева В.В., Тлатов А. Г. // Труды конференции «Современные проблемы солнечной активности» СПб, 1997, С.287.
12. Бадалян О. Г., и др. // Труды конференции «Крупномасштабная структура солнечной активности». СПб. 1999. С.5.
13. Хусаинов Е. И. // В кн. «Исследование активных процессов на Солнце». Владивосток. 1988. С.55.



## **ЭВОЛЮЦИЯ И СМЕНА ЗНАКА ПОЛЯРНОСТИ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗНЫХ ДОЛГОТАХ СОЛНЦА**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; ivanovv@gao.spb.ru*

### **Abstract**

Evolution of large-scale magnetic field and polar field reversal in different longitudinal intervals of the Sun are investigated, based on data of Stanford observatory from 1976 to - 2001 years.

It is demonstrated that in epoch of polar reversal of large-scale magnetic field during approximately half-year time interval the field of opposite sign is observed on all latitudes in main antipodal longitudinal intervals with width about  $135^\circ$ . Therefore, equatorial dipole is well expressed. After polar field reversal latitude oscillations of magnetic field neutral line with period 1.5-2 years relative to equator take place, which fade out to 11-year cycle minimum.

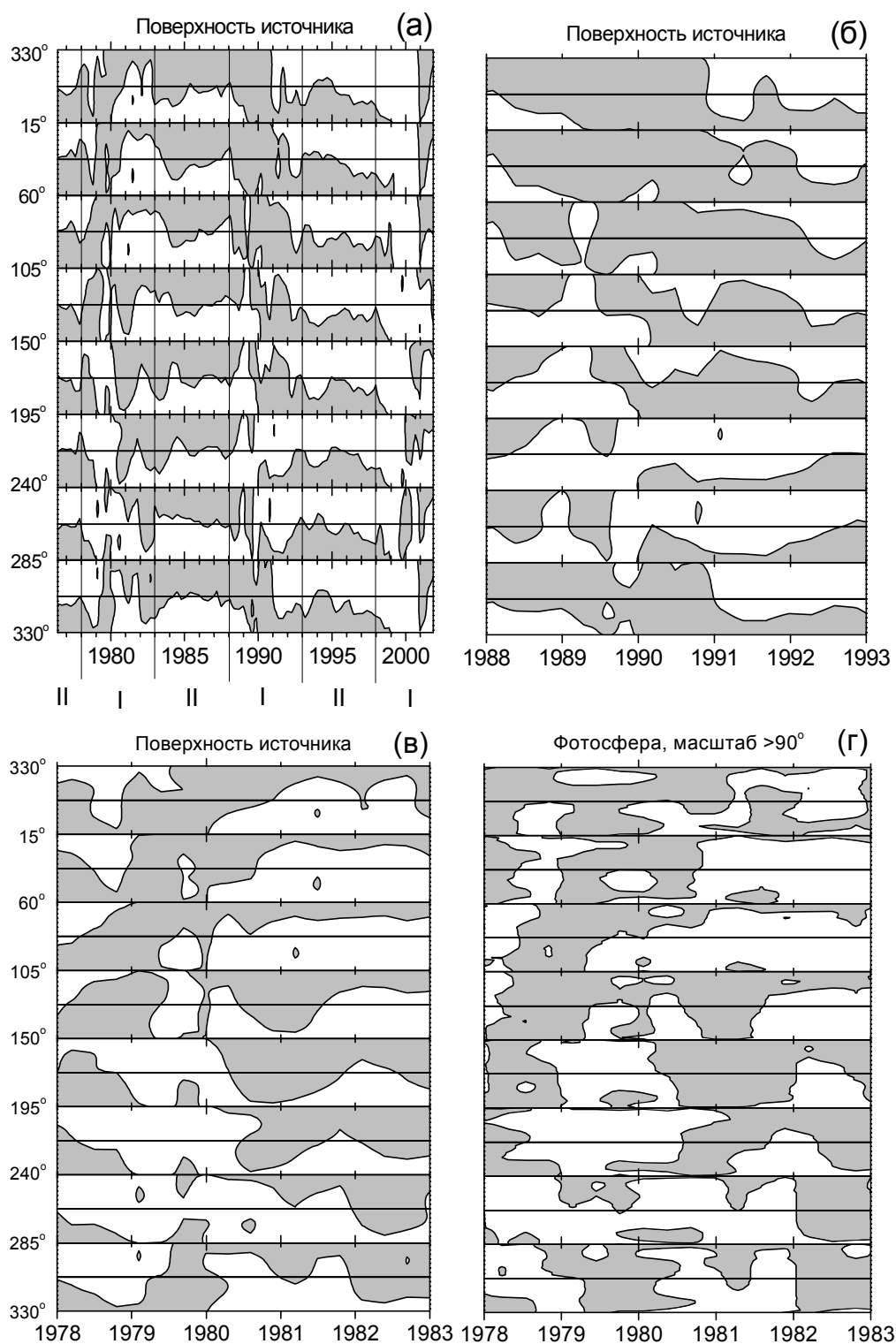
Transitional 45-degrees intervals correspond to sites of sunspot active longitudes, that indicates close relation between large-scale and local magnetic fields of the Sun.

Одной из важнейших задач в исследовании крупномасштабного магнитного поля (м.п.) Солнца является выявление природы долготной неоднородности в его циклической эволюции. Впервые существование долготной неоднородности в активности Солнца было установлено по солнечным пятнам, а затем и по другим индексам активности [1-3].

Ранее нами было показано [4,5], что циклическую эволюцию крупномасштабного м.п. по характеру его активности можно разделить на две фазы. На фазе I, охватывающей отрезок времени  $\pm 2-3$  года от максимума 11-летнего цикла, происходит долготная расчлененность, проявляющаяся в площадках разной полярности, долготная протяженность которых составляет в среднем  $90^\circ$  и более, а время жизни 1-2 года. В остальное время 11-летнего цикла (фаза II) в N- и S-полушариях преобладает м.п. только одной из полярностей.

Исходным материалом исследования служили м.п., полученные в Стэнфорде за 1976-2001 годы. Выделение крупномасштабного м.п. проводилось двумя способами [5]. Первый из них основан на вычислении распределения м.п. на поверхности источника при  $R = 2.5R_0$  [6]. Второй – на основе усреднения м.п. фотосферы для выделения полей масштаба  $\geq 90$  ( $\geq R_0$ ). Сравнение этих двух методов показало, что они (см. ниже) не отличаются существенно в применении к низким и средним гелиоширотам, однако, второй метод вносит (в основном на высоких

широтах) некоторые искажения. Поэтому предпочтение отдается, прежде всего, первому методу.



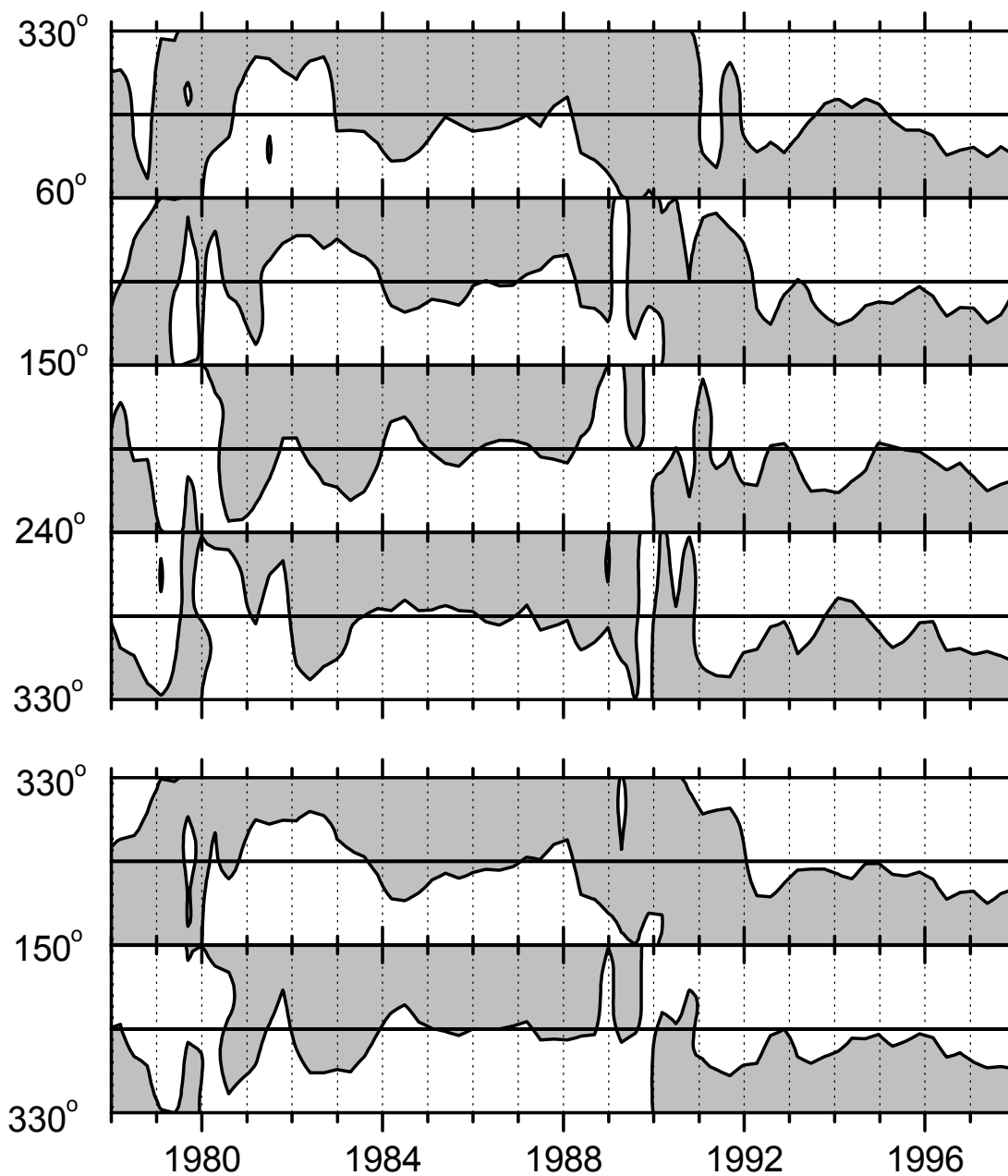
**Рис. 1.** Диаграммы «широта-время» крупномасштабного м.п. Солнца в 45-градусных долготных интервалах.

Для исследования долготного изменения свойств крупномасштабного м.п. вся поверхность Солнца была разделена на 30-, 45- и 90-градусные долготные интервалы, для каждого из которых были построены широтно-временные распределения м.п. за 1976-2001 гг. На рис. 1 представлен случай, когда крупномасштабное м.п. разделено на восемь 45-ти градусных интервалов с шагом по времени в 1/3 года. Из рис. 1а, прежде всего, следует, что картина хода эволюции нейтральной линии м.п. меняется от одного долготного интервала к другому. Между тем в распределении м.п. положительной (светлые области) и отрицательной полярности видны определенные закономерности. Так на фазе II видны колебания нейтральной линии. Они происходят на разных долготах не одновременно, а в некоторые периоды находятся даже в противофазах, как, например, в 1984 г. или 1993-1994 гг. Эти колебания, однако, происходят в пределах низких широт. Совсем другая картина наблюдается на фазе I, охватывающей период подъема и максимума солнечной активности вместе со сменой знака полярности м.п. Здесь линия раздела полярностей меняется, достигая высоких широт. Поэтому фаза I требует более тщательного рассмотрения.

На рис. 1в для цикла 21 изображена эволюция м.п. на фазе I для поверхности источника в увеличенном масштабе. В каждом 45-градусном интервале хорошо прослеживается смена знака полярности в N- и S-полушариях. Так, в первых трех интервалах ( $330^{\circ} - 105^{\circ}$ ) линия раздела полярностей, после некоторого захода в южное полушарие в 1978 г., резко поднимается в северное, и в первой половине 1979 г. отрицательная полярность достигает полярной области. При этом в южном полушарии отрицательная полярность существует до 1980.0 года, после чего на обоих полюсах наблюдается полная смена полярностей.

В интервале  $150^{\circ} - 285^{\circ}$  процесс смены знака полярности идет иначе: здесь, напротив, наблюдается движение северной полярности м.п. в южное полушарие, и смена знака полярности в южном полушарии происходит на год раньше, чем в северном. В интервалах долгот  $105^{\circ}-150^{\circ}$  и  $285^{\circ}-330^{\circ}$  картина носит переходный (промежуточный) характер. Однако и в них прослеживается ход нулевой линии полярности м.п., противоположный один другому.

Таким образом, смена знака полярности м.п. длится в течение всего 1979 года. В дальнейшем в ходе эволюции крупномасштабного м.п. особо следует отметить, что после переполюсовки не наступает установления устойчивой границы смены знака полярности на экваторе, а наблюдается ее колебание относительно экватора. При этом видно, что в 135-градусных интервалах широтные колебания вначале происходят с большей амплитудой и в фазе, противоположной той, которая была при переполюсовке м.п. Особенно хорошо видно противофазное развитие в интервалах долгот  $15^{\circ}-60^{\circ}$  и  $195^{\circ}-240^{\circ}$ , т.е. отстоящих друг от друга на  $180^{\circ}$ .



**Рис. 2.** Диаграммы «широта-время» для крупномасштабного м.п. Солнца в 90- и 180-градусных долготных интервалах для 1978–1998 гг.

При этом, если в первом интервале в пределах  $1980 \pm 1$  год м.п. имеет S-полярность, то во втором интервале преобладающим является, напротив, N-полярность.

Итак, смена полярности м.п. происходит в течение примерно одного года, т.е., если в первом случае ( $330^\circ$ - $105^\circ$ ) переполюсовка идет за счет перехода м.п. отрицательной полярности из S в N-полушарие, то во



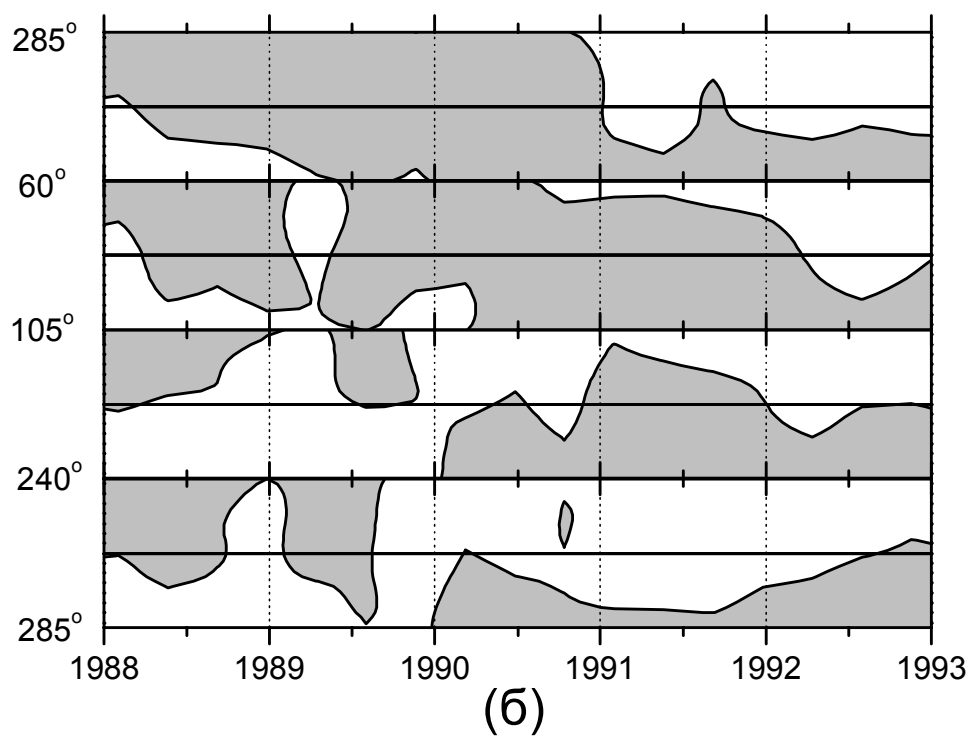
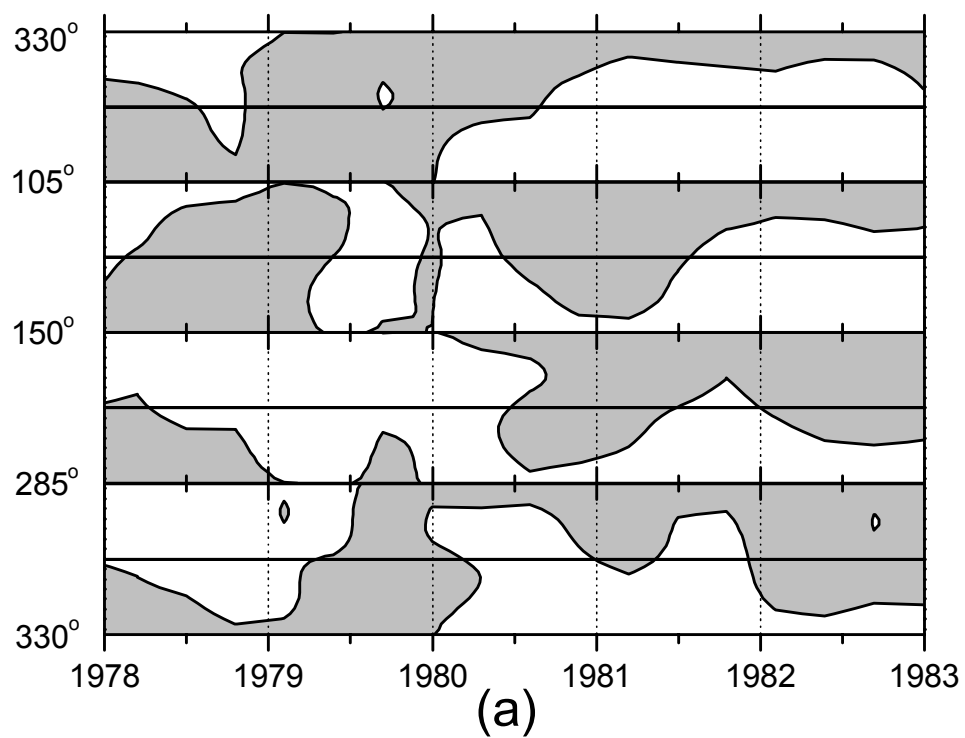
втором ( $150^{\circ}$ - $285^{\circ}$ ) — поле положительной полярности переходит из северного полушария в южное. При этом в течение примерно полугода в обоих полушариях наблюдается полярность одного знака. Заметим, что эта закономерность проявляется во всех восьми интервалах, причем на рассмотренных выше 135-градусных интервалах м.п. имеет противоположный знак.

Справа от рис. 1в представлен подобный рис. 1г, полученный нами вторым способом, т.е. простым усреднением фотосферного м.п. Как видно, несмотря на некоторую размазанность картины (особенно это касается высоких широт), из него следуют те же закономерности.

Из картины эволюции полярности м.п. в 22-м цикле на фазе I (рис. 1б) были сделаны те же выводы, с учетом того, что движение границы полярности происходит в направлении, противоположном ее движению в 21-ом цикле, и, кроме того, наблюдается некоторое преобладание полей с отрицательной полярностью.

Если произвести объединение последовательных 45-градусных интервалов в 90-градусные, то как для 21-го цикла, так и для 22-го (рис. 2), наблюдается два антиподальных хода нейтральной линии м.п. соответственно первого с третьим и второго с четвертым интервалов. Таким образом, в 90-градусных долготных интервалах линия смены полярности эволюционирует на фазе I в противофазе не с соседними интервалами, а через один. В 22-ом цикле эта закономерность в принципе также проявляется, но выражена несколько слабее. В каждом из 90-градусных интервалов, как на фазе I, так и на фазе II, наблюдаются колебания линии раздела полярности относительно экватора (рис. 2). При этом в период переполюсовки колебания происходят с максимальной амплитудой, охватывающей все широты до полюсов. Далее амплитуда ослабевает, и на фазе II колебания охватывают только низкие широты. Таким образом, наблюдаются колебания нейтральной линии м.п. с затухающей амплитудой. Этот процесс можно представить как проявление мощного импульса м.п. во время переполюсовки с последующим его затуханием и периодом колебания от полутора до двух лет. При этом крупномасштабное м.п. на высоких и средних широтах участвует в процессе только в течение фазы I.

На рис. 2 представлена картина широтно-временной эволюции м.п. при последовательном объединении 90-градусных долготных интервалов в 180-градусные. Видно, что колебания нейтральной линии м.п. в западном и восточном полушариях Солнца происходят в противофазе, образуя тем самым экваториальный (горизонтальный) диполь. При этом в первой половине фазы I происходит смена знака полярности («переворачивание») экваториального диполя. Особенно хорошо это видно на примере 21-го цикла.



**Рис. 3.** Диаграммы «широта-время» для крупномасштабного м.п. на фазе I в 21-м цикле (а) и в 22-м цикле (б) в четырех долготных интервалах.

Еще отчетливей противофазный ход нейтральной линии крупномасштабной линии м.п. в долготных интервалах наблюдается, если его рассматривать не в 90-градусных, а в двух 135-градусных и двух промежуточных между ними 45-градусных интервалах, как было отмечено выше при обсуждении рис. 1. В этом случае (рис. 3а, б) хорошо выявляется картина эволюции горизонтального диполя на фазе I и переворачивание его в 135-градусных интервалах с продолжительностью в один год, в промежуточных же интервалах проявляется переходная и более сложная картина. Эти переходные долготные интервалы, а именно  $105^{\circ}$ - $150^{\circ}$  и  $285^{\circ}$ - $330^{\circ}$  в 21-ом цикле  $60^{\circ}$ - $105^{\circ}$  и  $240^{\circ}$ - $285^{\circ}$  в 22-ом, обладают одной очень важной особенностью: они хорошо совпадают с активными долготами пятенной активности. Согласно оценкам Витинского [3], наиболее устойчивые активные долготы пятен в 21-23 циклах приходились на интервалы  $80^{\circ}$ - $120^{\circ}$  и  $280^{\circ}$ - $320^{\circ}$ . Такие же примерно значения получены в работе [7] (соответственно  $90^{\circ}$  и  $270^{\circ}$ ), что вполне хорошо согласуется с полученными нами положениями промежуточных интервалов для эволюции крупномасштабного м.п., если при этом учитывать, что точность определения долготных интервалов нашим методом составляет  $\pm 22.5^{\circ}$ . Такое соответствие переходных долготных интервалов с активными долготами пятен указывает на тесную связь глобальных и локальных м.п.

### Выводы

Проведенный анализ широтно-временной эволюции крупномасштабного м.п. Солнца в течение 11-летнего цикла в различных долготных интервалах показал, что циклические изменения происходят с определенными закономерностями:

1. Перед сменой знака полярности м.п. во всех 45-градусных интервалах, отличающихся на  $\approx 180^{\circ}$ , нулевая линия м.п. смещается к противоположным полюсам от экватора.

2. В период смены знака полярности крупномасштабного м.п. в течение примерно полугода в основных антиподальных долготных интервалах размером около  $135^{\circ}$ , на всех широтах наблюдается м.п. противоположных знаков.

3. Тем самым, на фазе I отчетливо проявляется экваториальный диполь.

4. После смены знака полярности, продолжается широтное колебание нейтральной линии м.п. относительно экватора с периодом около 1.5-2 года, затухающее к минимуму 11-летнего цикла, т.е. весь процесс имеет импульсный характер.

5. Переходные долготные интервалы соответствуют положениям активных долгот активных областей, указывая на тесную связь крупномасштабных и локальных м.п.

## Литература

1. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. // Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца: Наука, 1986.
2. Иванов В.Г., Ихсанов Р.Н. // Изв. ГАО, 1998, N 212, с. 27.
3. Витинский Ю.И. // Труды конф. «Современные проблемы солнечной цикличности», СПб, 1997, с. 33.
4. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Труды конф. «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», СПб, 2001, с. 181.
5. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Изв. ГАО, 2002, N 216, с. ?.
6. Hoeksema I.T. and Scerrer P.H. // “Solar magnetic field – 1976 through 1965”, 1986, WDCA, Report UAG-94.
7. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. // Труды конф. «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», СПб, 2001, с. 289.

## **DEEP MINIMUM ACTIVITY OF THE SUN AND SMALL ICE AGE COMING NOW, FOLLOWED BY DRASTIC HEAT**

**Callebaut D.K.**

*Physics Depart., UIA, Univ. of Antwerp, B-2610, Antwerp, Belgium,  
dirk.callebaut@ua.ac.be*

**Makarov V.I.**

*Pulkovo Astronomical Observatory of RAS; makarov@gao.spb.ru*

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, solar@narzan.com*

### **Abstract**

We estimate the magnetic activity of the Sun that will decrease seriously in the next two or three cycles, leading to a deep minimum. Three arguments are given in favor of this statement. With the approach of a deep minimum the Earth ocean temperature may gradually decrease by at least 1° K. However, due to the increase of the greenhouse effect one may expect during the coming decennia only a small decrease, say 0.5° K. Nevertheless this may be interpreted wrongly as if the greenhouse effect is irrelevant and that the present high ocean temperature is only a casual fluctuation. Governments may then allow an ever increasing use of Earth fuel, leading to an ocean temperature higher than at present after half a century. After the deep minimum an extra increase in temperature of at least 1° K is to be expected leading to drastic, if not catastrophic, effects. It is concluded that (1) more research on the activity of the Sun is required as well as more research on the greenhouse effect; (2) the need for nuclear fusion is imperative.

### **1. INTRODUCTION**

In recent years there were a lot of activity concerning the solar cycle, the space weather and the climate on Earth (the conferences in Tenerife, 2000; in Vico Equense, Italy, 2001. See e.g. Callebaut et al., (2000); Callebaut et al., (2002). Moreover it is well known that the Maunder Minimum corresponds to a cold period on Earth. We estimated on the basis of the increased polar areas of the Sun and the associated polar magnetic flux that since the end of the Maunder Minimum the Earth ocean temperature increased by about 1° K, Makarov et al., (2002), in agreement with other results (0.7° - 1.5°) K, Cliver et al., (1998); Cliver et al., (1998a). To this there has to be added the direct increase of irradiance which yields about 0.3° K between an ordinary maximum and minimum and which was probably much larger during the Maunder Minimum. Anyway to fix the ideas we shall use the moderate value of 1° K. It seems very probable that both the greenhouse effect as well as the solar cycle influence our climate. Here we estimate on the basis of 4 observational data that the magnetic activity of the Sun will decrease seriously during the next two or three cycles,

leading to a deep minimum accompanied by a decrease of the solar luminosity and consequently by a decrease of the temperature on Earth. This may be wrongly interpreted as if the present high temperature level is just a natural fluctuation and that the greenhouse effect is inoffensive, thus allowing an unlimited use of combustible resources of the Earth. This may lead later on to an increase of the ocean temperature with serious effects on the climate (mainly a partial melting of the polar caps; desertification of some regions and floods in other regions). Moreover this may be followed by an extra increase of at least  $1^{\circ}$  K after the deep minimum when the solar magnetic activity starts again. It is expected that then, due to the combined effects of greenhouse and solar activity, drastic, if not catastrophic situations may occur on Earth.

## **2. DATA: H $\alpha$ SYNOPTIC CHARTS**

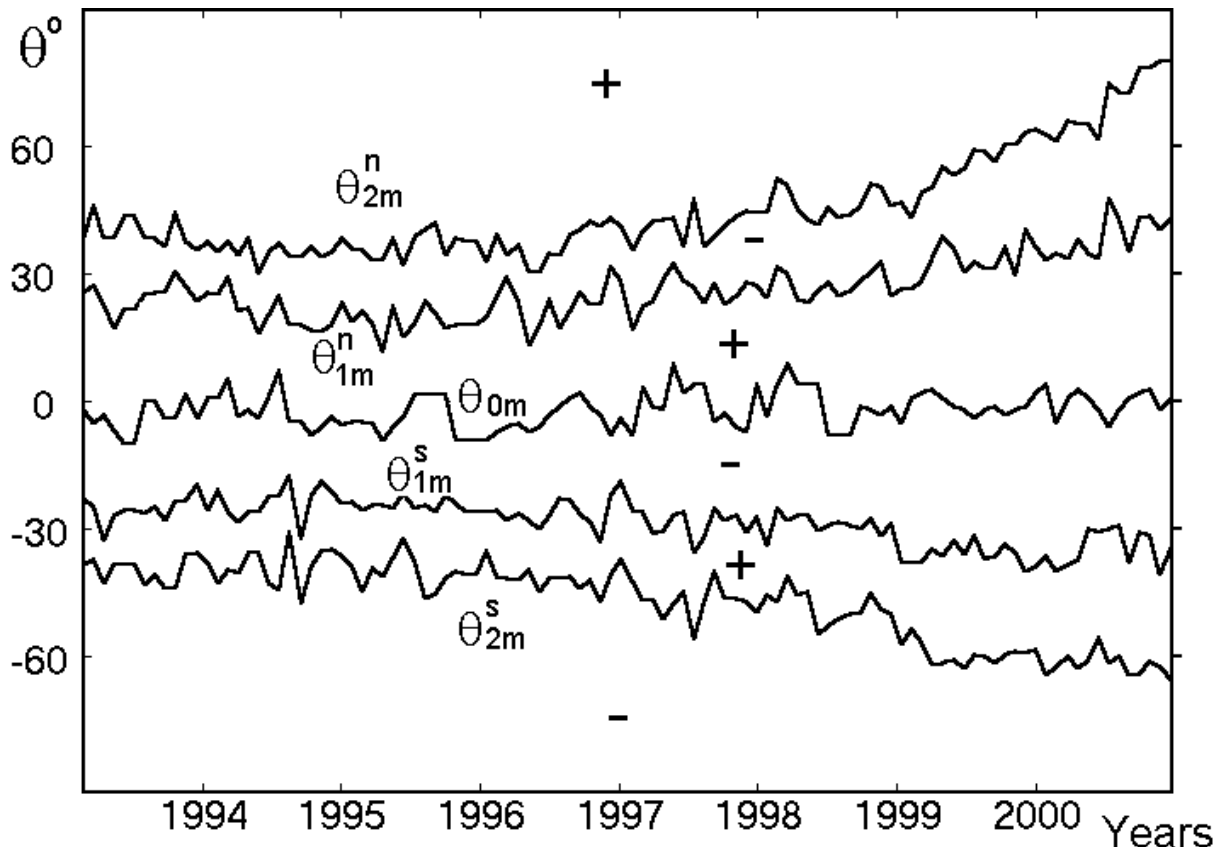
At present H $\alpha$  synoptic charts of the Sun allow us to study the global activity and its temporal variations during many cycles when magnetic observations are not available. The structure and evolution of the Sun's magnetic field are determined by the emergence and distribution of unipolar magnetic regions. They are evident on magnetograms. These regions can be identified on H $\alpha$  charts, McIntosh (1979); Makarov (1984); Makarov & Sivaraman (1989). It is well known that after polar field reversal the pole ward migration of the zone boundaries ceases drastically and they stay close to the  $40^{\circ}$ ,  $20^{\circ}$ , and  $0^{\circ}$  until the next minimum activity. In this period the latitude of the zone boundaries has oscillated with the period of about 1.3 year, Makarov et al., (1985), Fig. 1.

## **3. DISCUSSION OF THE DATA**

### **3.1. Violation of the Gnevyshev-Ohl rule**

Gnevyshev & Ohl (1948) expressed the empirical fact of the cycle pairing: the odd cycles are always stronger than the even ones. As a measure for the strength of a solar cycle one considers the maximum of the mean Wolf number per year. For the cycle 22 this went up as high as 157.6 (year 1989), while the cycle 23 reached only 119.6 (year 2000). That cycle 23 has lower Wolf number than cycle 22 is totally abnormal: the average difference between the maximum mean Wolf number of an odd cycle following an even one is 37 during the cycles 12 to 21. Hence a Wolf number of 190 was likely for cycle 23. This is a strong indication that we may be in a situation comparable to the situation around 1620, preceding the Maunder Minimum by 2 cycles, although it is not yet excluded that the situation may be similar to the one in 1610 or even 1630. For a long time there seemed a single exception on the Gnevyshev-Ohl rule: cycles 4 and 5. However, as they occurred around the period of the French Revolution, with very few observations, this was not taken seriously. However, Usoskin et al., (2002) have pointed out that there was a cycle lost: the exceptionally long cycle

4 consisted of 2 cycles. With some renumbering for the cycles before number 5 they show that the Gnevyshev-Ohl rule applies from 1600 on. Cycles 8 and 9 apparently break the rule slightly when using the maximum Wolf number per year: 138.3 (1837) versus 124,7 (1848). However Gnevyshev & Ohl (1948) formulated this rule using the total Wolf number: 643 for cycle 8 and 687 for cycle 9, Gnevyshev & Gnevysheva (1949); Waldmaier (1955). It may be noted that predicted Wolf number of the cycle 23 would have at most 130, Makarov & Makarova (1996); Makarov et al., (2001).



**Fig. 1.** Migration trajectories of magnetic neutral lines of the large-scale magnetic fields derived from H $\alpha$  synoptic charts in the N and S hemispheres for 1993-2001. The  $\theta_{2N}$  and  $\theta_{2S}$  lines represent the neutral line trajectories with the opposite polarities on either of its sides in the order (+/-), the  $\theta_{1N}$  and  $\theta_{1S}$  lines represent the trajectory of neutral lines with polarities on either of its sides in the order (-/+ in the N and S-hemispheres.

### 3.2. The "rest latitudes" of the filaments bands

A filament band, consisting of a chain of filaments and filament channels, is the bordering region between two large-scale quasi-unipolar magnetic regions of low fields (say a few gauss). They originate near the equator and move to the poles, each according to its hemisphere. In times of low magnetic activity there are 2 filament bands in each hemisphere, but during active periods there may be 3 or 4. However, during the minimum activity of the Sun, they stay around their

"rest latitude". During cycle 12 this was  $53^\circ$  ( $55^\circ$  north and  $51^\circ$  south) for the older one (hence higher one) and  $28^\circ$  ( $25^\circ$  north and  $31^\circ$  south) for the younger one (hence lower one). Since cycle 12 the "rest latitudes" became steadily lower:  $36^\circ$  (north) and  $39^\circ$  (south) respectively  $18^\circ$  (north) and  $22^\circ$  (south) for cycle 23. They kept a spacing between them of somewhat more than  $20^\circ$  (averages:  $24.4^\circ$  north,  $21.6^\circ$  south and  $22.7^\circ$  for half the spacing between the lower ones), slightly decreasing with the advancement of the cycles. From Fig.2 it is clear that the lower ones are becoming too close to the equator, where a pair of new ones have to be generated. This means that the differential rotation, responsible for the generation of the magnetic fields comes in trouble and that a deep minimum approaches. Note that we associate the higher "rest latitude" with the (internal) conical blades where the radial gradient of the differential rotation vanishes, Makarov et al., (2002). This higher "rest latitude" is more or less the border of the butterfly diagrams too and, after its "rest", it marks the lower border of the polar faculae. The lower "rest latitude" is may be associated with the two barely separated branches in each wing of the butterfly diagram. However, a clearer separation is marked by the polarity of the surges near sunspots. It has to be added that the filament bands are extremely irregular and difficult to determine when they are generated near the equator while they become more regular and more pronounced when they move to the poles: near  $60^\circ$  they are nearly circular. It may be remarked that the average middle of the lower latitudes is slightly south of the equator ( $0.71^\circ$ ) while the average middle of the higher ones is equally shifted north of the equator ( $0.71^\circ$ ). May be this may yield a clue for the fact that during the Maunder Minimum the sunspots occurred nearly all in the southern hemisphere, but very near to the equator, Ribes & Nesme-Ribes (1993). Clearly, with the filament bands coming near to the equator we can expect that the sunspots are forced near the equator too. During the last cycles the middle latitudes are rather more south than the averages, which may be an indication that the asymmetry may repeat itself. Waldmeier (1955) gave the following relation between the average latitude of the spots in a wing of the butterfly diagram:  $\theta_M = 8.19^\circ + 0.0699^\circ W_M$ . The lower "rest latitudes" of the filament bands were systematically somewhat higher. See e.g. Fig.2 and Table 1 in Makarov (2002), but as their latitude was systematically decreasing they became lower for cycles 21 and 22 and again higher, but barely, for cycle 23. It is not yet clear how the absolute lower limit of the averaged latitude,  $\theta_M = 8.19^\circ$ , corresponding to a grand minimum, is related to the lower limit of the lower rest latitudes of the filament bands.

### 3.3. New deep minimum seems overdue

Stuiver & Quay (1980) using  $^{14}\text{C}$ , have found the following deep minima: Oort Minimum (1010 - 1050); Wolf Minimum (1282 - 1342); Spörer Minimum (1416 - 1435 and 1470 - 1534); Maunder Minimum (1645 - 1715). Roughly speaking there appears to be a 200 years interval between the beginning of two deep



minima. Now the Maunder Minimum started some 360 years ago and a new deep minimum in the near future seems plausible. That the interval is now quite long may be due to the fact that the Maunder Minimum was rather deep and long, allowing the full restoration of the differential rotation and thus of the generation of magnetic fields. It seems reasonable to say that  $10^{27}$  J/y is a lower estimate and  $10^{28}$  J/y an upper one. This seems to be the energy radiated by the solar corona with luminosity  $10^{-6}$  of the solar luminosity. The corona is supposed to draw its energy mainly from the magnetic activity. That this is an upper limit may be argued as follows. The solar cycle seems to have been nearly the same during the last 100 million years according to the year rings of petrified trees. Assuming that  $10^{28}$  J/y was taken from the rotational energy to generate the magnetic energy at a constant rate during that period we find a loss of rotational energy of  $10^{36}$  J. As the Sun has still about  $2 \cdot 10^{35}$  J as rotational energy this doesn't look impossible. However, a higher value than  $10^{28}$  J/y would imply so much of rotational energy 100 million years ago that at that time the production of magnetic energy would be much higher than now, which in turn would imply a still higher rotational energy at that time which seems unlikely, although the Sun may have had a rotational energy as high as  $10^{30}$  J at its origin.

To fix the ideas we shall take  $10^{28}$  J as average magnetic energy lost per year. We assume that this energy is drawn completely from the rotational energy, or more precisely from the differential rotation energy of the convection zone. Hence, we proceed to calculate this. In fact we restrict ourselves to the sunspot belt of the convection zone, i.e. from  $0.71 R_o$  to  $R_o$ , with  $R_o$  the radius of the Sun, and colatitude  $\theta$  from  $(90 + 37)^\circ$  to  $(90 - 37)^\circ$ . The value of  $37^\circ$  is the latitude where the radial gradient of the differential rotation vanishes,  $\delta_r \omega = 0$ , Kosovichev et al., (1997) and which corresponds about with the present upper rest latitude of the filament bands,  $\theta_{2m} = 38^\circ$ . Calling this energy  $E_d$  we have:

$$E_d = 2\pi \int_{127}^{53} d\theta \int_{0.71R}^R 1/2 \rho(r) v_d^2 r^2 \sin\theta dr \quad (1)$$

with  $\rho(r) = \rho_o (1-x)^{2.28}$ ,  $v = \omega(r,\theta) r \sin\theta$ ,  $v_d = \omega_d(r, \theta) r \sin \theta$ ,  $\omega_d(r,\theta) = \omega(r,\theta) - \omega_{eq}$ ,  $\omega(r, \theta) = \omega_{eq} (1 - a \cdot \cos^2\theta - b \cdot \cos^4\theta)$ , where  $\omega_{eq} = (2.824 + 0.012) 10^{-6}$  rad s $^{-1}$ ,  $a = 0.067 \pm 0.013$ ,  $b = 0.024 \pm 0.15$ ,  $\rho_o = 8.91 \cdot 10^3$  kg m $^3$ , (Makarov et al., (1997); Priest (1985).

We have taken no  $r$ -dependence for the angular frequency and no  $\theta$  dependence for the density in the convection zone,  $x = r/R$ . Thus:

$$E_d = 2\pi \rho_o \omega_{eq}^2 R^5 \int_{90}^{53} (0.067 \cos^2 \theta + 0.024 \cos^4 \theta)^2 \sin^3 \theta d\theta \int_{0.71}^1 (1-x)^{2.28} x^4 dx \quad (2)$$

The integral with respect to  $\theta$  yields  $(6.24 \pm 3.20)10^{-5}$ , where we have considered the utmost extreme for the variation. Moreover, if we integrate from pole to pole (assuming the extrapolation as valid) we obtain  $3.7 \cdot 10^{-4}$ , which is 6 times more than for the sunspot region. The integral with respect to "x" may be calculated by repeated partial integration; the result is  $1.98 \cdot 10^{-3}$ . It may be noted that approximating the exponent 2.28 by 2 in order to simplify the calculation yielded  $3.14 \cdot 10^{-3}$ , i.e. 37% too much. Combining the results yields  $E_d = 9.58 \cdot 10^{30}$  J, or  $E_d \approx 10^{31}$  J, or 4 orders of magnitude more than the solar luminosity or a quarter of a day shining of the Sun. On the other hand it is about 4 orders of magnitude less than the total rotational energy of the Sun:  $2 \cdot 10^{35}$  J.

Assuming that the magnetic energy lost by the Sun is about  $10^{28}$  J per year and that this magnetic energy is taken from the differential rotation one, this would mean 1000 years to exhaust the rotational energy in the sunspot belt of the convection zone. Thus the time span between two deep minima would be about 1000 years. This is 5 times longer than the average of about 200 years found above according to observations. Several arguments make the discrepancy even stronger:

a) The whole convection zone contains about 6 times more differential rotational energy and part of it contributes to the creation of magnetic energy and thus to the loss of the  $10^{28}$  J (which is already rather a large value as explained above).

b) It seems plausible that the replenishing of the differential rotational energy in the convection zone happens all the time, i.e. during the periods between deep minima as well as during the deep minima. Suppose that during 200 years (an average period of sunspot activity)  $10^{28}$  J/y is spent on the average, while there still goes on at a constant rate as well during the active period as during the 50 years of deep minimum. That would mean that the yearly refill is  $0.8 \cdot 10^{28}$  J and that the net loss is  $0.2 \cdot 10^{28}$  J/y. The total net loss after 200 years is then  $4 \cdot 10^{29}$  J. This is 4% of the energy in the differential rotation of the sunspot belt.

Hence it seems reasonable to assume that the rotational energy is by far not exhausted when a deep minimum starts: only about 4% is dissipated. Hence, a more subtle reason has to be found, may be related to the gradients of the differential rotation or to the torsional oscillations. A flattening of the gradients may reduce the generation of the magnetic energy very much (and thus the popping up to the solar surface of the magnetic fields by the buoyancy force). According to Ribes & Nesme-Ribes (1993) the differential rotation in the Maunder Minimum was only relevant (but strong) in the very near vicinity of the equator, precisely where the few sunspots appeared. (Near  $8^\circ$  about the minimum value given by the expression of Waldmeier.) This may suggest a fairly general flattening of the differential rotation of most of the normal sunspot

belt during the Maunder Minimum. This corresponds to the idea that the lower "rest latitudes" of the filament bands approach the equator enclosing a narrow domain with a strong gradient, while the domain outside these rest latitudes still have a lot of rotational energy, but with very weak gradients.

On the other hand the rather small variation in rotational energy according to the previous calculation may indicate that the idea of continuous replenishing as expressed above is not suitable. May be the electro-magnetic elements are generated at the bottom of the convection zone and drive as well the magnetic activity as the differential rotation of the convection zone.

#### **4. CONCLUSION**

From the previous discussion it seems quite plausible that a deep minimum is approaching: the next 2 or 3 cycles will become smaller and smaller leading to a nearly zero sunspot activity. (This does not necessarily imply that the polar activity is vanishing, at least not in the beginning; in fact the total zone increases very much and correspondingly the magnetic flux, Makarov et al., (2002). Although the solar cycle and magnetic activity is not understood, it turns out that rough predictions are already possible: from the polar faculae cycle it is possible to forecast somewhat the next sunspot cycle and from the "rest latitudes" of the filament bands (or the borders of the large-scale regions) it may be possible to forecast the approach of a deep minimum several cycles in advance. With the approach of a deep minimum the Earth sea surface temperature may gradually decrease by about 1° K during the next solar cycles. However, due to the greenhouse effect one may expect only a small decrease in the coming decennary. This may be interpreted wrongly as if the greenhouse effect is not effective: the present high level temperature then being considered as an accidental fluctuation only. This may allow the political leaders to continue to use gas, oil or coal as the major combustion fuels, further increasing the greenhouse effect. The corresponding temperature will then exceed the present high level yielding all the associated effects like the (partial) melting of the polar caps and the rise of the sea level. When the deep minimum is over the associated~ increase of the solar luminosity adds again the 1° K or more which was lost, leading to drastic, if not catastrophic, effects. It is recommended that more research is done on the solar magnetic activity and on the greenhouse effect to improve the estimates. Moreover it seems imperative to decrease as much as possible the use of conventional fuels (oil, gas, coal). As nuclear fission is not a desirable alternative for reasons of nuclear pollution, fission, based on plasma physics, appears to be the urgent outcome.

## 5. ACKNOWLEDGMENTS

One of us (DKC) is grateful for the hospitality of the Pulkovo Astronomical Observatory in Saint Petersburg, Russia. This research was supported by the Russian foundation for Basic Research, grants 02-02-16035, 00-02-16355 and also grant NRA-98-OSS-08.

## REFERENCES

- Callebaut, D. K., Makarov, V. I. and Tlatov, A. G., 2000, in A. Wilson (ed.), Proc. 1st Solar and Space Weather Euroconference, The Solar Cycle and Terrestrial Climate, ESA Sp-463, 297.
- Callebaut, D. K., Makarov, V. I. and Tlatov, A. G., 2002, in A. Wilson (ed.), Proc. 2nd Solar and Space Weather Euroconference, SOLSPA-2001, 209.
- Cliver, E.W., Boriakov, V., Bounar, K.H., 1998, Geophys. Res. Lett. 25, 897.
- Cliver, E.W., Boriakov, V., Feynman, K.H., 1998a, Geophys. Res. Lett. 25, 1053.
- Gnevyshev, M.N., and Ohl, A.I., 1948, Astron. J. (Russian), 25, 18.
- Gnevyshev, M.N., and Gnevysheva, R.S., 1949, Bull. KICO, No.1.
- Kosovichev, A. G., Schou, J., Scherrer, P. H. and 31 co-authors: 1997, Solar Phys. 170, 43.
- Makarov, V.I., 1984, Soln. Dann. No.6,59.
- Makarov, V.I., Petrova, N.S., Tavastsherna, K.S., 1985, Soln. Dann. No.6, 69.
- Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R., 1989, Solar Phys. 119, 35.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V., 1996, Solar Phys., 163, 267
- Makarov, V. I., Callebaut, D. K., Tlatov, A. G., 1997, Solar Phys. 170, 373.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K., Obridko, V.N., Shelting, B.D., 2001, Solar Phys. 198, 409.
- Makarov, V. I., Tlatov, A. G., Callebaut, D. K., Obridko, V. N., 2002, Solar Phys. 206, 383.
- McIntosh, P.S., 1979, Annotated Atlas of H-alpha Synoptic Charts, World Data Center A.
- Priest, E. R., 1985, Solar Magnetohydrodynamics, 33.
- Ribes, J. C., and Nesme-Ribes, E., 1993, Astron. Ap. 276, 549.
- Stuiver, M. and Quay, P. D., 1980, Science 4426, 11.
- Usoskin, I. G., Mursula, K. and Kovaltsov, G. A., 2002, in H. Sawaya-Lacoste (ed.), Proc. 2nd Solar and Space Weather Euroconference, SOLSPA, 2001, 257.
- Waldmeier, M., 1955, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig.

## **КАРТЫ НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЯ $2^3s$ He I $\lambda=10830 \text{ \AA}$ В ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЦА**

**Кандрашов Э.В., Никифоров В.Г.**  
*ГАО РАН, Пулково*

Карты Солнца в линии ортогелия He I 10830  $\text{\AA}$  наиболее интересны возможностью наблюдения корональных дыр [1,2]. Однако вследствие их очень низкого контраста требуется высокая фотометрическая точность наблюдений. Для этой цели нами использовался вначале [3-4] дифференциальный спектрофотометр А.А.Калиняка [5-6], а затем — Инфракрасный компьютерный солнечный спектрофотометр, разработанный и изготовленный в отделе астрономического приборостроения Пулковской обсерватории и установленный на Горизонтальном солнечном телескопе Н.Г.Пономарева в Пулково [7-8]. Параметры спектрофотометра и питающей оптики рассматривались в последних двух работах. Напомним, что отношение шум/сигнал для ИКСС составляло 0,31%, нелинейность  $< 0.5\%$ , постоянная времени 0.15 сек, скан солнечного диаметра занимал немного более 2 минут времени, на протяженности диаметра регистрировалось около 200 отсчетов, карта состояла из 29 сканов длиной в 250 отсчетов. Входная щель спектрофотометра охватывала  $9 \times 60$  угловых секунд на видимом диске Солнца.

Необходимо отметить, что ИКСС измеряет в реальном масштабе времени в каждой точке карты видимого диска Солнца не просто монохроматическую интенсивность  $I_\lambda$ , но отношение ее к интенсивности в континууме  $I_\lambda/I_{\text{cont}}$ , получая таким образом значение спектральной интенсивности. По существу в конструкции нашего спектрофотометра реализован двухлучевой компенсационный метод на одном фотоэлектрическом приемнике излучения. Компенсационный метод отличается от известного дифференциального тем, что измеряется не разность, а отношение двух сигналов, благодаря чему условия компенсации распространяются на весь динамический диапазон сигнала.

Мак-Кейб и Мики в 1979 г. [2] впервые получили гистограмму распределения интенсивностей  $I_\lambda/I_{\text{cont}}$  линии He I 10830 $\text{\AA}$  на видимом диске Солнца. Приводим их оригинальный график на рис. 1

Такая гистограмма имеет вершину, соответствующую участкам спокойного Солнца, т.к. последние занимают наибольшую часть поверхности. Два крыла гистограммы образованы активными областями и волокнами (крыло больших глубин линии гелия, на рис. 1 — слева) и корональными дырами (крыло малых глубин линии гелия, на рисунке — справа).

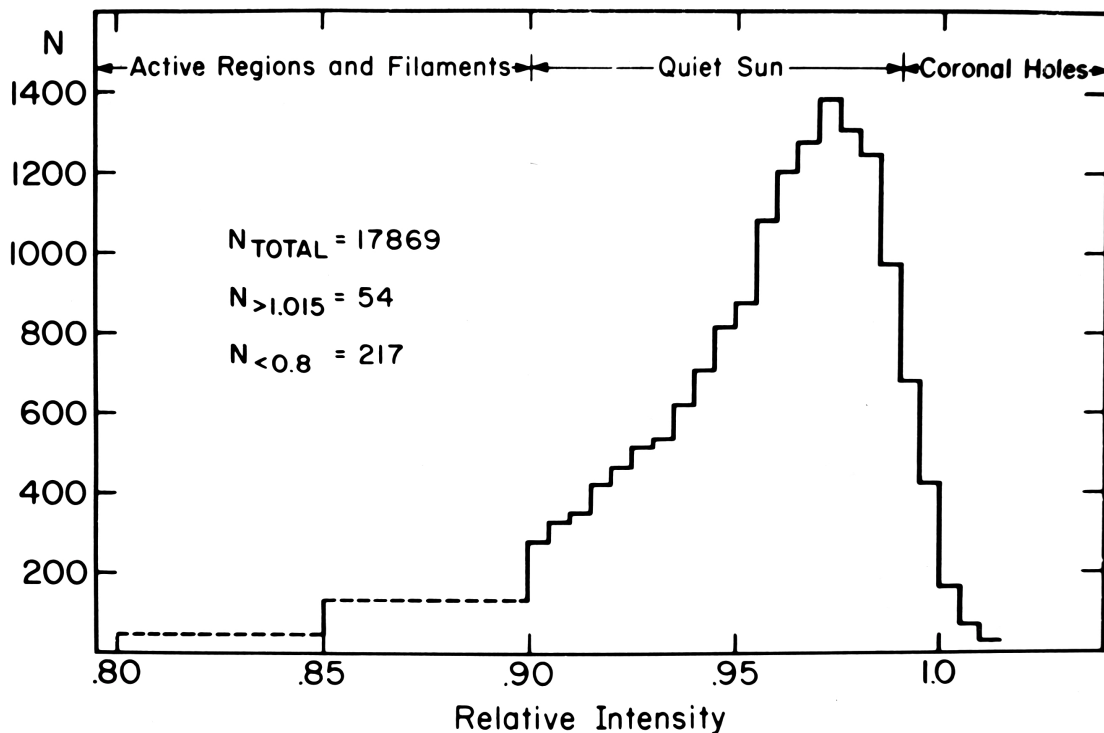


Fig. 2. Histogram of the distribution of He I 10 830 Å intensities for February 2, 1979. The dashed lines represent average values for the broad ranges at low intensity levels.

Рис. 1. Первая публикация гистограммы распределения линии He I 10830Å на видимом диске Солнца, МакКейб и Мики [2].

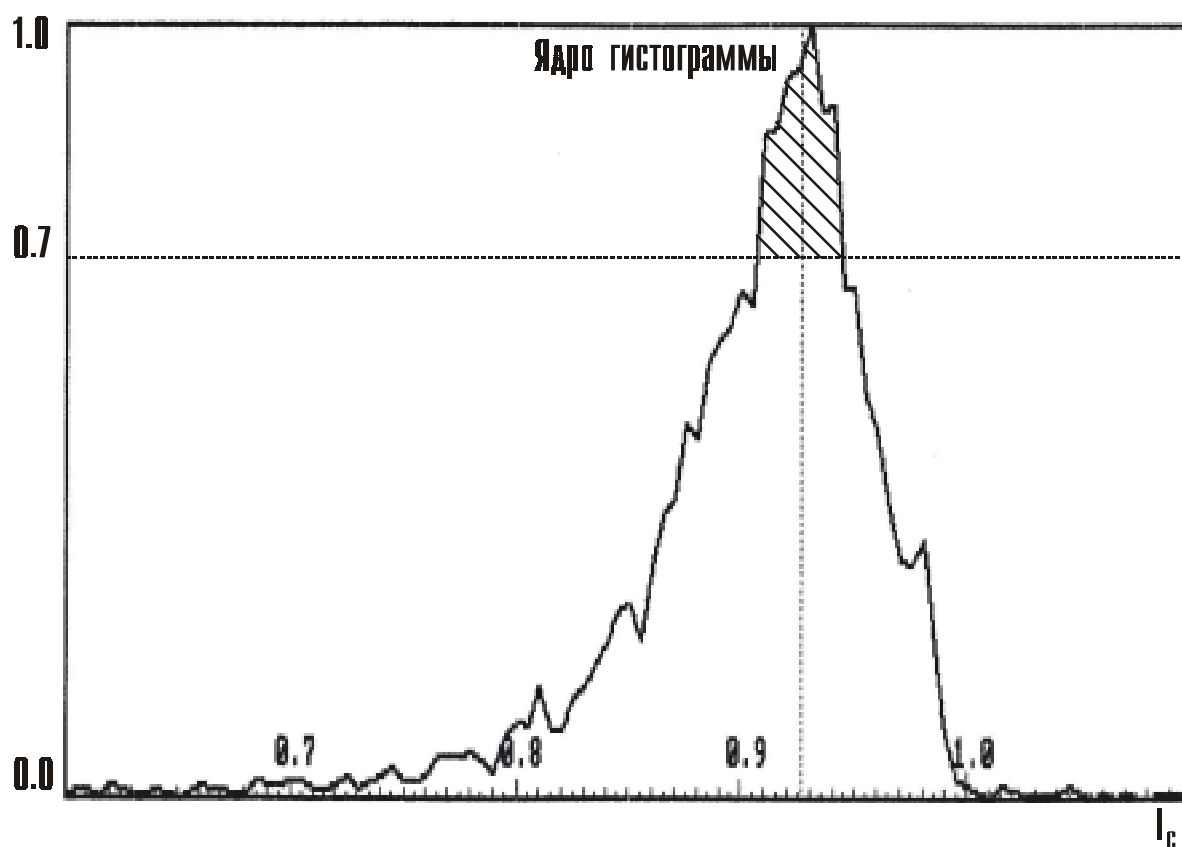
Как видим, авторы придавали такой гистограмме определенное диагностическое значение. В нашей работе сделана попытка более широкого использования свойств гистограммы, а именно, применения гистограммы для относительной и абсолютной калибровки карт и для определения некоторых физических условий (населенности уровня  $2^3s$  ортоголея) в различных образованиях солнечной активности.

Естественно возникает вопрос: для чего нужна калибровка карт, если прибор дает готовые значения спектральной интенсивности на данной длине волны? Причина состоит в том, что значение спектральной интенсивности используемой линии (как и любой другой) искажено множеством систематических и случайных погрешностей, полный перечень которых еще не установлен. Сюда относятся: блендирование крыльями соседних фраунгоферовых линий, наложение теллурических линий водяного пара, искажение профиля линии и бленд инструментальным профилем спектрографа, наличие рассеянного света в спектрографе, наложение недостаточно устраненного света соседних порядков дифракционной решетки, постепенное сползание по длине волны опорного и измерительного каналов спектрофотометра, изменение чувствительности и остаточной нелинейности в этих каналах и многие

другие погрешности. Хорошо известна также проблема определения уровня континуума в солнечном спектре, уровня, от которого отсчитываются все спектральные интенсивности.

Так теллурическая бленда водяного пара  $\lambda=10830.34\text{\AA}$  по нашим наблюдениям [9] может в условиях Санкт-Петербурга достигать глубины 7%, т.е. более чем в два раза превосходить глубину линии гелия в КД.

Для устранения вышеперечисленных трудностей нами был разработан два метода калибровки гелиевых карт: «по ядру» гистограммы и «по континууму».



**Рис.2.** Гистограмма центральных интенсивностей линии He 10830 $\text{\AA}$ , полученных с помощью ИКСС в Пулкове

На рис.2 приведен пример полученной нами гистограммы — зависимость количества элементов карты от центральной интенсивности  $I_c = I_\lambda / I_{\text{cont}}$  линии гелия для данного элемента карты.

Наличие бленды водяного пара не меняет формы гистограммы, но уменьшает ее масштаб по абсциссе. Это приводит к ее сдвигу в сторону больших глубин линии (влево на рис. 2). Пользуясь этими свойствами гистограммы, мы выбрали в качестве репера для определения истинной глубины линии гелия «ядро» гистограммы, а именно, центр тяжести

участка гистограммы, простирающегося в обе стороны от ее вершины до 0.7 максимальной высоты (заштрихованный участок).

Чтобы привести все карты в одну фотометрическую систему, нужно изменить их масштаб по абсциссе до совмещения «ядер» гистограммы. Это будет относительной калибровкой.

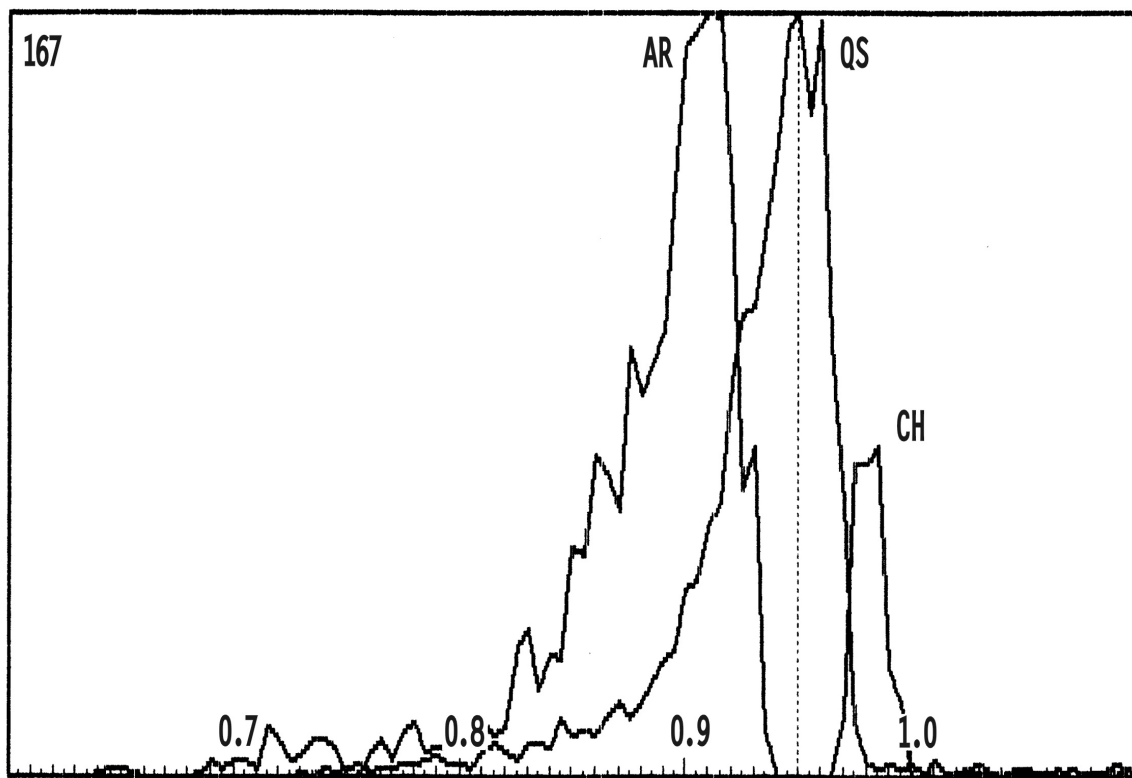
Абсолютная калибровка основана на факте, что центральная интенсивность линии гелия не превосходит единицы на диске Солнца и достигает этого предела лишь в больших корональных дырах. Обращение линии гелия в случае вспышек охватывает слишком малую долю видимого диска, чтобы существенно повлиять на форму гистограммы, и им можно пренебречь. Кроме «физического» превышения  $I_c > 1$  (обращения линии) имеет место «стохастическое» (случайное) превышение, обусловленное погрешностью ИКСС, которая равна, как уже было сказано, 0.31%. Можно ожидать на основе принципа эргодичности, что «стохастические» искажения гистограммы не превысят  $3\sigma$ , то есть 1%.

Учитывая вышесказанное, мы взяли для абсолютной калибровки гистограммы 30 и 31 августа 1989 г., когда на Солнце нами наблюдалась самая крупная КД, и приняли, что правое крыло гистограмм опускается до 1% при значении центральной интенсивности линии гелия  $I_c = 1$ . Тогда значение интенсивности для «ядра» гистограммы составляет 0.927. Присваивая значению интенсивности линии для «ядра» гистограммы каждой получаемой карты это значение, мы осуществляли абсолютную спектрофотометрическую калибровку.

Таким образом, калибровка основывается на допущении, что центральная интенсивность линии гелия в областях спокойного Солнца сохраняет постоянный диапазон значений. Этот факт не доказан, но в то же время нет пока и никаких наблюдательных или теоретических оснований для его опровержения. Если же переменность данной величины будет обнаружена, ее всегда можно будет внести в виде соответствующей поправки.

Существенным достоинством такого метода калибровки, кроме его пригодности для компьютерного исполнения, является возможность получать отдельно гистограммы значений интенсивности линии гелия в корональных дырах, в активных областях Солнца и на территории «спокойного солнца». Это делается путем вычитания калиброванных и нормированных по высоте гистограмм. Например, вычитая из гистограммы, полученной когда на Солнце была корональная дыра, гистограмму другой карты, на которой нет корональных дыр, мы получаем нулевой уровень в районе «ядра» гистограммы и справа от ядра — гистограмму для КД. Аналогичным способом были получены гистограммы интенсивностей линии в активных областях и в «спокойном солнце», показанные на рис. 3





**Рис. 3.** Гистограммы корональной дыры (CH), «спокойного солнца» (QS) и активных областей (AR) после введения коррекции потемнения к краю в линии гелия в приближении  $sec\theta$  (см. ниже).

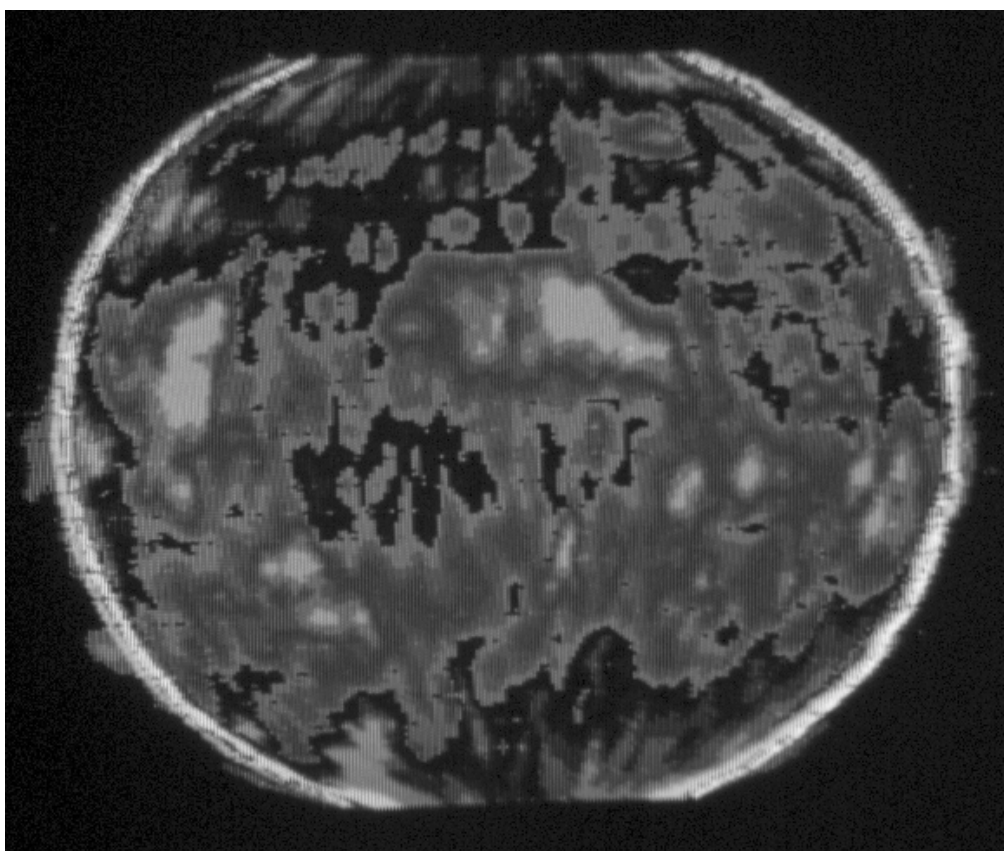
Сопоставление наших гистограмм с гистограммой Мак-Кейб и Мики показало, что авторы последней, повидимому, использовали неточное значение континуума, возможно — крыло соседней линии кремния  $\lambda = 10827\text{\AA}$ , т.к. на  $I=1$  значение гистограммы явно завышено (ок. 0.1). О том же говорит заметное (на 0.02) смещение вправо вершины их гистограммы. Границы значений АО и КД на их рисунке никак не обоснованы.

Получение гистограммы корональной дыры позволило ввести фотометрический критерий для выделения корональных дыр. В качестве такового был принят уровень интенсивности линии, на котором пересекаются нормированные по высоте гистограммы корональной дыры и спокойного Солнца по карте, полученной, когда корональных дыр не наблюдалось. Это позволило впервые сделать объективным и автоматизировать определение границ корональных дыр.

Отметим, что понятие границы корональной дыры в данном случае имеет статистический смысл: если спектральная интенсивность превосходит принятый критерий, данное образование — корональная дыра с вероятностью  $>0.5$  et vice versa.

Применение описанного метода к идентификации КД показало неплохое совпадение с данными обсерватории Китт Пик, хотя там эта процедура не автоматизирована. В частности, метод выявляет потемнение к краю в линии гелия с ростом гелиоцентрического угла  $\theta$ , в связи с чем нами была введена коррекция за  $\sec\theta$  (более точная коррекция возможна с помощью полиномов Бемпорада [9]).

После такой коррекции карт их гистограммы стали компактнее и выше. Значение  $I_c$  для «ядра» гистограммы оказалось равным 0.95, а дискриминационный уровень корональных дыр составил 0.97 (см. рис. 3).



**Рис.4.** Карта распределения населенности уровня  $2^3s$  гелия, полученная с помощью ИКСС на Горизонтальном солнечном телескопе в Пулково 3 августа 1990 г. Видны активные области (различные оттенки красного цвета), небольшая корональная дыра на юге, внизу (голубые оттенки), хромосфера и протуберанцы.

Получаемая таким методом карта Солнца фактически является не спектрогелиограммой (распределением монохроматической яркости) и не картой спектральной интенсивности линии, каковую дает ИКСС в «сыром виде», до обработки, но *картой распределения населенности атомного уровня  $2^3s$  ортогелия* (рис. 4). Важность этого шага трудно переоценить, так как он дает возможность отстраниться от частных особенностей процесса наблюдения и перейти к изучению *физических условий в атмосфере Солнца*.

Различие спектрогелиограмм, карт спектральной интенсивности и карт населенности атомного уровня иллюстрирует таблица.

Метод регистрации \ Компоненты картины	Яркость в континууме (грануляция, факелы, пятна, потемнение к краю)	Зависимость поглощения слоя от угла $\theta$	Населенность атомного уровня
Спектрогелиограмма, фильтрограмма	+	+	+
Карта спектральной интенсивности линии		+	+
Карта населенности атомного уровня линии			+

Спектрогелиограмма и фильтрограмма являются «уравнением с тремя неизвестными», т.к. содержит суперпозицию трех переменных независимых величин. Карта спектральной интенсивности лишь немного лучше, она содержит на одно такое «неизвестное» меньше; однако, попытка измерения свойств линии гелия, к примеру, в пятне даст различные результаты для пятна, находящегося в центре видимого диска Солнца и на его краю. И только карта населенности атомного уровня дает однозначную информацию о структуре и физических свойствах исследуемого объекта. Особенно важно это в случае наблюдения таких малоконтрастных объектов, как корональные дыры.

Особо следует отметить, что полученные нами фотометрические критерии позволяют сделать и некоторые физические выводы, а именно: характерная глубина линии гелия 10830 в расчете на единичную атмосферную толщину составляет для корональных дыр от 0 до 3%, для спокойного солнца от 3 до 8% и для активных областей >8%. Реальные величины, по-видимому, взаимно перекрываются.

## Литература

1. Harvey J.W., Krieger A.S. et al. Bull. Amer. Astron. Soc., 1975, v.7, no.2, pt.II, p.358.
2. M.C.McKeib, D.L.Mickey. Solar Physics, 1981, v.73, no.1, p.59-66.
3. Кандрашов Э.В. / Солнечные данные, № 1, 1986. С. 74-82.

4. Кандрашов Э.В. / Солнечные данные, № 12, 1987. С. 80-89.
5. Калиняк А.А. / Солнечные данные, № 5, 1970. С. 92-95.
6. Kaliniak A.A., Vassilieva G.J. / Sol. Phys., vol. 16, № 1, 1971, p. 37-39.
7. Кандрашов Э.В., Корепанов В.С. и др. Солнечные Данные, 1990, № 6, с.85-91.
8. Кандрашов Э.В., Никифоров В.Г. и др. Солнечные Данные, 1990, №7, с.82-88.
9. Соколова И.И., Кандрашов Э.В. Астрон. Цирк. № 1349, октябрь 1984, с.5-7.
10. Bemporad A. Mitteilungen der Grossh. Sternwarte zu Heidelberg, 1904, no.4, s.1-78.

**ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА  
РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК СОЛНЦА  
В ТРЁХ ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ (1972 – 2000 г.)**

**Касинский В.В.<sup>1</sup>, Сотникова Р.Т.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*ИрГУПС, Иркутск; vkasin@emf.iriit.irk.ru.* <sup>2</sup>*Иркутский гос. университет*

**The integral energy spectra variations of solar soft X-ray flares in the three  
solar activity cycles (1972-2001)**

**Kasinsky V.V., Sotnicova R.T.**

**Abstract**

The flare energy distribution on UV Cet - type stars has a power-law spectrum (PS). In our preliminary study (1972-93) the X-ray solar flare PS was represented by the unique power-law over the whole range of energies with “b” = 0,75. The purpose of this paper is to reveal the temporal variations of the power law spectrum of X-ray flares over 3 solar cycle (1972-2001). More powerful statistics (56 500 flares) allows us to obtain PS with the high resolution in “Log E – Log N” coordinates. The parameters “b” and log E<sub>max</sub> of PS undergoes variations associated with 11-year cycle phase, and correlates with Wolf number as well as number of flares (N). The cycle averaged “b” is 0,666, with variations (0,50 < b < 0,88). Actually, the high resolution PS are differ from power-law dependency. There is “a hill” in the middle part and “depression” on the upper side of spectrum. Strong 11-year modulation reveals itself in such parameters as the limiting energy, numbers of micro-flares and total “integral” of PS. The results obtained may be useful for the study the flare activity on the red dwarf stars.

Совместное рассмотрение хромосферной активности Солнца и вспыхивающих красных карликовых звезд – новое направление солнечно-земной физики, достигшее заметных результатов. Как известно, статистическое исследование наиболее активных звезд типа UV Кита обнаружило степенной характер энергетического спектра их оптического излучения,  $N \sim E^{-b}$  [1]. Спектральный индекс «b» варьирует в широком диапазоне  $0,5 < b < 0,9$ . Систематическое применение формализма степенного спектра для статистики вспышек оказалось весьма продуктивным для вспыхивающих звезд [1,2]. Аналогичная закономерность была установлена и у вспышек Солнца. Индекс «b» в оптическом излучении во всех линиях водородных серий оказался равным 0,80 [3].

Авторами был получен интегральный энергетический спектр (ИЭС) за каждый год (1977-1987) по 19700 вспышкам на основе данных потока

в мягком рентгеновском диапазоне (1-8А). Средний за цикл показатель степенного энергетического спектра был оценен как  $\langle b \rangle = 0,85$  [4,5]. В последующем ИЭС для мягкого рентгена были рассчитаны за каждый год за период (1972-1993 гг.). Среднее значение спектрального индекса за 2 цикла оказалось равным  $\langle b \rangle = 0,76 \pm 0,01$  (полное число - 37000 вспышек). Энергетический спектр в двойном логарифмическом масштабе был аппроксимирован линейной зависимостью вида  $\log E = 30,9 - 1,35 \log N$  [6]. Это согласуется с энергетическим спектром солнечных вспышек мягкого рентгена, полученным Хадсоном,  $b = 0,80 - 0,85$  [8].

Отметим, что все предыдущие исследования [1-3] не давали ответа на вопрос – варьирует или нет величина спектрального индекса «b» с ходом 11-летнего цикла Солнца. Впервые такая вариация индекса «b» степенного спектра вспышек Солнца с фазой 11-летнего цикла (числом Вольфа, W) была выявлена в [4,6]. Был получен четкий ход спектрального индекса «b» с фазой солнечного цикла: от  $-0,95$  в эпоху солнечного максимума до  $-0,52$  в эпоху минимума. Этот важный результат нуждается в проверке на базе новых данных, относящихся к концу 22-го – началу нового 23 цикла солнечной активности (1993-2001). Следует добавить, что первые оценки ИЭС страдали некоторой селекцией, поскольку данные слабых вспышек были неполными [4-6]. Новые данные были существенно дополнены за счет слабых вспышек [7]. В результате число вспышек возросло до 56 500, а точность построения спектров повысилась.

Цель данной статьи – построить годовые ИЭС рентгеновских вспышек с высокой точностью, на более полном материале на протяжении трех циклов N21-23 Солнца и пересмотреть ранние результаты, полученные на ограниченном материале. Исследование показало, что 11-летняя модуляция (W) присутствует не только в спектральном индексе «b», но также проявляется в предельных энергиях вспышек, числе микро-вспышек и в других параметрах энергетического спектра.

## **1. Интегральный энергетический спектр вспышек и его параметры**

В данном исследовании при расчете энергий вспышек учитывался профиль световой вспышки с разделением на фазу роста и затухания кривой потока  $F(t)$ . Таким образом, при оценке энергии вспышки была принята более рафинированная методика, расчета энергий  $E$ , по сравнению с ранними работами [4, 5].

Хотя световые кривые отдельных вспышек сильно варьируют, но существует типичный профиль развития вспышки. Сначала наблюдается резкий рост  $F$  от момента начала -  $t_0$ , до максимума -  $t_{max}$  и далее – экспоненциальный спад  $F(t)$  от  $t_{max}$  до  $t_{end}$  – момента конца вспышки.

Для получения интегральной энергии вспышки поток  $F$  ( $\text{erg cm}^{-2} \text{c}^{-1}$ ) в диапазоне (1-8А) необходимо проинтегрировать по времени с учетом начала -  $t_0$ , максимума -  $t_{\text{max}}$  и момента окончания вспышки -  $t_{\text{end}}$ . Затем величина потока должна быть проинтегрирована по полусфере  $2 \pi R^2$ , где  $R = 1 \text{ АЕ}$ .

Принимая для кратковременной фазы роста «треугольную» аппроксимацию, а для фазы спада – экспоненциальную, причем  $t_{\text{end}}$  соответствует спаду потока  $F(t)$  в “е” раз, мы получили следующую формулу для аппроксимации энергии вспышки:

$$E = 4,22 \times 10^{28} (t_{\text{max}} - t_0) + 2,53 \times 10^{28} (t_{\text{end}} - t_{\text{max}}), \quad (1)$$

где  $F$  в единицах [ $\text{erg cm}^{-2} \text{c}^{-1}$ ],  $t$  в секундах,  $E$  в эрг. Индивидуальные энергии по (1) укладываются в диапазоне  $10^{24} < E < 10^{32}$  (ergs) в полном согласии с предыдущими данными [4-6].

Нами строилось распределение накопленного числа вспышек за год  $N(E_m)$  с энергиями  $E > E_m$ , которое аппроксимировано степенной функцией вида [1,2]:

$$N(E_m) = \int n(E) dE \sim C E^{-b}.$$

На рис.1 приведен типичный энергетический спектр 4005 вспышек Солнца (1981 г.) – эпоха максимума 21-го цикла. По горизонтали отложен  $\log N$ , по оси Y -  $\log E$ . Наклон прямой определяет  $b = 0,684$ .  $R^2$  есть величина достоверности аппроксимации. Видна непрерывность спектра в области высоких энергий.

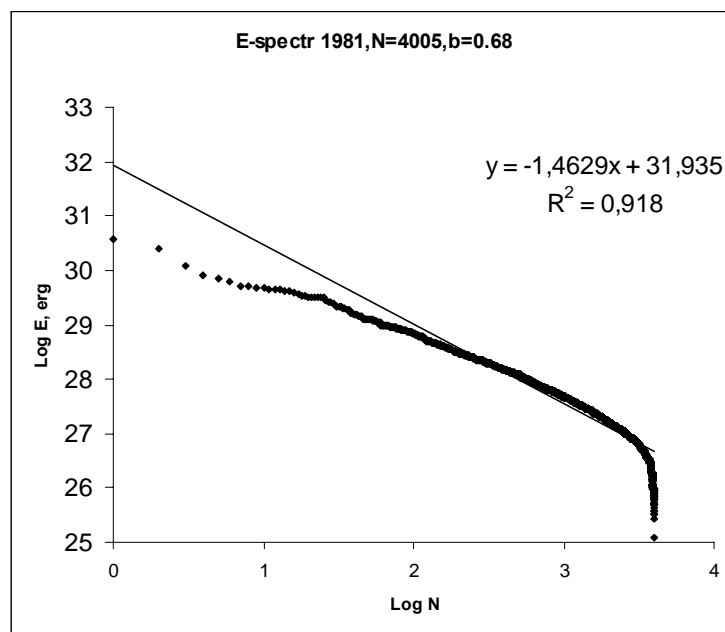


Рис.1.

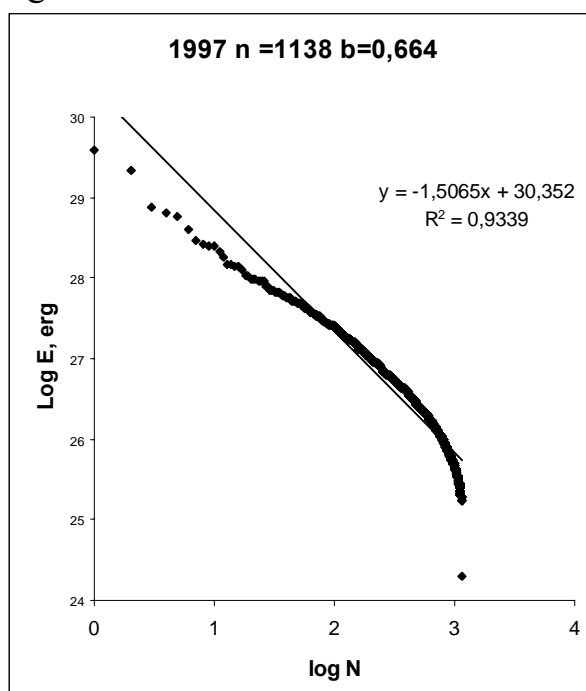
В двойных логарифмических координатах ( $\log E$ ,  $\log N$ ) имеет место три главные особенности энергетического спектра. Хорошо виден

«выпуклый» характер спектра в середине. В области малых энергий наблюдается характерный «завал» в спектре, вызванный порогом обнаружения вспышек [1]. Область средних энергий аппроксимируется линейной зависимостью:

$$\log E = \log E_m - (1/b) * \log N. \quad (2)$$

Как видно из (2), при росте  $N$  энергии падают, что физически соответствует энергиям микро-вспышек ( $E \sim 10^{25}$  эрг). Наоборот, имеется одна вспышка в году, с «предельной энергией», что соответствует условию  $N = 1$ ,  $\log E = \log E_m$  в соответствии со степенной аппроксимацией (2).

В области больших энергий ( $>10^{28}$  эрг) наблюдается «дефицит» вспышек высоких энергий («дефицит спектра»), что связано с так называемым эффектом «насыщения» вблизи предельной энергии. Действительно, какова бы ни была природа вспышечной активности в рамках любой модели должно существовать физическое ограничение на максимальную мощность вспышки [1,2]. По линейной аппроксимации показатель степенного спектра « $b$ » равен «наклону спектра» в координатах « $\log E - \log N$ ».



**Рис. 2.**

На Рис.2. приведен энергетический спектр 1138 вспышек 1997 г. – эпоха минимума 22-23 цикла. Наклон прямой определяет  $b = 0,664$ . Хорошо видна непрерывность ИЭС в области больших энергий, «горбатый» характер спектра в середине и «дефицит спектра» в области высоких энергий.

В табл.1 приведены расчетные параметры энергетических спектров вспышек за 30 лет, 1972-2001 гг., (56 500 вспышек). В столбцах даны: 1-



год, 2- логарифм предельной энергии по (2), 3- показатель степени спектра по всем вспышкам (totals), 4- число вспышек за год, 5- число Вольфа, 6- логарифм числа вспышек с энергиями  $10^{25}$  эрг.

**Таблица 1.** Параметры интегрального энергетического спектра вспышек

Year	Log Em	<b>-total	n/ год	W	Log N <sub>25</sub>
1972	31,2	0,68 ± 0,01	2723	69	4.22
1973	30,38	0,88 ± 0.02	1784	38	3.20
1974	31,35	0,504 ± 0.08	321	34	3.22
1975	28.56	0. 57	250	15	3.3
1976	29,7	0.64 ± 0.10	153	12	3.44
1977	30.3	0.60 ± 0.08	268	27	3.24
1978	31.6	0.60 ± 0,03	1134	92	4.24
1979	31,6	0,64 ± 0,03	1469	155	4.28
1980	31,6	0,69 ± 0,01	2463	155	4.6
1981	31,9	0,684±0,005	4005	140	4.84
1982	32,3	0,631±0,005	3852	116	4.64
1983	31,8	0,71	2583	67	4.36
1984	31.8	0.58	2176	46	3.95
1985	30.1	0.68	1065	18	3.45
1986	30.3	0.62	916	13	3.39
1987	30.4	0.68	1389	29	3.96
1988	31.6	0.64	2367	100	4.24
1989	32.5	0.60	2610	158	4.56
1990	31.5	0.72	2630	142	4.68
1991	32.2	0.659 ±0,05	3324	145	4.08
1992	31.6	0.67	2816	90	4.4
1993	31.1	0.69	2429	56	4.04
1994	30,3	0.69± 0,02	1612	22	3.63
1995	29,2	0,72± 0,02	1124	16	3.45
1996	29,2	0,63	510	9	3.03
1997	30,4	0,66	1138	22	3.57
1998	31,1	0,68 ±0,01	2244	62	4.32
1999	30,9	0,76 ±0,01	2421	95	4.52
2000	30,9	0,80 ±0,01	2260	130	4.76
2001	31,4	0,72 ±0,01	2703	134	4.6
	mean	<b> totals	Sum		Mean
	31,01	0,666±0,005	56500		4.01

Максимальная энергия рентгеновской вспышки (теоретический предел) составила  $\log E = 32,52$  в 1989 г. Среднее за 30 лет,  $\log E = 31,01$ . Таким образом, оценки предельных энергий вспышек (2-столбец, табл.1) в рентгеновском диапазоне оказываются гораздо ниже предельной энергии, наблюдаемой в оптике  $5 \cdot 10^{32}$  эрг (вспышка 4 Августа 1972 г. [8]). Фактические энергии еще ниже из-за наличия характерного «дефицита», наблюдаемого в области больших  $E \sim 10^{29}$  эрг, рис. 1 - 2.

Неожиданным фактом, вытекающим из оценок параметров степенного спектра на значительном отрезке времени (1972-2001 гг.) является обнаружение положительного тренда спектрального индекса «b» со временем:

$$b = 0,0034 T + 0,612,$$

где  $T$  – число лет, отсчитываемых от даты  $T_0 = 1972$ . Пока неясно, отражает ли этот тренд вековые изменения (80-летний цикл) или является случайным артефактом.

Как видно из линейного спектра (2) имеется два независимых параметра, определяющих спектр -  $(1/b)$  и  $\log E_m$ . Первый дает «наклон прямой», характеризуя относительную роль сильных и слабых вспышек, второй – определяет максимальную энергию, отсекаемую прямой (2) на оси энергий. Величина  $\log E_m$  в значительной мере неслучайна, так как она получена по большой статистике (тысячи вспышек в год). С другой стороны, параметры ИЭС  $b$  и  $\lg E_m$  плохо коррелируют между собой,  $r \leq 0,39$ . Поэтому, они могут быть выбраны в качестве двух независимых параметров (фазовых координат) степенного спектра вспышек. Отдельно, каждый из них по разному коррелирует с числом Вольфа ( $W$ ), выявляя заметную 11-летнюю модуляцию.

## 2. Тонкая структура - отклонение спектра вспышек от степенного

Следует отметить, что первые энергетические спектры звездных вспышек получены с весьма низким разрешением по шкале  $\log N$  [1,2]. Степенной спектр строился как правило по 10-15 группам точек, а для оптических вспышек Солнца по 13 точкам [3]. Этого совершенно недостаточно для выявления «тонкой» структуры на спектре. Кроме того, предварительная группировка точек затушевывает особенности реального спектра. Как только число точек возрастает до 45 (звезда EV Lac) на степенном спектре выявляются отклонения от прямой линии и проявляется «горб» в срединной части и «провал» для вспышек больших энергий [9].

В данном исследовании предварительное «группирование» вспышек отсутствует; число точек на спектре соответствует числу вспышек  $N \geq$

1000, начиная с 1978 г. (Табл. 1). Поэтому реальные ИЭС обладают очевидным новым свойством - непрерывностью, что позволяет видеть тонкую структуру спектров. Как видно из реальных спектров (Рис. 1-2) они существенно отклоняются от линейных. Речь не идет о характерном «завале» в спектре, так как он вызван порогом обнаружения вспышек [1]. Наоборот, в области больших энергий ( $>10^{29}$  эрг) наблюдается «дефицит» энергий (вспышек), который неслучаен и физически значим. Причина его пока неясна. Согласно [1, 2] в рамках любой модели должно существовать физическое ограничение на максимальную мощность вспышки. Однако это ограничение нуждается в конкретизации в рамках той или иной модели вспышки.

Кроме этого, при внимательном рассмотрении (рис.1-3) легко усмотреть характерный «горб» в срединной части спектра, что также указывает на нелинейность в этой области спектра. Наличие «горба» может привести к тому, что площадь спектра  $S$  может варьировать с фазой 11-летнего цикла, что требует дополнительного исследования.

Поэтому, кроме параметров  $b$  и  $\log E_m$  необходимо ввести новые параметры, так или иначе описывающие отклонение реального степенного спектра от линейного (степенного) в двойной логарифмической шкале. В число таких параметров мы отнесли следующие характеристики ИЭС:

- 1- площадь под степенной зависимостью  $S = \frac{1}{2} [\log E_m \times \log N(25)]$ , «мощность»,
- 2- экстраполированное число вспышек  $\log N$  с минимальной энергией  $\log E = 10^{25}$ ,
- 3- максимальная энергия вспышки по степенному спектру -  $\log E_m$  (на оси энергий),
- 4- «дефицит» энергии вспышки  $\log E_m - \log E_1$ , как разность теоретического и наблюдаемого максимальных значений,
- 5- полный «дефицит» максимальных энергий в области больших энергий как площадь между линейной (степенной) частью и фактическим распределением  $E(N)$ .

Остановимся на физическом смысле введенных параметров. Площадь степенного спектра (1) характеризует «мощность спектра» поскольку спектр может «пульсировать», а параметры  $\log E_m$  и  $\log N_m$  меняться в зависимости от фазы цикла. Параметр  $\log N_{25}$  (2) имеет очевидный смысл числа микро-вспышек на уровне  $\log E = 25$  по степенному спектру.

Параметр  $\log E_m$  (3) имеет «прозрачный» физический смысл максимальной экстраполированной по степенному спектру энергии вспышек. Величина «дефицита» (4) максимальной энергии вспышки  $\log E_m - \log E_1$  характеризует степень отклонения на верхнем участке энергий от степенного спектра. Природа этого отклонения («эффект насыщения») неясна и может играть большую роль при выборе моделей вспышечного

процесса. Параметр  $S_{def}$  (5) играет такую же роль, как и предыдущий, но в единицах площади в двойных логарифмических координатах.

Поскольку показатель спектра «b» играет определяющую роль при сравнении звездных и солнечных вспышек, в Табл. 2 мы приводим годовые показатели спектра «b-linear», рассчитанные по сокращенной выборке с выделением области от  $\log N = 1$  до  $\log N = 3-3,5$  (линейная часть). Такое искусственное обрезание степенного спектра «физически значимо» лишь с оговорками. Так как «завал» в нижней части (рис.1) является непрерывным, необходимо задать точку обрезания. За точку обрезания естественно принять точку пересечения прямой с реальной кривой спектра (рис.1,2). При этом средняя годовая выборка уменьшается до 72% (столбец N%) от полной, а средняя точка обрезания  $\log E = 26,7$  соответствует энергиям микро-вспышек порядка  $5,1 \cdot 10^{26}$  эрг.

**Таблица 2.** Параметры ИЭС – линейная аппроксимация

Year	b-linear	N %	Year	b-linear	N %
1977	0,60 ± 0.10	73 %	1990	0,84±0.05	71 %
1978	0,68 ±0.05	68	1991	0,81	75
1979	0,76 ±0.05	68	1992	0,82	69
1980	0,79 ±0.04	74	1993	0,88	74
1981	0,82 ±0.03	73	1994	0,83	69
1982	0,74 ±0.03	70	1995	0,90	55
1983	0,88	77	1996	0,79	62
1984	0,71	76	1997	0,77	69
1985	0,80	72	1998	0,80	66
1986	0,66	71	1999	0,93	78
1987	0,76	71	2000	0,97 ±0.03	86
1988	0,72	78	2001	0,89	73
1989	0,68	74	Mean	0,79 ±0,01	71,7 %

Как видно из Табл. 2, ежегодные значения «b» возрастают и в 2000 г. достигают почти единицы  $b = 0,97$ . Среднее за 25 лет равно:  $\langle b \rangle = 0,79 \pm 0,01$ , что практически совпадает с  $b = 0,80$  для оптических вспышек [3].

### 3. Модуляция параметров энергетического спектра с периодом 11 лет

Важнейшее свойство солнечной активности – её цикличность. С характерным временем около 11 лет меняется структура магнитного поля Солнца: числа пятен (W), частоты (N) и мощности вспышек и многих других характеристик активности. Поэтому мы рассчитали скользящие коэффициенты корреляции вышеуказанных пяти параметров с W и N.

В Таблице 3 приведены соответствующие 11-летние (по 11 точкам) коэффициенты кросс - корреляции (КК) с числами Вольфа ( $W$ ) и числом вспышек за год –  $N$ , ранжированные по величине  $r$ . Причем в 3 и 5 строке приведены коэффициенты КК без сдвига ( $W_0$ ), а в 4 и 6 со сдвигом на 11 лет ( $W_{11}$ ) соответствующего параметра относительно  $W$  и  $N$ . Это дает возможность выявить 11-летнюю модуляцию соответствующих параметров, что свидетельствует в пользу их не случайности. Важно отметить, коэффициенты корреляции по пятнам ( $W$ ) и числам вспышек ( $N$ ) практически сходятся, что говорит об их эквивалентной природе.

**Таблица 3.** Кросс-корреляция параметров степенного энергетического спектра вспышек с числом Вольфа ( $W$ ) и числом вспышек ( $N$ )

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	$N$ , Год	S- integr	Log $N_{25}$	LgE	$\Delta$ lgE	S deficit	b total	b- line
$W_0$	0.92	0.88	0.87	0.80	0.76	0.54	0.51	0.37
$W_{11}$	0.79	0.75	0.60	0.73	0.56	0.40	0.48	0.32
$N_0$	1.0	0.84	0.84	0.66	0.68		0.56	
$N_{11}$	1.0	0.61	0.59	0.57	0.73		0.33	

Наибольшую значимость (на уровне  $r = 0,92-0,76$ ) показывают первые пять параметров. Высокий коэффициент корреляции показывает «мощность» спектра (интеграл) с числом Вольфа на сдвиге 0 и 11 лет (столбец 3). Отметим самую высокую корреляцию  $W$  и  $N$  между собой, как при нулевом сдвиге, так и при сдвиге 11 лет, что соответствует современным представлением о тесной связи «запятнённости» ( $W$ ) и с многочисленностью вспышек  $N$  – столбец 2.

Примечательно, что основной параметр - показатель степенного спектра «b» показывает довольно умеренную корреляцию ( $r = 0,51- 0,56$ ) с числами  $W$  и  $N$ , по сравнению с другими параметрами (столбцы 8-9). Все это говорит о том, что «отклонения» от степенного спектра, выражаемые остальными параметрами, играют не последнюю роль в физической интерпретации энергетического спектра вспышек. Отметим сразу, что показатель спектра линейной части «b-line» (столбец 9) хуже коррелирует с числом Вольфа (практически незначим 0,37), чем  $b$  по всей выборке без «обрезания» (Табл.1). Это говорит в пользу того, что операция «обрезания» спектра является физически некорректной.

На рис.3 приведена скользящая корреляция (11 точек) числа Вольфа ( $W$ ) с числом вспышек  $N$  (квадраты); средне сглаженного показателя  $\langle b \rangle$  по трем точкам с  $W$  (треугольники); не сглаженного показателя  $b$  с числом Вольфа,  $W$ . Видна 11-летняя модуляция показателя «b» и  $N$ . Максимум

корреляции всех трех кривых показывает сдвиг +1 (запаздывание) относительно чисел Вольфа (W).

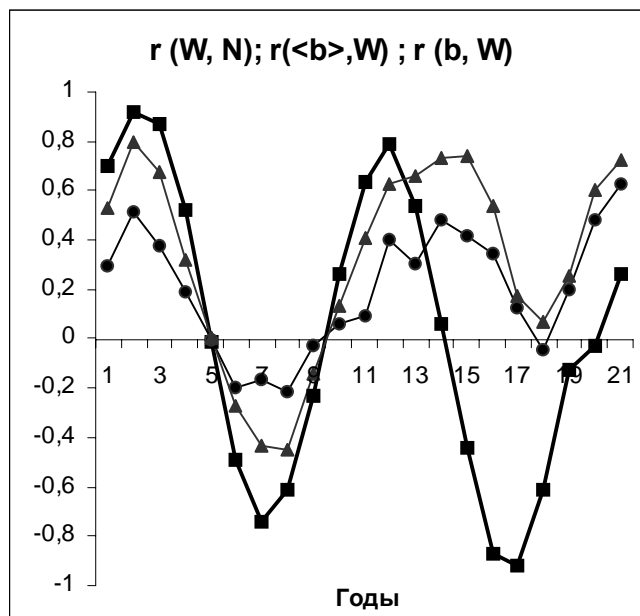


Рис.3.

Параметр  $\log N_{25}$  (столбец 4) - число микро- вспышек на уровне  $\log E = 25$  уверенно коррелирует с числом Вольфа. Как известно, общая энергия вспышек близка по порядку величины к хромосферной и корональной светимостям [10]. Это служит исходным аргументом гипотезы о нагревы короны многочисленными «нано- вспышками» [8].

#### 4. Обсуждение и выводы

Из табл.1 очевидно, что показатель степени «b» варьирует с фазой цикла, то есть изменяется с числом Вольфа (W). Средний по циклам показатель степенного спектра рентгеновских вспышек ( $b = 0,666 \pm 0,005$ ) заметно меньше, чем для оптических вспышек, ( $b = 0,80$ ) [3]. Как показано в [2], при  $b < 1$ , основной вклад в среднюю мощность вспышечного процесса дают редкие, но мощные вспышки, при  $b > 1$  – частые, но более слабые. Тот факт, что  $b(X) < b(\text{Opt})$  означает, при равенстве N, что средняя мощность всех рентгеновских вспышек меньше, чем оптических. Кроме того диапазон энергий в рентгене (X) меньше диапазона оптических вспышек (среднее за 30 лет -  $10^{31}$  эрг). В рамках традиционных моделей «магнитного источника энергии» это значит, что процесс оптических вспышек (в хромосфере) является в среднем более мощным и доминирует по отношению к процессу в короне (рентген), а не наоборот, как это принимают современные модели вспышек. Абсолютный максимум предельной энергии в одной X-вспышке за 30 лет составляет  $3,3 \times 10^{32}$  эрг не выше энергий вспышек августа 1972 г. Оценки предельных энергий (Табл.1, столбец 2) имеют важное значение, поскольку наиболее мощные

вспышки накладывают самые сильные ограничения на энергетические источники вспышек [11]. Хроническое отсутствие больших магнитных структур могло бы объяснить систематический «провал» ИЭС в области больших энергий, рис.1-3, как следствие «дефицита» гигантских пятен.

Отметим временной сдвиг максимума корреляций индекса «b» на +1 год относительно чисел Вольфа (W). Аналогичный максимум корреляции (0,54) обнаружен для сдвига «один год» для индекса  $\beta_U$  и средней вспышечной энергии звезды EV Lac [9]. Это свидетельствует в пользу того факта, что реализация магнитной энергии, запасенной в пятнах, происходит не «мгновенно», как того требуют «магнитные» модели вспышек, а с запаздыванием + 1 год относительно пятен. Напрашивается следующий модельный «сценарий» звездной вспышечной активности. Магнитная активность на Солнце дает начало развитию некоторого процесса в хромосфере, реализующего энергетический спектр. Процесс, может быть описан в рамках некоторого волнового процесса (колебаний) в хромосфере [12], для установления которого требуется время (эффект запаздывания). Спектр колебаний, в свою очередь, определяет энергетический спектр вспышек и частоту генерации перманентно существующих микро-вспышек. Наряду с волнами малой амплитуды, ответственными за микро-вспышки, должны присутствовать макро-волны (типа «цунами» [13]), дающие большие вспышки.

Проведено исследование интегрального энергетического спектра рентгеновских вспышек на Солнце за три цикла N21-23 Солнца (~ 56 500 вспышек). Результаты могут быть полезными при интерпретации вспышечной активности на красных карликовых звездах [14].

1. Интегральный энергетический спектр носит в первом приближении степенной характер. Средний за 30 лет показатель степенного спектра  $b = 0,666 \pm 0,005$ . Диапазон вариаций показателя степени ( $0,50 < b < 0,88$ ) находится в разумном согласии с предыдущими оценками [5, 6].

2. Показатель степени «b» показывает вариации с фазой 11-летнего цикла, коррелируя как с числом Вольфа (W), так и с числом вспышек N. Отмечен временной сдвиг максимума корреляции индекса «b» на +1 год относительно чисел Вольфа (W). Показатель «b» возрастает от эпохи минимума к эпохе максимума. Среднее составляет величину  $\langle b \rangle = 0,637$  (эпоха минимума) и  $\langle b \rangle = 0,715 \pm 0,005$  (эпоха максимума). Обнаружен факт монотонного роста «b» на протяжении 30 лет.

3. Реальные спектры, построенные с высоким разрешением в координатах « $\log E - \log N$ » (тысячи точек) заметно отклоняются от степенного. Это проявляется в виде характерного «горба» в середине энергетического спектра и систематического «дефицита» вспышек высоких энергий.

4. Имеется сильная зависимость таких параметров, как предельная энергия вспышки ( $\log E_m$ ), число микро-вспышек ( $\log N_{25}$ ) и «дефицит энергий сильных вспышек»  $\log E_m - \log E$  от фазы 11-летнего цикла ( $W$ ). Такая сильная 11-летняя (и заметная 22-летняя) модуляция проявляется и в площади спектра  $S$ . Таким образом, интегральный спектр «пульсирует» как целое с фазой 11-летнего солнечного цикла.

Авторы приносят благодарность Гершбергу Р.Е. за конструктивные советы и полезные дискуссии.

### Литература

1. Gershberg R. E., 1972 - *Astrophys. Space Sci* v.19 P. 75.
2. Гершберг Р. Е., Шаховская Н.В., 1983 - *Astrophys. Space Sci.* v. 95 P.235.
3. Курочка Л. Н. 1987 - *Астроном. журнал.* том. 64. No.2. С. 443.
4. Касинский В. В. Сотникова Р. Т., 1989 – *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца.* М, Наука, вып.87. С.43.
5. Kasinsky V.V., Sotnicova R.T., 1989 - *Solar and stellar flares U.A.I. Colloq.* No.104, 15-19 Aug. 1988, Stanf. Univ., Calif., USA: POSTER PAPERS, ed. B. M. Haisch and M. Rodono, Special publication. 1989, P. 255 - 258.
6. Kasinsky V.V., Sotnicova R.T., 1996 – *Journal of Korean Astronomical Society*, v. 29 P. 315.
7. PRAF of Solar Geophysical Data, (1972–2001) - NOAA-USAF Space Envir. Center, Boulder, Colo., US Dep. Commerce.
8. Hudson H. S. 1991 – *Solar Physics* v. 95 P. 357.
9. Alekseev I. Yu. and Gershberg R. E., 1997 - *The Earth and Universe.* Aristotel Univ. Thessaloniki. Ziti Ed., P. 43-57.
10. Гершберг Р.Е., Шаховская Н.И., 2000 - *Кинематика и физика небесных тел.* N3. С. 309.
11. Гершберг Р. Е., Могилевский Э.И., Обридко В. Н., 1987 - *Кинематика и физика небесных тел.* N.5. С. 3.
12. Касинский В. В. , 1967 - *Результаты наблюдений и исследований в период МГСС.* М. Наука. вып. 4. С. 44.
13. Kasinsky V.V., Krat V.V., 1973- *Solar Physics.* V.31. P. 219.
14. Гершберг Р.Е., 1998 - *Успехи Физических Наук.* т. 168, N 8, С. 891.



## **СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СВОЙСТВ ПРОТУБЕРАНЦЕВ В ОПТИЧЕСКОМ И РАДИОДИАПАЗОНАХ**

**Ким Гун-Дер, Макаров В.И., Тлатов А. Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

Рассмотрены площади, высоты и зональные распределения протуберанцев по данным наблюдений Кисловодской Горной станции ГАО и данных радиогелиографа Nobeyama. Обработаны ежедневные наблюдения протуберанцев на коронографе ГАС ГАО в линии H $\alpha$  (6563А) в период 1997-2001 гг., и наблюдения в радиодиапазоне на длине волны 1.76 см в период 1992-2001 гг. Для радиоданных использовалась процедура автоматического выделения границ и определения характеристик протуберанцев. Пороговая величина эффективной яркостной температуры, при которой происходило выделение протуберанцев, составила  $T_b=7000^{\circ}\text{K}$ . Обсуждается соответствие и различие свойств протуберанцев в оптическом и радиодиапазонах. В частности отмечается, что в эпоху смены знака полярного магнитного поля в 1997-2001 гг. протуберанцы, связанные с полярным дрейфом в южном полушарии по количеству, площади и высотам значительно превосходили протуберанцы в северном полушарии.

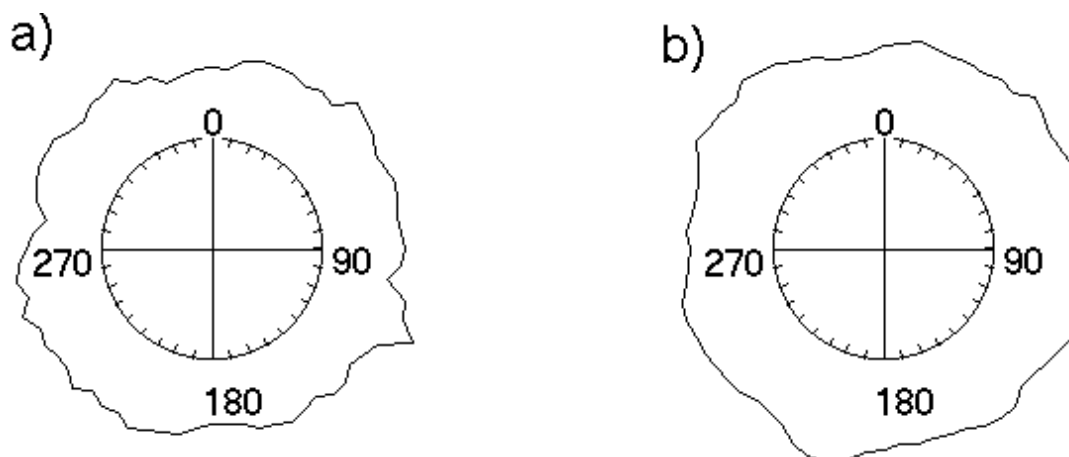
### **1. Введение**

Исследование протуберанцев на интервалах времени, сравнимом с длительностью цикла активности Солнца дает важную информацию о свойствах магнитных полей в различных широтных зонах. Однородные и непрерывные оптические наблюдения позволили установить основные свойства цикличности появления протуберанцев. Были изучены широтные дрейфы, связываемые с переполюсовкой полярного крупномасштабного магнитного поля и развитием активности на средних и низких широтах, статистические соотношения между различными параметрами протуберанцев, связь между другими проявлениями солнечной активности [1,2,3]. Вместе с тем, дальнейшие исследования свойств протуберанцев, в том числе и с привлечением новых видов наблюдений, таких как радионаблюдения или наблюдения в УФ диапазонах, могут дать полезный вклад в создание модели образования и устойчивости протуберанцев.

### **2. Обработка протуберанцев по данным Горной станции ГАО**

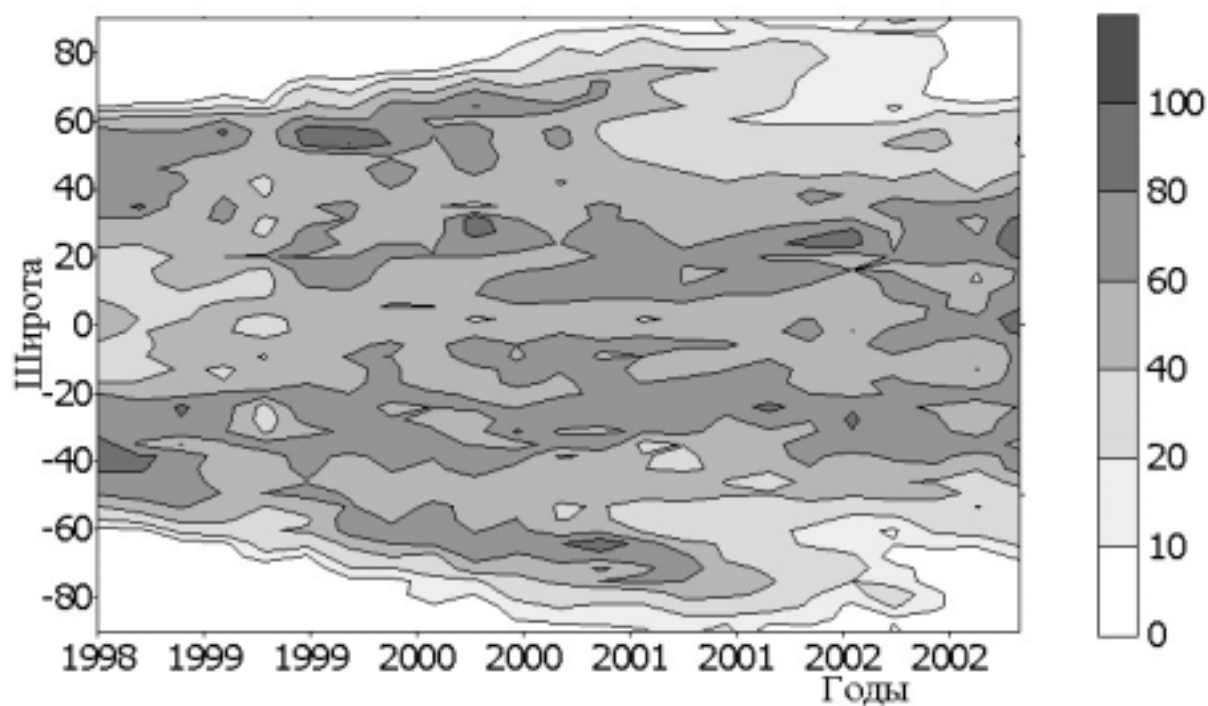
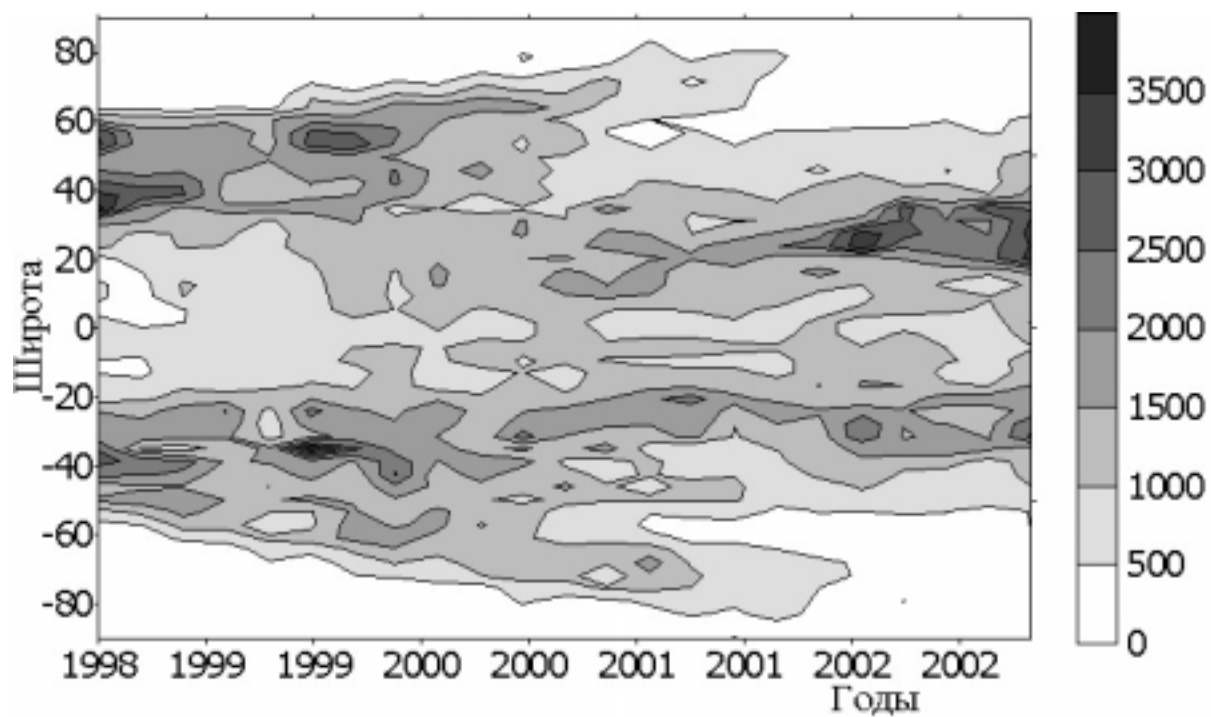
Для анализа протуберанцев в линии H $\alpha$  использовались регулярные наблюдения и стандартная обработка их на Горной станции ГАО. В период с 1998 по 2002 год было обработано 14488 протуберанцев. Рассматривались распределения площадей и высот протуберанцев в различных широтных и долготных интервалах. В распределении числа

протуберанцев по высоте имеется максимум в области 20'' - 40'' (секунды дуги) над лимбом Солнца. Дальше с ростом высоты наблюдается быстрое (экспоненциальное) уменьшение числа протуберанцев с высотой. Существует связь между высотой протуберанцев и их площадью, которую можно представить в виде:  $h = 21.9 + 0.18 \cdot S$ . Здесь высота  $h$  представлена в секундах дуги, а площадь  $S$  протуберанцев в единицах мдп ( $10^{-6}$  долей полусферы). Зависимость средней высоты протуберанцев в зависимости от долготы представлена на рис. 1. Протуберанцы при этом были разбиты на две группы а) высокоширотные ( $\phi > 50^\circ$ ) и б) низкоширотные ( $\phi < 50^\circ$ ). Общее число обработанных высокоширотных протуберанцев в северном полушарии составило 2200, низкоширотных протуберанцев 8622. Можно отметить, что достаточно выраженной долготной неоднородности распределения протуберанцев по высоте, как в полярных областях, так и на средних и низких широтах не наблюдается.



**Рис.1.** Распределение протуберанцев по высоте в зависимости от долготы по данным ГАС ГАО в период 1998-2002 гг. а) для высокоширотных ( $>50^\circ$ ) протуберанцев северного полушария; б) для низкоширотных (меньше  $\pm 50^\circ$ ) протуберанцев.

Наиболее полную картину распределения протуберанцев в течение солнечного цикла дают широтно-временные диаграммы распределения параметров. На рис. 2а и 2б представлены распределения протуберанцев по площади и высоте во всем диапазоне широт в период 1997-2002 гг. Можно выделить следующие особенности. В период до 1999 г. максимум распределения протуберанцев приходится на широты в области  $40^\circ$ - $60^\circ$ . Это соответствует широтному распределению волокон и магнитных нейтральных линий, трассирующих зональное распределение полярности крупномасштабного магнитного поля. В 1999 году область преимущественного существования протуберанцев в каждом полушарии разделяется на две ветви.

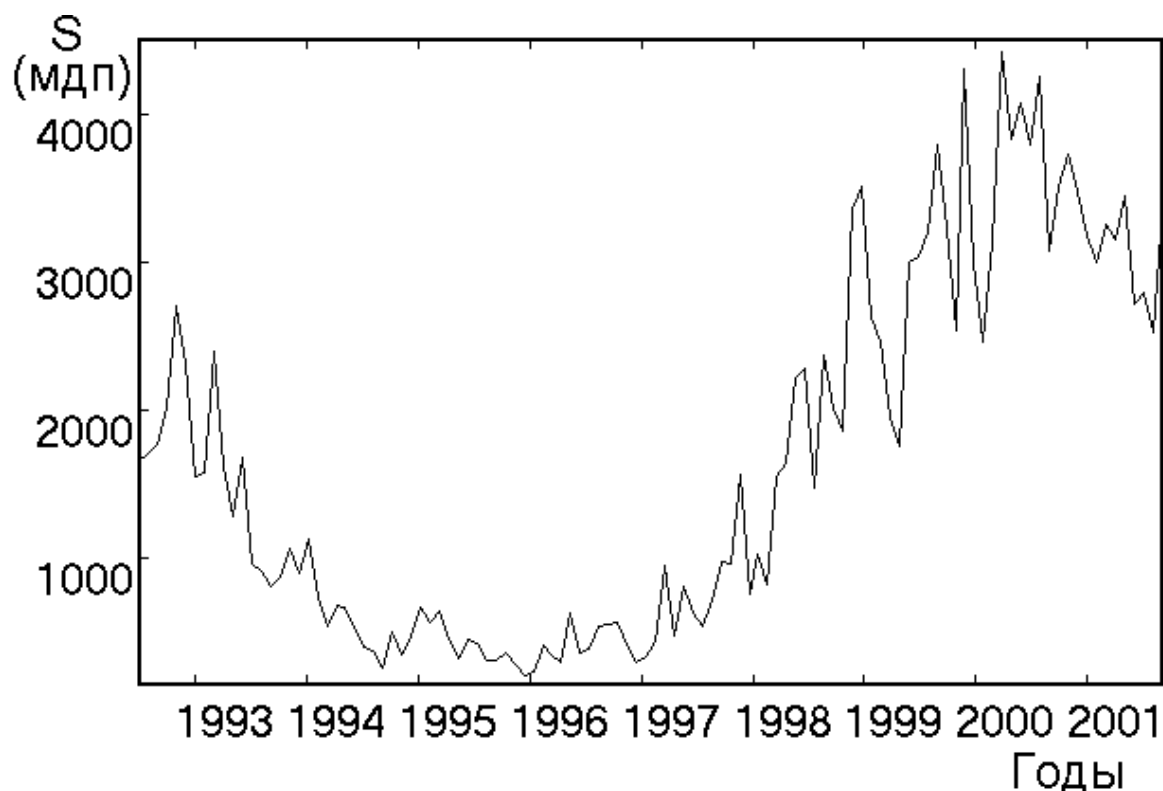


**Рис. 2.** Широтно-временные распределения протуберанцев по данным Горной станции. а) по площади (в единицах мдп), б) по высоте (в арк.сек).

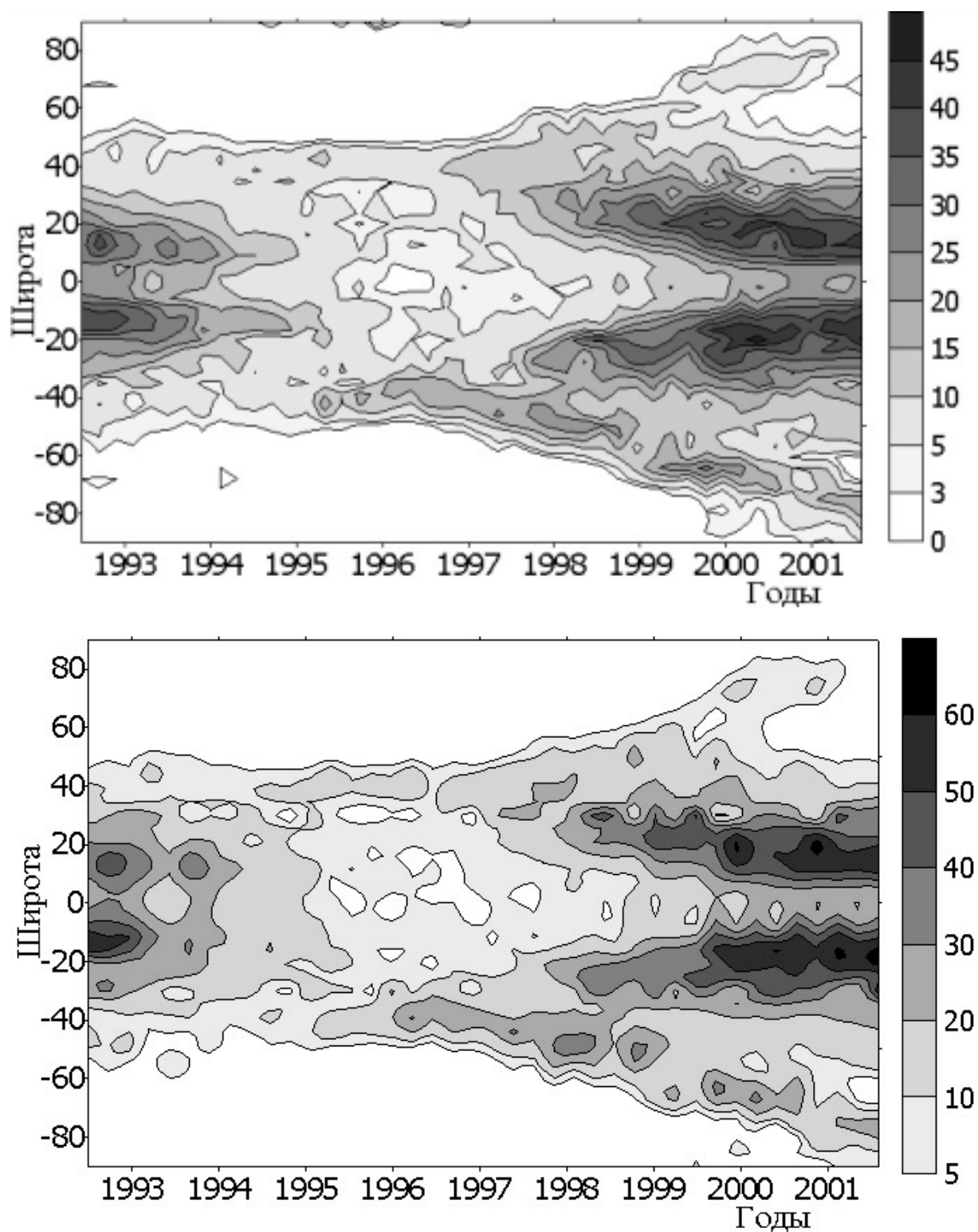
Первая, низкоширотная ветвь, остается на широтах  $\sim 30^\circ$ - $40^\circ$ . Вторая, высокоширотная ветвь, мигрирует к полюсам вместе с нейтральной линией, достигая полюсов в эпоху 2001-2002 гг. В распределении высокоширотной ветви протуберанцев существует некоторая асимметрия по полушариям. В южном полушарии наблюдаются протуберанцы с большей площадью и более высокие.

### 3. Обработка протуберанцев по данным радиогелиографа Нобейма

Современные методы наблюдений Солнца дают возможность получать данные о свойствах протуберанцев в радиодиапазоне на основе ежедневных наблюдений радиогелиографа Нобейма на длине волны 1.76см. Оптическое разрешение радиогелиографа составляло около  $10''$ . Выделение границ и определение свойств протуберанцев производилось автоматической процедурой. В качестве пороговой интенсивности, для определения границы протуберанца, использовалась эффективная яркостная температура радиоизлучения  $T=7000^\circ$  К. Для ярких областей над лимбом, с температурой выше пороговой, вычислялись различные параметры, такие как площадь, средняя интенсивность, высота и др.



**Рис. 3.** Среднемесячное значение площади протуберанцев по данным радиогелиографа Нобейма в период 1992-2001.



**Рис. 4.** Широтно-временные диаграммы распределения числа и высоты протуберанцев по данным радиогелиографа Нобеяма: а) среднемесячное число протуберанцев; б) высота протуберанцев в секундах дуги.

За период с 1992 по 2002 год было выделено и обработано ~28200 протуберанцев. Анализ распределения числа протуберанцев по высоте показал, что также как и для оптического диапазона, максимум их приходится на высоту ~20''-30'' секунд дуги и далее число протуберанцев быстро падает с высотой. Число и площадь протуберанцев в радиодиапазоне значительно изменяются от фазы цикла активности. Максимум распределения в рассмотренный период пришелся на 2000 год, Рис.3. Данные радиогелиографа Нобеяма дают важную информацию о свойствах протуберанцев, поскольку в настоящее время доступны наблюдения практически за каждый день с 1992 года с интервалом 10 минут. В данной работе рассматривалось одно изображение Солнца в день. На рис.4а показано число выделенных протуберанцев в зависимости от широты и времени. Сравнение показывает хорошее сходство основных свойств протуберанцев в оптическом и радио диапазонах. На рис.4б представлена широтно-временная диаграмма распределения протуберанцев по высоте по данным радионаблюдений. Можно отметить, что число и средняя высота протуберанцев высокоширотной ветви в южном полушарии превосходили аналогичные параметры для северного полушария.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 00-02-16355 и 02-02-16035.

### Литература

1. Ananthakrishnan, R.: 1961, ApJ, **133**, 969A
2. Dermendzhiev, V.: 1975, Astrofizicheskie Issledovaniia, **1**, 14.
3. Bumba V., Rusin V., Rybanski M.: 1990, Sol.Phys., **128**, 253.

## **ВОЛНА ПЕРЕПОЛЮСОВКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В ИНДЕКСЕ МЕРЦАНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

**Козлов В.И., Козлов В.В., Марков В.В.**

*Институт космофизических исследований и аэронауки;  
valery@ikfia.ysn.ru*

## **“POLARITY REVERSAL WAVE” OF SOLAR MAGNETIC FIELD IN THE COSMIC RAY SCINTILLATION INDEX**

**V.I. Kozlov, V.V. Kozlov, V.V. Markov**

*Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy; valery@ikfia.ysn.ru*

### **Abstract**

The *beginning of a polarity reversal* of general magnetic field of the Sun in the current (XXIII) 11-year solar activity cycle is manifested in galactic cosmic rays at the first in the form of GCR predictor registration in April 1999, and then from  $\approx 3$  rotations of the Sun in July 1999 as a abrupt and long-term GCR intensity decrease. The systematic recovering of GCR, begun from 2000, indicated at the *completion of a polarity reversal* of solar magnetic field. Variations of intensity on a background of systematic GCR recovering in 2000-2002 are stipulated by *seasonal variation of geoeffective of heliospheric current sheet*.

The transition process of decay of a large-scale magnetic field of the Sun at a completing stage of his polarity reversal manifested itself in formation of thin quasi-periodic structure of a heliospheric current sheet – “*polarity reversal wave*”. The relation of alternating powerful of low-energy particles bursts to the polarity reversal wave points to the possible action of the acceleration mechanism of *magnetic pumping*. In this case, the acceleration occurs in the giant «multi-cork» trap i.e. the *accelerator is a heliospheric current sheet as a whole*.

The **long-term** forecast method of solar activity geoeffective periods of with  $\tau=3\pm 1$  rotations of the Sun in advance, and also the **operative** forecast of Space Weather geoeffective events with  $\tau\sim 1$  day in advance, has been proposed. The results of long-term and operative forecasts are sent in the Internet (<http://teor.ysn.ru/rswi/>).

### **ВВЕДЕНИЕ**

Принято считать, что экстремально большие понижения интенсивности ГКЛ, наблюдаемые преимущественно на ветвях спада 11-летнего цикла, обусловлены так называемыми GMIR (а также, LMIR и SMIR) или, другими словами, глобальными (или локальными) коротящими областями взаимодействия разноскоростных потоков - своеобразными “магнитными барьерами” регистрируемыми далеко ( $R > 10$  а.е.) в межпланетной среде /1,2/.

Исследование статистического распределения числа форбуш-понижений с амплитудами  $A \geq 1,5\%$  в 11-летнем цикле солнечной активности по данным нейтронного монитора ст. Алерт проведенное авторами работы /3/ показало, что максимум распределения числа эффектов Форбуша приходится на ветви спада цикла. При этом, количество корональных выбросов массы (СМЕ), являющихся солнечным источником ударных волн и магнитных облаков, также увеличивается на ветви спада 11-летнего цикла /4/.

В работе /5/ отмечалось необычное (с общепринятой точки зрения) поведение процентного содержания ударных волн обусловленных СМЕ-событиями и областями взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра на ветви спада. Подчеркивалось, что максимум процентного содержания ударных волн от обоих источников приходится на ветвь спада 11-летнего цикла.

В работе /6/, отмечается также запаздывание максимума потока солнечных протонов с  $\epsilon > 10$  МэВ на 2-3 года после максимума солнечной активности.

Указанными особенностями распределения спорадической активности и обусловлены, скорее всего, резкие и глубокие понижения интенсивности ГКЛ в 1972, 1982, 1991 и 2001 гг. /7/. В работах /8-9/ обращалось особое внимание на *подобие* тонкой структуры этих понижений. Отмечался удивительно квазипериодический характер процесса: интервал следования форбуш-понижений в июне 1991 г., практически, постоянен и равен  $\Delta\tau \approx 4$  суток. Было сделано предположение, что переходный процесс распада крупномасштабного магнитного поля Солнца на завершающей стадии его реперолюсовки проявляется в формировании в это время осциллирующей структуры гелиосферного токового слоя. Подобные гигантские осцилляции в индексе мерцаний космических лучей были определены как «волны активности» /9/.

## МЕТОД

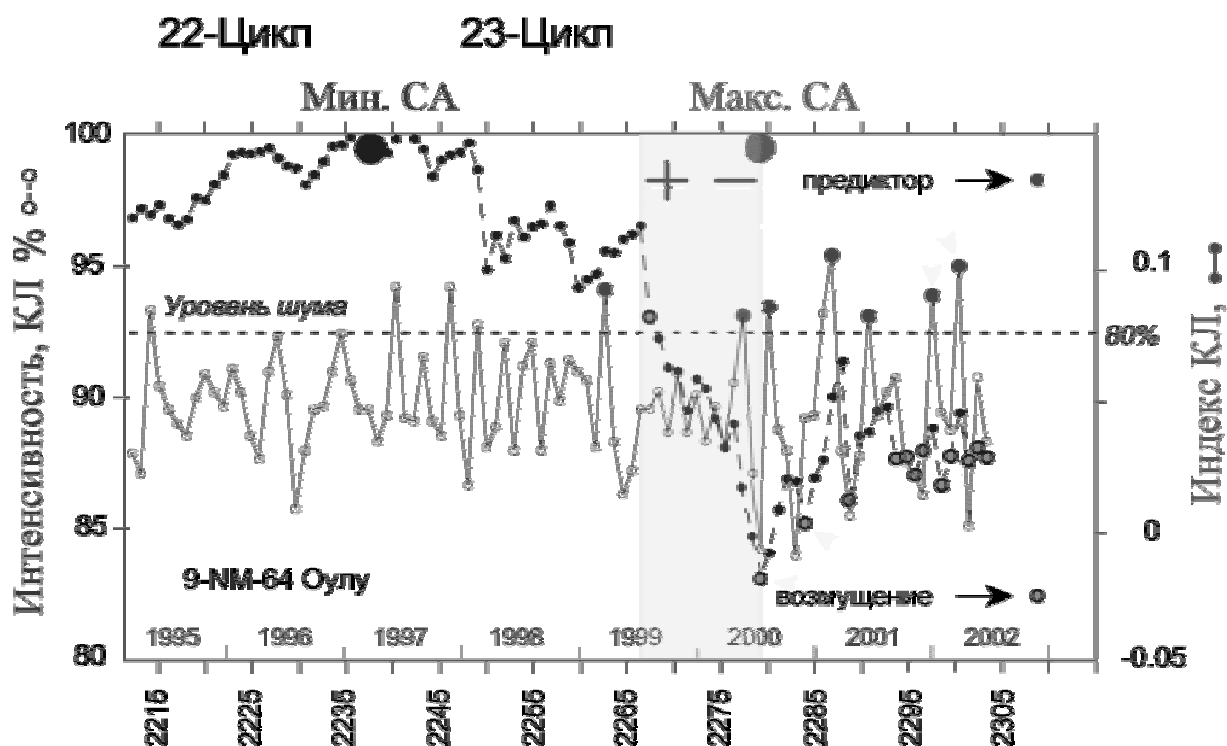
В данной работе, с целью установления природы обнаруженного эффекта проводится совместный анализ среднесуточных значений интенсивности ГКЛ, вариаций индекса мерцаний, параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного поля (ММП) и потоков низкоэнергичных частиц. В отличие от предыдущих циклов, для текущего XXIII цикла геоэффективная фаза реперолюсовки общего магнитного поля Солнца была предсказана нами с заблаговременностью  $\Delta\tau = 3 \pm 1$  оборота Солнца (<http://teor.usn.ru/rswi>). С целью практической реализации способа долгосрочного прогнозирования, по 5-минутным данным нейтронного монитора ст. Оулу (Финляндия) с 5-минутным шагом были рассчитаны значения индекса мерцаний. Затем 5-минутные значения индекса мерцаний и интенсивности ГКЛ усреднялись за сутки и, далее, за 27 суток.



В этом случае значительно (в  $\sqrt{7776}$  раз) увеличивается отношение сигнал/шум, что очень важно для получения достоверных результатов и выводов. В итоге, были получены среднеоборотные значения индекса мерцаний и интенсивности.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже, на **рис. 1** представлены результаты расчета среднеоборотных значений индекса мерцаний ГКЛ по 5-мин данным станции Оулу за 1995-2002 гг. [10-12]. Как и следовало ожидать, в соответствии с полученными ранее результатами для XXI-XXII 11-летних циклов, на ветви спада и в минимуме солнечной активности в индексе мерцаний ГКЛ наблюдаются, преимущественно, годовые и сезонные вариации.



## Обороты Бартельса

**Рис. 1.** Среднеоборотные (за 27 суток) значения интенсивности (пунктирная кривая) ГКЛ по данным нейтронного монитора Оулу (Финляндия) и индекса мерцаний космических лучей (сплошная кривая) с 1995-2002 гг. Горизонтальная пунктирная линия – 80%-ный уровень шума для индекса мерцаний.

*Начало фазы роста* активности (с 1997 г. на 1998 г.) сопровождается увеличением амплитуды сезонных вариаций индекса и последующим резким и длительным понижением интенсивности ГКЛ.

*Непосредственно на фазе роста* солнечной активности, на протяжении более чем двух лет (1998-1999 гг. и начало 2000 г.),

регистрируется *уменьшение*, в среднем, периода и амплитуды вариаций одновременно.

И лишь единственный раз за весь двухлетний интервал в марте-апреле 1999 г. (оборот 2262) регистрируется *значимое, т. е. превышающее 80%-ный уровень шума, значение индекса – предиктор (предвестник) геоэффективных периодов солнечной активности*. Резкое и длительное понижение интенсивности ГКЛ с июля 1999 г. (оборот 2266) началось через  $\approx 3$  оборота Солнца после регистрации предиктора.

Резким и глубоким понижениям интенсивности ГКЛ в июле (оборот 2279) и в октябре-ноябре 2000 г. (обороты 2283-2284) гг. предшествует регистрация предикторов в мае (оборот 2277) и, соответственно, в августе (оборот 2280). Все эти понижения регистрируются во время экстремальной активности Солнца [13].

В 2001 г. на базе мониторинга космических лучей долгосрочные прогнозы с заблаговременностью  $\tau=3\pm 1$  бартельсовских оборота также были даны дважды - в феврале (оборот 2287) и июне (оборот 2291). Наличие двух предикторов в год, предшествующих периодам экстремальной активности в 2000-2002 гг., соответствует, в среднем, сезонным вариациям геоэффективности гелиосферного токового слоя.

С начала мониторинга в режиме реального времени (1999 г.) значимые значения индекса мерцаний выделены *сплошными кружками большего радиуса - предикторы*. Таким же образом выделены значения интенсивности ГКЛ во время последующей регистрации серии больших эффектов Форбуша.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

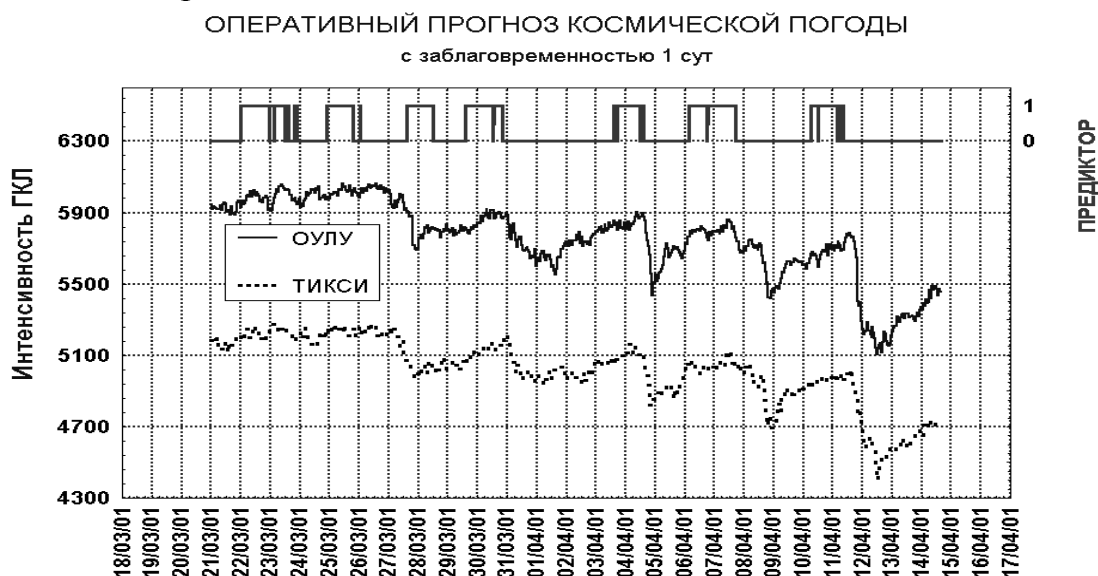
Как известно, в июле 1999 г. начался процесс переполюсовки общего магнитного поля Солнца [14]. *Начало* процесса переполюсовки и проявилось, очевидно, в галактических космических лучах в виде резкого и длительного понижения интенсивности ГКЛ с июля 1999 г. Систематическое восстановление интенсивности ГКЛ, начавшееся с середины 2000 г. связано, скорее всего, с процессом *завершения* переполюсовки.

Данные прямых измерений на космических аппаратах указывают на присутствие в период осень 1999 г. – весна 2000 г. достаточно устойчивого высокоскоростного потока солнечного ветра. Дополнительным аргументом в пользу такого вывода служит факт регистрации в межпланетной среде 24 февраля и 24 марта 2000 г. пары прямых и обратных ударных волн. Это вполне согласуется с представлениями развитыми ранее в ИКФИА об образовании в струе солнечного ветра пары контактных (прямых и обратных) ударных волн [15].

Разрушение, доминирующего в течение длительного времени, высокоскоростного потока началось в апреле 2000 г. – наиболее драматичный период процесса переполюсовки XXIII цикла. Возможно, что наблюдаемый с апреля на май 2000 г. переходный процесс разрушения рекуррентной структуры, сопровождающийся аномально высоким (900 км/с) всплеском скорости солнечного ветра 2 мая 2000 г. и есть начало проявления известного «эффекта Гневышева» исследуемого в ГКЛ группой ФИАН [16].

То, что наиболее мощные события 2000 г. произошли в июне-июле и в октябре-ноябре, в целом объясняется сезонным ходом (весна-осень) геоэффективности гелиосферного токового слоя. Наибольший же интерес представляют акценты по времени появления предикторов геоэффективных периодов связанные со смещением активности на более позднее время (лето-зиму).

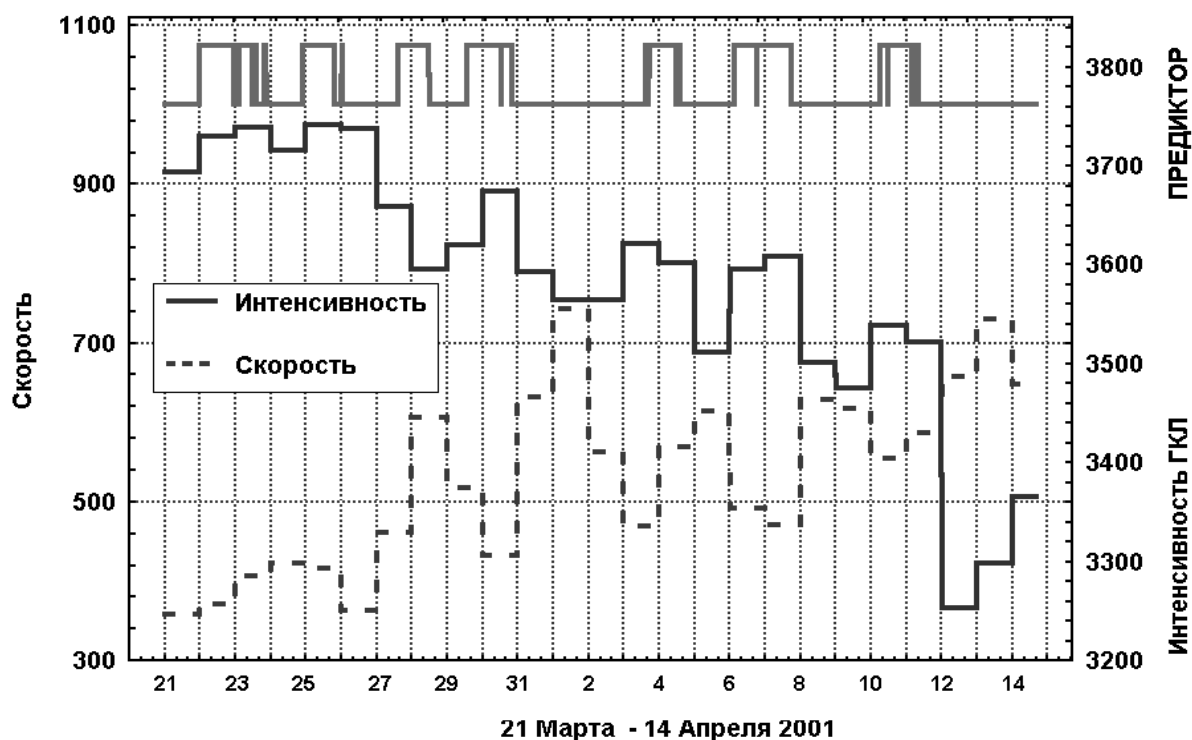
Как в дальнейшем развивались события, начиная с момента выдачи долгосрочного прогноза, например, в феврале 2001 г. (оборот 2287) можно увидеть на рис. 2. Здесь приведены результаты мониторинга космических лучей и *оперативного* прогноза в марте-апреле 2001 г. (оборот 2289). Был введен *предиктор (предвестник) геоэффективных событий Космической Погоды* [9]. В этом случае, предиктор рассчитывался по 5-мин данным двух станций космических лучей (Тикси - Оулу). Предиктор приведен в верхней части рисунка. Фронт прямоугольного импульса (предиктора) – предвестник. Ширина импульса – длительность прогнозного сигнала. *Заблаговременность прогноза, или «алертный» период - от нескольких часов до 1 суток.* В нижней части рисунка – среднечасовые значения интенсивности ГКЛ нейтронных мониторов с 21 марта по 14 апреля 2001 г.



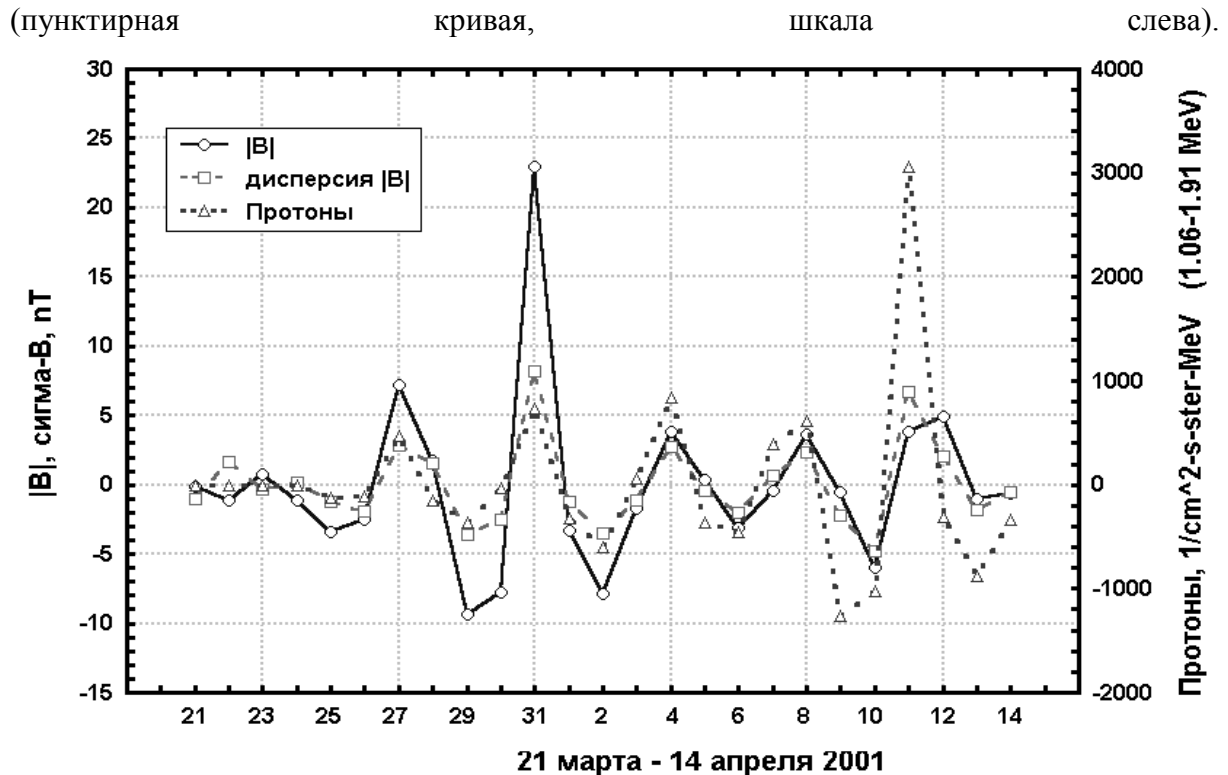
**Рис. 2.** Результаты мониторинга и прогноза в реальном времени геоэффективных событий Космической Погоды с 21 марта – 14 апреля 2001 г. по 5-мин данным пары высокоширотных нейтронных мониторов Тикси - Оулу.

Анализируемый период характеризуется экстремально высокой активностью Солнца. В межпланетной среде, подобно тому, как это было и в 1991 г., регистрируется уникальная серия ударных волн. В интенсивности ГКЛ это проявилось в аналогичной серии эффектов Форбуша с амплитудами 5-6% (**рис. 2**): 27 марта, 31 марта, 4 апреля, 8 апреля и 12 апреля (в последнем случае, с амплитудой  $A \approx 10\%$ ).

Как следует из приведенных данных, заблаговременность *оперативного* прогноза геоэффективных событий Космической Погоды предложенным методом составляет величину  $\tau \sim 1$  суток. Для всех 5 значительных событий, зарегистрированных в течение лишь одного оборота N2289 (наиболее активного за весь 23 цикл!) – предиктор зарегистрирован во всех случаях. Причем, эффекту Форбуша от 27 марта предшествует два прогнозных сигнала. Первый предиктор зарегистрирован за сутки до начала понижения, второй предиктор – за несколько часов до него. Пропущенных событий – нет, т. е. «ошибки I рода» отсутствуют. Предиктор 23 марта не является «ложной тревогой», т. к. он предшествует понижению в интенсивности ГКЛ от 24 марта, хотя и меньшей амплитуды ( $\approx 2\%$ ). Таким образом, в анализируемый период отсутствуют и «ошибки II рода» - пропуски «целей».



**Рис. 3.** Предиктор ГКЛ, рассчитанный по 5-мин данным двух полярных станций Тикси - Оулу (в верхней части рисунка), среднесуточные значения интенсивности космических лучей (сплошная кривая, шкала справа) и скорости солнечного ветра



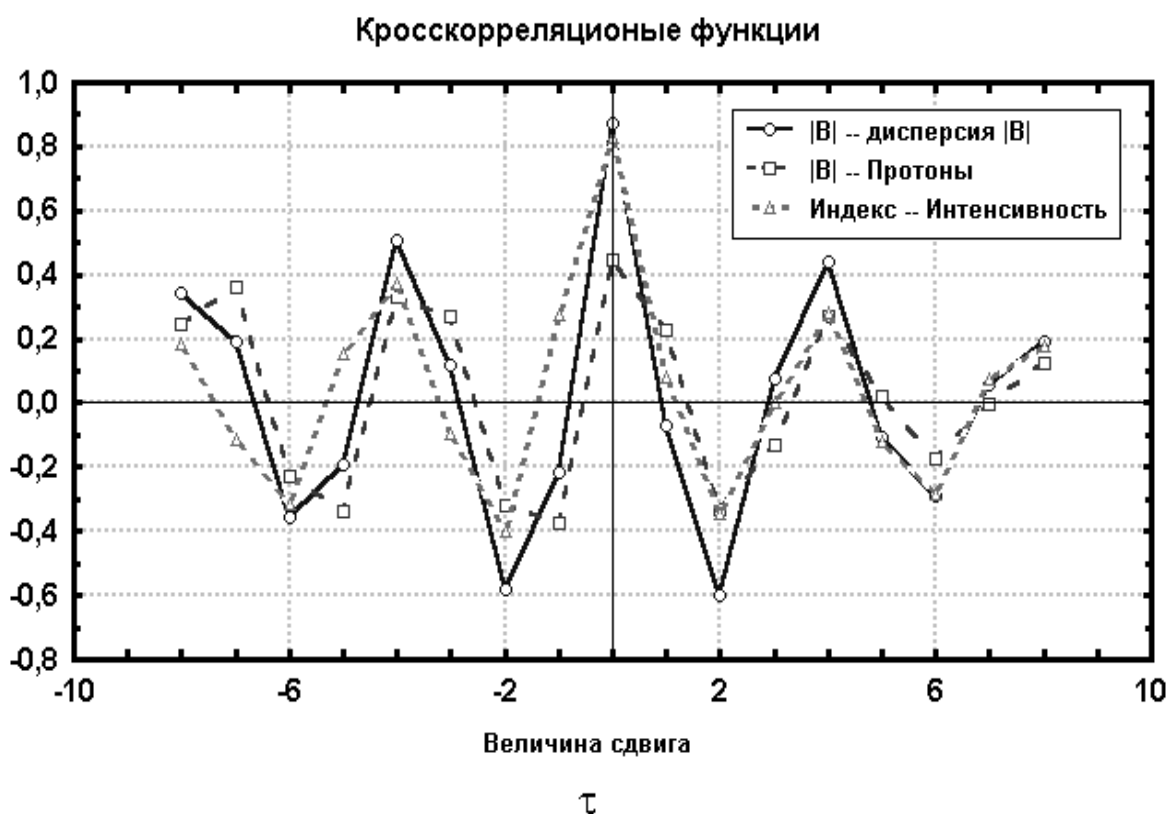
**Рис. 4.** Модуль -  $|B|$  и дисперсия магнитного поля  $|B|$ , шкала слева. Поток частиц - протоны (открытые треугольники, точечная кривая), шкала справа.

Перед эффектами Форбуша в межпланетной среде были зарегистрированы возрастания потока низкоэнергичных частиц с энергией от десятков КэВ до десятков МэВ. Экстремальные значения параметров плазмы солнечного ветра и ММП зарегистрированы 31 марта:  $V \geq 50$  нТл,  $V \geq 800$  км/с (**рис. 3-4**). Все 5 форбуш-понижений сопровождалось большими геомагнитными бурями. Наиболее мощные из них: 31 марта ( $K_p \leq 9$ ) и 12 апреля ( $K_p \leq 8$ ). За наиболее мощную в текущем 11-летнем цикле магнитную бурю 31 марта ответственна и наибольшая по площади активная область N9393, содержащая самое большое за текущий XXIII цикл гигантское пятно. За вторую по мощности магнитную бурю 12 апреля ответственна активная область N9415. Прохождение обоих комплексов активности сопровождалось мощными рентгеновскими вспышками класса X.

Как видно на **рис. 3**, каждому форбуш-понижению и возрастанию скорости солнечного ветра предшествует значимый максимум индекса мерцаний космических лучей – предиктор. Это означает, что также как и в 1991 г., период вариаций индекса мерцаний, в среднем, совпадает с периодом чередования форбуш-понижений и равен  $\tau \approx 4$  суток.

Ниже, проведен анализ параметров межпланетной среды в исследуемый период. Результаты корреляционно-спектрального анализа показаны на **рис. 5-6**. Видно, что с марта на апрель, точнее, с 27 марта 2001 г. (когда регистрируется первый из 5 эффектов Форбуша) происходит *синхронизация* параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного

поля и потока низкоэнергичных частиц, в данном случае, в диапазоне 1-2 МэВ. Наблюдаемая синхронизация проявляется в виде *гигантской осцилляции* с периодом  $T \approx 4$  суток. Цуг волн завершается мощным всплеском низкоэнергичных протонов на последнем гребне волны, вызвавший и самый большой эффект Форбуша 12 апреля (см. **рис. 3-4**). Связь чередующихся всплесков частиц с волной переполюсовки очевидна. Это указывает на возможное действие механизма ускорения посредством **магнитной накачки** – одновременного действия бетатронного ускорения и рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях межпланетного магнитного поля /17/. В данном случае, ускорение происходит в гигантской «многопробочной» ловушке - т.е. ускорителем является, очевидно, гелиосферный токовый слой в целом.

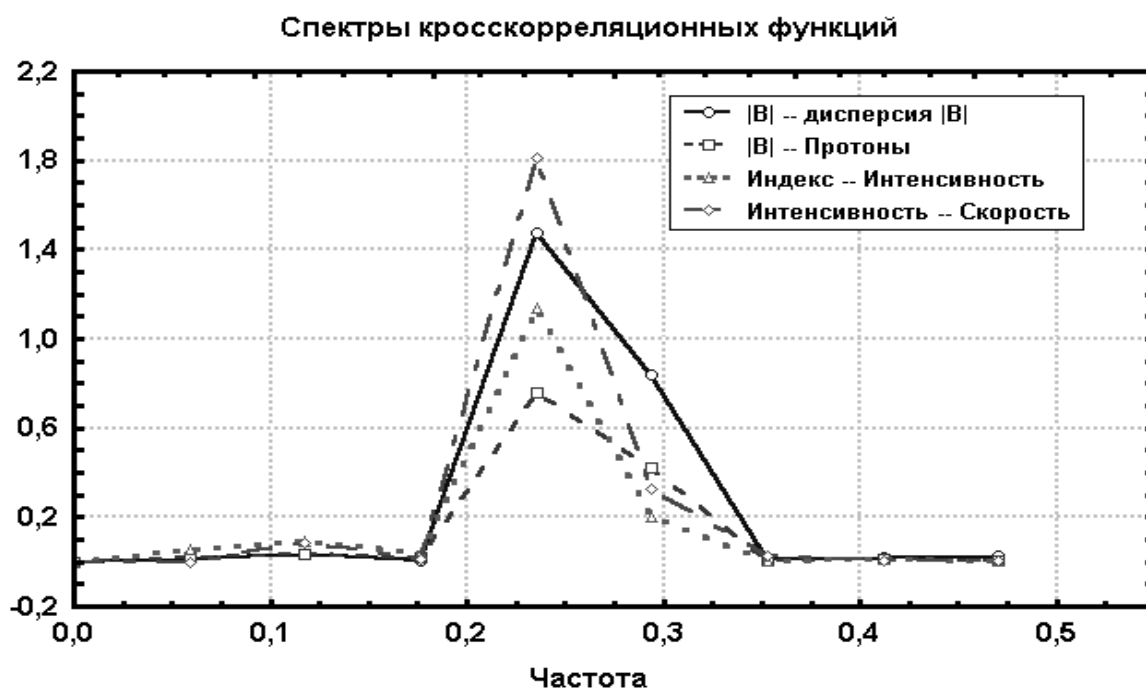


**Рис. 5.** Кросс-корреляционные функции ММП -  $|V|$ , дисперсии поля  $|V|$ , потока низкоэнергичных частиц -  $P$ , индекса мерцаний космических лучей -  $I$ , интенсивности ГКЛ -  $N$ .

Из проведенного анализа следует, что переходный процесс распада крупномасштабного магнитного поля Солнца на *завершающей* стадии его переполюсовки проявляется в образовании *осциллирующей* структуры гелиосферного токового слоя - «*волны переполюсовки*»

Как показано в работе /18/, по мере удаления от Солнца магнитные облака, продолжая расширяться, вступают в нелинейное взаимодействие. В результате формируются крупномасштабные фрактальные структуры - суперкластеры, построенные из магнитных облаков точно также как сами

магнитные облака построены из магнитных силовых трубок. Суперкластеры являются, таким образом, монофрактальными объектами /18/. На эффект кластеризации СМЕ-событий на ветви спада СА указывается также и в работе /19/. Более того, авторы работы /20/ утверждают, что наиболее мощные понижения интенсивности ГКЛ 1991 г. представляют собой не столько статистические кластеры связанные с мультифрактальным характером магнитного поля, сколько *детерминированные* (читай, *монофрактальные* !) объекты. В этой связи, также важным является вывод авторов работы /21/ о существенной “волнистости” ГТС на ветвях спада 1982-1984 и 1991-1994 гг.



**Рис. 6.** Взаимные спектры модуля *среднесуточных* значений ММП -  $|B|$ , дисперсии поля  $B$ , потока низкоэнергичных частиц –  $P$ , индекса мерцаний космических лучей -  $I$ , интенсивности ГКЛ -  $N$  и скорости солнечного ветра -  $V$ . По оси абсцисс – частоты вариаций.

## ВЫВОДЫ

*Начало* переполюсовки общего магнитного поля Солнца в текущем (XXIII) 11-летнем цикле солнечной активности проявилось в галактических космических лучах сначала в виде регистрации предиктора ГКЛ в апреле 1999 г. и, далее, через  $\approx 3$  оборота Солнца в июле 1999 г. - в виде резкого и длительного понижения интенсивности ГКЛ. Систематическое восстановление ГКЛ, начавшееся с середины 2000 г., связано с процессом *завершения* переполюсовки. Вариации интенсивности на фоне восстановления ГКЛ в 2000-2002 гг. обусловлены сезонными вариациями геоэффективности гелиосферного токового слоя.

Переходный процесс распада крупномасштабного магнитного поля на *завершающей* стадии переполюсовки общего магнитного поля Солнца в

11-летнем цикле солнечной активности проявляется в формировании в это время осциллирующей структуры гелиосферного токового слоя – «*волны переполусовки*». Связь чередующихся мощных всплесков низкоэнергичных частиц с волной переполусовки указывает на возможное действие механизма ускорения *магнитной накачки*. В данном случае, ускорение очевидно происходит в гигантской «многопробочной» ловушке - т.е. *ускорителем является гелиосферный токовый слой в целом*.

Предложен и осуществлен способ **долгосрочного** прогноза геоэффективных периодов солнечной активности на стадии переполусовки 11-летнего цикла с заблаговременностью  $\tau=3\pm 1$  оборота Солнца, а также **оперативного** прогноза с геоэффективных событий Космической Погоды с заблаговременностью  $\tau\sim 1$  сут. Результаты долгосрочного и оперативного прогнозов выводятся в глобальную сеть Интернет по адресу - <http://teor.ysn.ru/rswi/>.

*Авторы благодарят университет г. Оулу, геофизическую обсерваторию Соданкила (Финляндия) за любезно предоставленные 5-минутные данные измерений нейтронного монитора за период 1985-2002 гг., доступные в сети Интернет по адресу: <http://cosmicrays oulu.fi/>. Работа российской группы поддержана грантами РФФИ Р98-Арктика 00-02-96204, грантом ведущей научной школы академика РАН Г.Ф. Крымского 00-15-96669 и международным грантом INTAS-2000 №752.*

*Авторы также благодарят своих коллег: Стародубцева С.А – за расчеты 27-дневных значений индекса мерцаний ГКЛ по 5-мин данным ст. Оулу Николаева В.С. – за выставление результатов расчета среднеоборотных значений индекса мерцаний в сеть Интернет и Турпанова А.А. – за создание Базы Данных нейтронных мониторов на сервере ИКФИА.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Le Roux J.A. and Potgieter M.S. An Explanation for the Large Step Decreases in Long-Term Cosmic Ray Modulation: A Computed Simulation. // Proc. 23 ICRC. Calgary. 1993. Vol.3. P. 505-508.
2. Le Roux J.A. and Potgieter M.S. The Simulation of the 1977-1987 Cosmic Ray Modulation Cycle Using a Drift Model with Global Merged Interaction Regions. // Proc. 23 ICRC. 1993. Vol.3. P.509-512.
3. Morishita I., Nagashima K., Sakakibara S. Et al. Long Term Changes of the Rigidity Spectrum of Forbush Decrease. // Proceed. 21 ICRC. Adelaide. 1990. Vol.6. P. 217-219.
4. Lindsay G.M., Russel C.T., Luhman J.G. et al. On the Sources of Interplanetary Shocks at 0.72 AU. // J. Geophys. Res. 1994. Vol.99. N A1. P. 11-17.



5. Luhmann J.G., Zhang T.-L., Petrinec S.M. et al. Solar Cycle 21 Effects on the Interplanetary Magnetic Field and Related Parameters at 0.7 and 1.0 AU. // *J.Geophys.Res.* Vol.98. N A4. P. 5559-5572.
6. Shea M.A., Smart D.F. A Comparison of Energetic Solar Proton Events During the Declining Phase of Four Solar Cycles (cycles 19-22). // *Adv. Space Res.* 1995. Vol.16. N9. P.37-46.
7. Козлов В.И. Масштабная инвариантность динамики флуктуаций космических лучей на геоэффективных фазах солнечного цикла. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 1999. Т.39. N1. С.95-99.
8. Kozlov V.I., Markov V.V. Effect of Solar Magnetic Field Reversal by Dynamics of Cosmic Ray Scintillation. // *Proceed. 26 ICRC. USA. Salt Lake City - St. Utah.* 1999. Vol.6. P.448.
9. Козлов В.И. Флуктуации космических лучей в межпланетной среде. Автореферат докторской диссертации. ИСЗФ. Иркутск. 2000 г.
10. Kozlov V.I., Starodubtsev S.A., Turpanov A.A., Grigoryev V.G., Nikolaev V.S., Prikhodko A.N. Short-Term Forecast of Space Weather in Real-Time. // *Proc. 27-th ICRC, Hamburg, 2001, SH 2.1, V.9.* P.3562-3564.
11. Kozlov V.I., Starodubtsev S.A., Turpanov A.A., Grigoryev V.G., Nikolaev V.S., Prikhodko A.N. Long-Term Forecast of Space Weather in Real-Time. // *Proc. 27-th ICRC, Hamburg, 2001, SH 3.2, V.9.* P.3887-3890.
12. Turpanov A.A., Starodubtsev S.A., Grigoryev V.G., Kozlov V.I., Nikolaev V.S., Prikhodko A.N. The Automatized System for the Collection, Treatment and Analysis of Neutron Monitor Data in Real-Time. // *Proc. 27-th ICRC, Hamburg, 2001, OG 1.6, V.6.* P.2325-2328.
13. Kozlov V.I., Starodubtsev S.A., Turpanov et al. Forecast of Space Weather in RealTime. // *Preprint of reports at ICRC-2001 in Hamburg, Germany.* Yakutsk. 2001.
14. Zhukov A.N., Veselovsky I.S. Analysis of the Solar Magnetic Dipole Reversal During the Current Solar Cycle. // *Proc. 1st Solar & Space Weather Euroconference, 'The Solar Cycle and Terrestrial Climate', Santa Cruz de Tenerife, Tenerife, Spain, 25-29 Sept. 2000.* ESA SP-463, December 2000, p. 467-470.
15. Krymsky G.F., Transky I.A., Yelshin V.K. Piston Shock Waves in Interplanetary Space and Forbush-effects. *Geomagnetism and Aeronomy*, 1974, 14, p. 403-410.
16. Bazilevskaya G.A., Kraynev M.V., Makhmutov V.S. and Sladkova A.I. Long-term Changes in Galactic Cosmic Ray Variation Caused by the Solar Rotation. // *Proc. 24-th ICRC.* 1995, 4, p. 572-576.
17. Альвен Г., Фельтхаммар. Космическая электродинамика. Изд-во «Мир». Москва. 1967.
18. Зеленый Л.М., Милованов А.В. Фрактальные и мультифрактальные структуры в солнечном ветре. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 1994. Т.33. N4. С. 18-28.

19. Webb D.F. Solar and Geomagnetic Disturbances During the Declining Phase of Recent Solar Cycle. // Adv. Space Res. 1995. Vol.16. N9. P. 57-69.
20. Burlaga L.F. and Ness N.F. Merged Interaction Regions and Large-Scale Magnetic Field Fluctuations During 1991: Voyager 2 Observations. // J. Geophys. Res. 1994. Vol.99. N A10. P. 19341-19350.
21. Valdes-Galicia J.F., Otaola J.A. The Latitudinal Structure of the Heliospheric Current Sheet During Solar Activity Cycles 21 and 22. // J. Geophys. Res. 1996. Vol.101. N A2. P.2475-2483.
22. Козлов В.И. Прогноз космической погоды в реальном времени по данным наземных станций космических лучей. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Иркутск. ИСЗФ. 2002. Вып. 115, с. 96-98.
23. Турпанов А.А., Стародубцев С.А., Турпанов В.А., Григорьев В.Г., Козлов В.И. Автоматизированная система прогноза космической погоды по данным нейтронных мониторов в режиме реального времени. // Солнечно-земная физика. Иркутск. ИСЗФ. 2002. Вып. 2, с. 86-88.
24. Дмитриев А., Белов А., Горгуца Р., Зайцев А., Ишков В., Козлов В. и др. Российские Инициативы по Космической Погоде. // Солнечно-земная физика. Иркутск. ИСЗФ. 2002. Вып. 2, с. 140-141.

## **ON THE LONG-TERM MODULATION OF GALACTIC COSMIC RAYS IN A HELIOSPHERE ON THE BASIS OF THE DATA ON COSMOGENIC ISOTOPE ABUNDANCE IN NATURAL ARCHIVES**

**Koudriavtsev I.<sup>1</sup>, Kocharov G.<sup>1</sup>, Ogurtsov M.<sup>1</sup>, Jungner H.<sup>2</sup>**

*1. A.F.Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,  
S.-Petersburg, Russia. E-mail: igor.koudriavtsev@pop.ioffe.rssi.ru*

*2. University of Helsinki, Helsinki, Finland*

### **Abstract**

Long-term change of intensity of GCR in heliosphere were analyzed using the data on abundance of cosmogenic isotopes ( $^{10}\text{Be}$  and  $^{14}\text{C}$ ) in natural archives. The data contains information about 11-year, centennial and two-centennial cycles of solar activity. Mechanism of long-term modulation of GCR caused by change in curvature of interplanetary magnetic field, resulted from respective change of solar activity, is suggested.

### **Introduction**

Galactic cosmic rays (GCR) produce  $^{14}\text{C}$  and  $^{10}\text{Be}$  in the atmosphere by nuclear reactions. The abundance of these isotopes in natural archives as tree rings and polar ices reflect GCR intensity. The beryllium abundance is almost directly proportional to the GCR intensity.

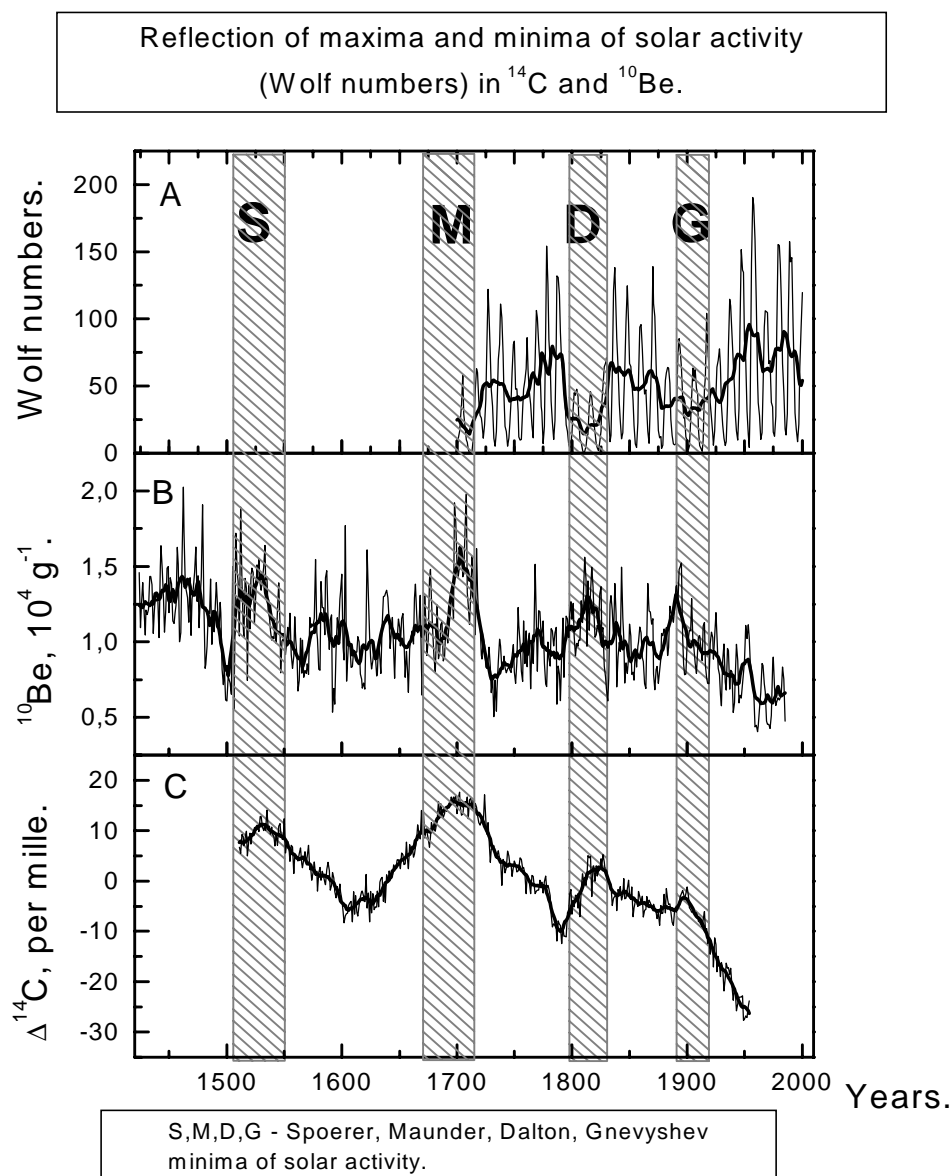
The dependence of  $^{14}\text{C}$  concentration is complicated, because this isotope takes part in exchange of carbon between different reservoirs (atmosphere, biosphere, gumus, ocean). Annual radiocarbon and beryllium records show periodicities proper to variations of solar activity (11-year, century-scale variability, quasi 200 year cycle). These variations are caused by solar modulation of GCR intensity.

Figure 1 shows abundance of cosmogenic isotopes  $^{14}\text{C}$  and in tree rings (north west of USA) and  $^{10}\text{Be}$  in Greenland ice together with Wolf (sunspot) numbers. The figure shows that these isotope concentration changes with time – maxima of solar activity coincide well with minima of cosmogenic isotope concentration. It proves that maxima of GCR intensity at the Earth's orbit take place during minima of Sun's activity.

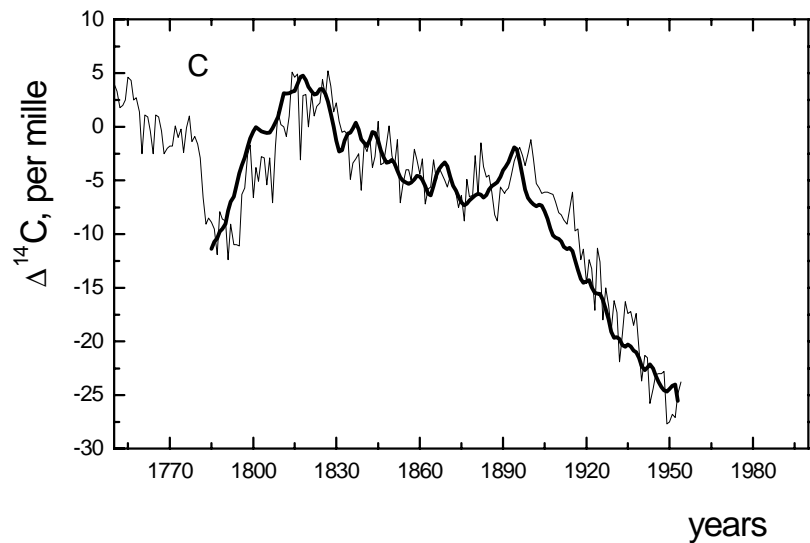
Beer et al. (1994) showed that in pre-industrial epoch main features of long-term trends of  $^{14}\text{C}$  and  $^{10}\text{Be}$  abundance can be described in framework of assumption that beryllium concentration is proportional to GCR intensity. During the industrial epoch Suess effect (dilution of atmospheric  $\text{CO}_2$  by carbon

dioxide generated by burning of fossil fuel and, which doesn't contain  $^{14}\text{C}$ ) plays a role.

This leads to a decrease in relative abundance of  $^{14}\text{C}$  in atmosphere and, hence, to decrease of its concentration in tree-rings. Calculation of radiocarbon concentration in atmosphere was made by Kocharov et al, 2001. As in the work of Beer et al. (1994), it was assumed that the rate of generation of  $^{14}\text{C}$  in atmosphere is proportional to abundance of beryllium in ice (i.e. proportional to GCR intensity). The results are plotted in Figure 2. The Figure shows that general features of the calculated  $^{14}\text{C}$  concentration coincide with the experimentally measured values. It proves that the change in  $^{14}\text{C}$  concentration in tree rings and  $^{10}\text{Be}$  polar ices is determined by change in GCR intensity.



**Figure 1.** A – Wolf numbers ;B- beryllium concentration in Greenland ice (Beer et al (1990)), C- radiocarbon in tree rings ( Stuiver M., Braziunas T., 1993).



**Figure 2.**  $\Delta^{14}\text{C}$  in tree rings measured by Stuiver and Braziunas (thin line) and calculated in the paper (thick line) ( Kocharov et al, 2001).

### **Mechanism of long-term modulation of GCR intensity by curvature of magnetic field of solar wind**

The intensity of GCR has both short-term and long-term variability. Theory of modulation of GCR connected with scattering of cosmic ray on inhomogeneities of interplanetary magnetic field (IMF) has been constructed for the description of 11yr modulation of GCR. For the description of 22-yr modulation of GCR the effects connected with drift of cosmic ray particles in non-uniform magnetic field are used (see, for example, Stozhkov et al, 1979; Krainev et al 1979). So, 22-yr modulation of GCR intensity is related not to a scattering of particles on IMF inhomogeneities but with change of a global interplanetary magnetic field.

However, modern theoretical models, using for the description of long-term modulation of GCR in heliosphere, have some shortcomings (see Belov et al, 2001). One of them is absence of negative correlation between solar wind velocity and GCR. Such correlation must exist, if we assume that the long-term modulation is caused by scattering of GCR on inhomogeneities of magnetic field of solar wind. Moreover at heliolatitudes more than  $20^{\circ}$  a positive correlation exists.

The controversy between theoretical model and experimental data can be avoided if take into account that curvature of interplanetary magnetic field changes with time – it depends on the velocity of the solar wind which changes with time.

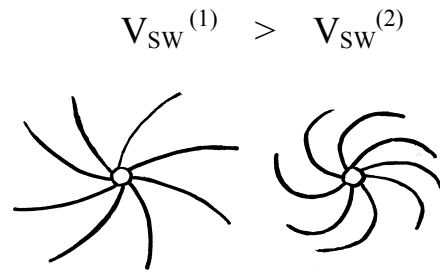
Let us consider the possible mechanism of long-term modulation of GCR intensity in magnetic field of SW connected with the change of curvature of the magnetic field due to change of the solar wind velocity.

As it is known, this magnetic field (interplanetary magnetic field – IMF) has a form of Parker’s spiral. In spherical coordinates we have:

$$\vec{B} = (B_r, 0, B_\phi), \text{ where } B_r = A / r^2; B_\phi = -A\Omega \sin \theta / (rV_{sw}) \quad (1)$$

$\theta, \phi$  - polar and azimuthal angles;  $r$  – distance from the Sun;  $V_{sw}$  – velocity of solar wind;  $\Omega$ - rate of solar rotation.

It is known that velocity of solar wind changes with SA. For example, in the work of Belov et al. (2001) it is shown that for heliolatitudes  $> 20^\circ$   $V_{sw}$  decreases when SA rises. Hence, according to equation (1), curvature of the interplanetary magnetic field (ratio  $B_\phi/B_r$ ) also will change. Therefore decrease of  $V_{sw}$  (rise of SA) causes respective increase of IMF curvature (see Figure 3). It must lead to change of concentration of GCR particles in heliosphere.



**Figure 3.** Curvature of force lines of interplanetary magnetic field for different solar wind velocities.

Let us consider moving of GCR particles in magnetic field, which has a form of Parker spiral. Let us use the drift equation as it was made when described 22-yr modulation. Drift of charged GCR particle in IMF, which determines motion of its leading larmour center, is described by equation (Dnestrovskiy and Kostomarov, 1982) :

$$\vec{v} \equiv \frac{d\vec{r}}{dt} = u \frac{\vec{B}}{B} + \frac{cM}{eB^3} (\omega^2 / 2 + u^2) (\vec{B} \times \nabla B) + \frac{cMu^2}{eB^2} (\text{rot} \vec{B} - \frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B} \text{rot} \vec{B})) \quad (2)$$

where  $\vec{r}$ - coordinate of the larmour center of particle trajectory,  $u$  и  $w$  – longitudinal and cross components of the particle velocity relative to magnetic field  $\vec{B}$ ;  $c$  – velocity of light;  $M, e$  – masse and charge of particle.

In framework of adiabatic approach we have:

$$v^2 = u^2 + w^2 = \text{const}; \frac{Mw^2}{2B} = \mu = \text{const}; u = (v^2 - 2\mu B / M)^{1/2} \quad (3)$$

First term in (2) describes motion of particle along magnetic field, second and third terms describe drift of particle across magnetic field caused by gradient and curvature of magnetic field respectively. As we have noted above, drift motion of GCR particles is modulated by 22-year magnetic cycle of the Sun. In present work we are interesting in longer-term modulation of CGR flux, which we consider as depending mainly of IMF curvature. The magnetic field at the boundary of heliosphere (85 a.u.) is much smaller than at IMF at the earth's orbit, hence only particles which velocity is directed almost along IMF lines of force will be able to reach the Earth's orbit. Other particles will turn back at some distance from the Sun at which their  $u$  component of velocity will be equal to zero (see equation (3)). In our analyses we take into account only particles penetrating into heliosphere along the force lines of IMF. The equation of continuity has a form:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{v}) = 0 \quad (4)$$

We can neglect the first term (derivative by time) in (4) because we consider long-term modulation (for example, Isenberg and Jokipii, 1978), when the time of passing of particle through solar system is much lesser than the characteristic time of change of magnetic field (we are interesting in IMF oscillations on multidecadal and longer time scales). We can neglect the drift of particles because we analyse only long-term variations of magnetic field. Thus we obtain the simple equation, describes modulation of GCR due to change of curvature of the magnetic field. In spherical coordinates it has a form:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n V_r) = 0 \quad (5)$$

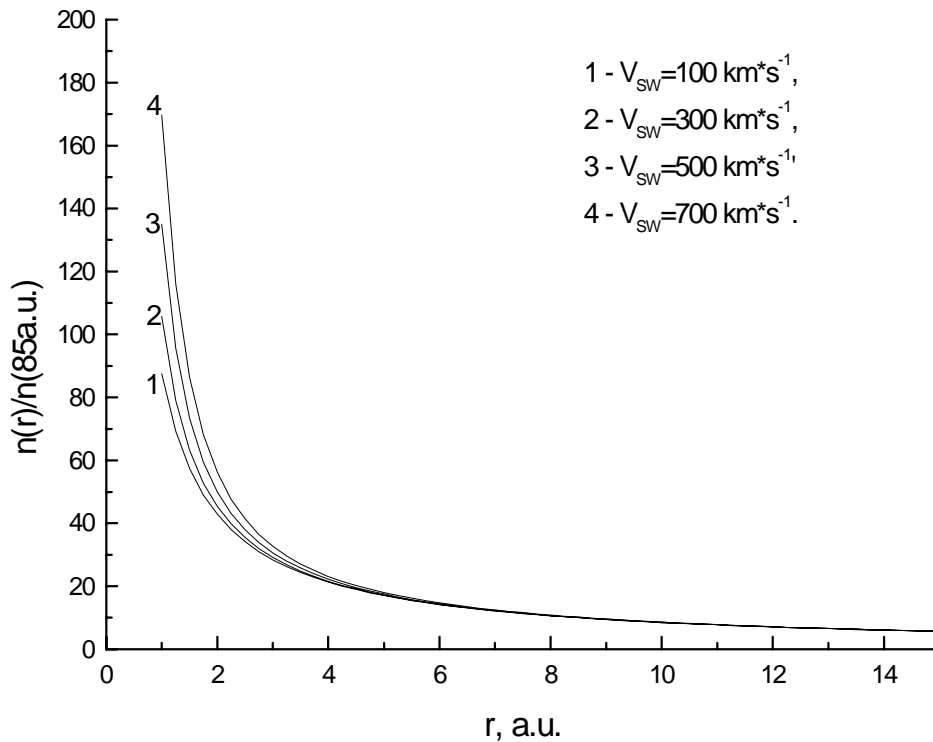
Using (1), (2) and (5) we obtain:

$$n(r, \theta) = n(R, \theta) \left( \frac{r^{-4} + (\Omega \sin \theta / r V_{sw})^2}{R^{-4} + (\Omega \sin \theta / R V_{sw})^2} \right)^{1/2} \quad (6)$$

where  $n(r, \theta)$  и  $n(R, \theta)$  – concentration of GCR at distance  $r$  from the Sun and at the boundary of heliosphere ( $R$ ).

In the Figure 4 there are shown concentrations of GCR particles at different distances  $r$  calculated for different velocities of SW. It is seen from the Figure 4 that increase of  $V_{sw}$  leads to increase of concentration of GCR particles at earthly orbit. Solar wind velocity is effectively driven by Sun's activity – when SA is higher  $V_{sw}$  is lower and vice versa. Therefore SA strongly modulates intensity of GCR in heliosphere.

Calculations, account for drift terms of (3), give the similar result. Of course, this approach at present state is oversimplified.



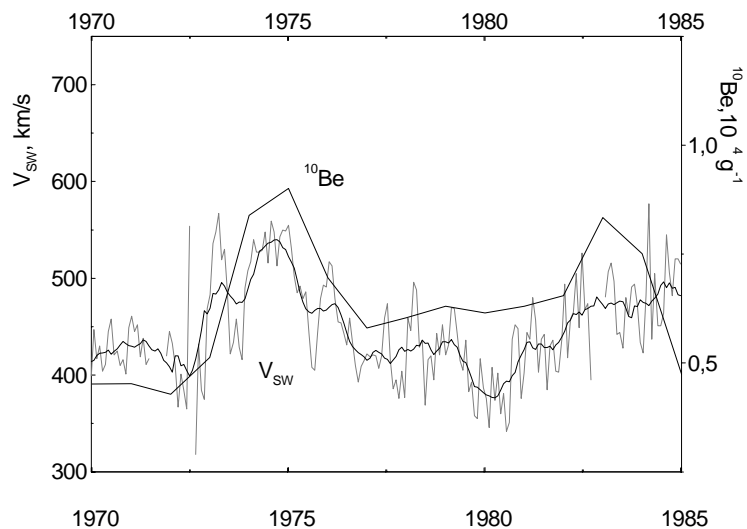
**Figure 4.** Ratio of concentration of GCR particles at distance  $r$  from the Sun to the concentration of GCR at the heliospheric boundary calculated for different solar wind velocities;  $\theta=\pi/2$

In the Fig.5 it is shown the abundance of  $^{10}\text{Be}$  in Greenland ice and the change of solar wind velocity near the earth's surface for the time interval 1970-1985. At this time interval the behavior of  $^{10}\text{Be}$  and solar wind velocity agree well, besides two last years.

A more detailed theory of long-term solar modulation of GCR flux needs to account for diffusion of particles on IMF heterogeneities, but influence of changes of the interplanetary magnetic field geometry must be taken into account when analyzing the long-term modulation.

**Acknowledgment.** This research was done in the frame of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by the program "Astronomy: nonstationary processes in astronomy" of RAS. It was also supported by grant INTAS-2001-0550.





**Figure 5.** The abundance of  $^{10}\text{Be}$  in Greenland ice (Beer J. et al., 1990) and the change of solar wind velocity near the (OMNI WEB DATA, <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>)

## References

- Beer, J., Baumgartner, St., Dittrich-Hannen, B. et al., 1994// In *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations* (eds. J.M. Pap, C. Frehlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki), Cambridge University Press, 291-300.
- Beer J., Joos F., Lukasczyk Ch. et al, 1994// *NATO ASI Series*, 1994, v. 25, p.221
- Belov A.V., Gushchina R.T., Obridko et al,: 2001.// *Izvestiy RAN* (Russian), v. 65, N 3, p. 360
- Dnestrovskiy Yu.N., Kostomarov D.P.: 1982, *Mathematical modeling of plasma*, Moscow, "Nauka", 320 p (in Russian).
- Kocharov G.E., Koudriavtsev I.V., Ogurtsov M. G. et al, 2001.// *Izvestiy RAN* (Russian), v. 65, N 3, p. 462
- Krajnev M.B., 1979// *Proc. Of XVI Int. Cosmic. Ray Conf.*, Japan, Kyoto, v.3, p. 230.
- Stozhkov Yu.I, 1979//In: *XI Leningrad seminar on cosmophysics*, p. 316
- Stuiver M., Braziunas T., 1993// *The Holocene*, 1993,v.3 p.1
- Isenberg P. A. and Jokipii J.R., 1978// *The Astrophysical Journal*, **219**, p. 740



## **OBSERVATIONAL TRACERS OF THE SPATIAL STRUCTURE OF ALPHA-EFFECT IN THE SOLAR CONVECTION ZONE**

**Kuzanyan K.M.<sup>1,2</sup>, Lamburt V.G.<sup>1,3</sup>, Zhang H.<sup>2</sup>, Bao Sh.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*IZMIRAN, Russia; kuzanyan@dnttm.ru*

<sup>2</sup>*National Astronomical Observatories of Chinese Academy of Sciences, China*

<sup>3</sup>*Moscow State University, Russia*

### **Abstract**

We study spatial distribution of the alpha-effect by analysis of systematic observations of current helicity and twist of magnetic fields in solar active regions. We have shown that the alpha-effect is anti-symmetric over the solar equator. Identifying signatures of the alpha-effect with partial rotation of active regions and with account of the internal rotation law within the solar convection zone obtained by means of helioseismology, we deduce distribution of the alpha-effect over depth. We found that this effect changes its value and sign near the bottom of the convection zone which is in accord with theoretical studies and numerical simulations.

### **Introduction**

Studies of magnetic and current helicities and twist of magnetic fields are very important to gain knowledge on the space-time distribution of the  $\alpha$ -effect used in mean-field dynamo theory (e.g., Seehafer, 1994). Information on tracers of this effect such as  $H_c$  (current helicity density averaged over a given active region) and  $\alpha_{ff}$  (force-free field coefficient averaged over a given active region) is presently available by means of magnetographic observations. We used a series of systematic data taken at Huairou Solar Observing Station of National Astronomical Observatories of China. It is interesting to consider how these tracers vary with *a number of factors*: (1) **time**, (2) **latitude**, (3) **longitude**, and how they depend on strength of the magnetic field (i.e., (4) averaged **net flux**) and (5) partial (individual) differential **rotation rate** of a given active region. If the net flux has not been calculated, we can consider areas covered by spots in active regions as they are supplied by NOAA database.

Now let us consider these factors in further detail.

(1) This quantity changes very little with **time**, however, being proportional to some power of magnitude of the magnetic field,  $H_c$  is somehow modulated by the solar cycle (Bao and Zhang, 1998). In the fine structure of temporal variation of averaged  $\alpha_{ff}$  (Kuzanyan et al., 2000) we can reveal some features of the so-called semi-biennial periodicity.

(2) There is evidence that the alpha-effect or some of its tracers are odd functions of helographic **latitude**. There is a large number of papers which indicate this fact (e.g., Seehafer, 1990; Abramenko et al., 1996; Pevtsov and Canfield, 1994, 1995; Longcope et al., 1998; Bao and Zhang, 1998, Zhang and

Bao, 1999, Kuzanyan et al., 2000). Most of active regions obey the so-called hemispheric rule; i.e., there are mainly negative helicity vortices in the Northern Hemisphere and positive in the Southern. It is interesting to notice that the same rule is revealed for kinetic helicity of turbulent plasma motion in solar photosphere by analysis of helioseismological data (Duvall and Gizon, 2000).

(3) Dependence on **longitude** is very hard to reveal. A "naked" eye consideration of distributions of active regions (Zhang and Bao, 1999) which violate the hemispheric rule over longitude may be interpreted as signature of active longitudes (cf. Vitinsky, Kopetsky, Kuklin, 1989). However, this trend is rather weak and for statistical proof of such evidence we have to consider a much larger dataset of active regions (at least a few thousands while at present we have just a few hundreds).

(4) There is a number of theoretical results concerning dependence of the alpha-effect on **magnetic field strength** (e.g., Vainstein and Cataneo, 1992; Brandenburg, 1997-98-99 etc., Blackman and Field, 2000; Field et al., 1999). Some results contradict the others and there is an active discussion in this field (Blackman, E.G. and Field, G.B., "Mean Field Dynamo Saturation: Towards Understanding Conflicting Results ", IAU Publication *Highlights of Astronomy*, Proc. of Joint Discussion No. 14 Manchester, 2000, ASP Conference Series). However, there is no observational evidence of any of such theoretical predictions as yet.

(5) Dependence of the alpha-effect and its tracers' mean kinetic and current helicities on depth was studied as yet only theoretically. There are estimates based on Krause's (1967) assumptions which indicate this quantity to change sign with depth, near the base of the convective zone (e.g., Krivodubsky, 1998). There are direct numerical simulations for kinetic helicity showing the same dependence (Brummell et al., 1998). This property is very important for some dynamo models as it supports ideas of an overshoot layer near the base of the convection zone, thus it is used in some dynamo models (e.g., Belvedere et al., 2000).

Recent helioseismological inversions (e.g., Schou et al., 1998) outcome rather precise data on the solar internal rotation. As it is seen from its approximation by analytic fitting function  $\Omega(r,\theta)$  (Belvedere et al., 2000), it grows with radius at least between 0.67 and 0.93 of solar radius units for a rather wide range of latitudes. The idea is to identify every active region with a certain "effective" latitude  $\theta_{AR}$  and depth  $r_{AR}$  within these ranges (provided they arise from rather deep part of the convective zone). Then, taking into account a partial drift of a given active region over Carrington heliographic longitude we can reveal (at least for some active regions) its individual rotation rate  $\Omega_{AR}$ . Then with knowledge of  $\theta_{AR}$  using dependence  $\Omega(r,\theta)$  we can estimate the "effective" depth  $r_{AR}$  from which it arises.

The key concept of the present study is *partial (individual) rotation rate* of a given active region. The NOAA data enable one to reveal correlation of the

longitudinal location of the centre of an active region with time for a number of active regions over several years (a few thousands since 1983). Preliminary studies show that for only 20-30% of active regions the correlation coefficient for longitude against time is of order 0.6-0.7. For such active regions (still a few hundreds), we can calculate the rotation rate and identify them with some "effective" depth. So, we can consider variation of such a tracer as spot coverage versus this "effective" depth. We can also see how the distribution of active regions over this depth changes with time, i.e., the phase of the solar cycle.

Preliminary studies also show that a certain fraction of active regions have individual rotation rate faster than mean internal rotation of the solar convective zone at any depth of a given latitude. Apart of influence of inaccuracy in observations and calculation of the rotation rate, this fact can be imputed due to the effect of poleward declination of arising flux tubes in a rotating convection zone (e.g., Schuessler et al., 1996). Under assumption that such "superfast rotating" active region arises from the fastest rotating depth (approximately 0.93 of solar radius units for a rather wide range of latitudes) it is possible to find the shift in latitude between its actual position and the "effective" latitude, at which the rotation rate at the fastest rotating depth 0.93 corresponds to the rotation rate of an active region.

**Table 1.** Distribution of Active Regions with Sign of  $H_c$  and  $\alpha_{ff}$  Disobeying the Hemispheric Rule

	inv.sign ARs over total sampling	Over ARs selected $corr_{2\sigma} > 0.5$	DEEP Slower $r=0.72$ (42% of ARs)	MIDDLE between (6%)	SHALLOW faster $r=0.80$ (52% of ARs)
$\alpha_{ff}$	132/410=32%	60/178=34%	22/75=29%	5/10	33/93=36%
$H_c$	75/410=18%	28/178=16%	20/75=27%	2/10	<b>6/93=6%</b>

### Hemispheric sign rule versus rotation

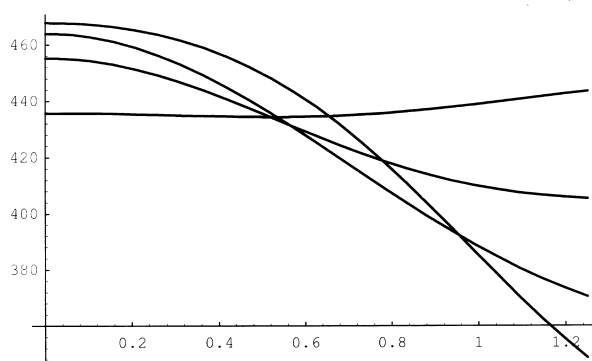
We have considered a series of data on current helicity density and twist for a sampling of 410 active regions obtained from analysis of magnetograms taken at Huairou Solar Observing Station of Beijing Astronomical Observatory within 9 years 1998-1996. This is a part of the data used in previous studies (e.g., Bao and Zhang, 1998; Zhang and Bao, 1998; Kuzanyan et al., 2000). For every given active region we retrieved all entries from NOAA database on active regions which correspond to the observations taken within the interval of three days before and after the magnetogram was taken by Huairou magnetograph. For these data points we tried to reveal a trend in longitudinal migration of the center of the active region. Though we realize that structure of an active region changes with time and the location of the center may have a lot of excursions, for some

portion of these data we could establish a certain trend in dependence of Carrington heliographic longitude on time. So, with  $2\sigma$  level of accuracy for 178 active regions (43%) we found such a trend with correlation coefficient 0.5 or higher and for 134 regions (33%) 0.6 or higher.

Then we considered data on internal differential rotation of the solar convective zone on the basis of SOHO-MDI results (e.g., Schou et al., 1998). We kindly acknowledge permission of Alexander Kosovichev to use the data on the solar internal rotation rate (<http://quake.stanford.edu/~sasha/omega.dat>). To minimize influence of errors in calculation of this observational dependence we used an analytic fitting function  $\Omega(r,\theta)$  to this quantity developed by Belvedere et al. (2000).

For a wide range of the rotation rate from the equator to at least  $31^\circ$  we can notice that the internal rotation rate increases with radius approximately up to at  $r=0.93$  of solar radius units. So, our assumption is that the "root" of an active region, or the very depth it arises from is below this level. We assume that the main mechanism of the solar dynamo action is concentrated near the base of the convection zone in the so-called overshoot (or generation) layer. The magnetic flux tubes arise from this depth and pass through higher zone where the properties of convection could be different from ones in the lower zone. Though due to large scales of the magnetic field and low diffusion coefficient the field frozen into the plasma motion retains some properties taken from the generation layer level.

On the basis of the smooth analytic fit (Belvedere et al., 2000) we calculated rotation rates versus latitude for certain depth levels. We considered 0.68, 0.76, 0.84 and 0.93 of solar radius units. They bound three layers of the solar convection zone: the slow rotating deep 0.68-0.76, the middle 0.76-0.84 and the fast rotating shallow 0.84-0.93 layer. The upper layer lying above 0.93 rotates slower than the level 0.93, and we ignore it.



**Figure 1.** Solar Internal Rotation Rates at  $r=0.68$ ,  $0.72$ ,  $0.80$ , and  $0.93$  of solar radius units in nHz, versus heliographic latitude, in radian.

$$\begin{aligned}
r=0.68 & 438.303-5.32385*\text{Cos}[2*t]+2.70985*\text{Cos}[4*t] \\
& r < 0.72 && 42\% \text{ of ARs} \\
r=0.72 & 424.057+25.4841*\text{Cos}[2*t]+5.70533*\text{Cos}[4*t] \\
& 0.72 < r < 0.80 && 6\% \text{ of ARs} \\
r=0.80 & 410.782+51.0547*\text{Cos}[2*t]+2.11298*\text{Cos}[4*t] \\
& r > 0.80 && 52\% \text{ of ARs} \\
r=0.93 & 407.678+70.1250*\text{Cos}[2*t]-10.0472*\text{Cos}[4*t]
\end{aligned}$$

Now, we consider distribution of active regions over these layers. The active regions for which the hemispheric helicity rule is violated are of particular interest to us. For 410 active regions in total there are 75 such regions with respect to current helicity density  $H_c$  (18%) and 132 regions with respect to twist, i.e., force-free coefficient  $\alpha_{ff}$  (32%). Distribution of these active regions is given in Table 1.

Individual Rotation Rates of Active Regions (in total 410 ARs), selected up to latitudes  $-31^\circ < \theta < 31^\circ$  ( $\pm 0.55$  in radian units, see Fig.1):

For  $\text{corr}_{2\sigma} > 0.5 \rightarrow$  selected 178 ARs (43% of total)

For  $\text{corr}_{2\sigma} > 0.6 \rightarrow$  selected 134 ARs (33% of total)

We can see that there are a lot of active regions which individual rotation rate exceeds the fastest rotation rate at a given latitude (which corresponds to approximately  $r=0.93$ ) and which rotation rate is lower than the slowest assumed for a convective zone at  $r=0.68$ . Apart from the influence of inaccuracy in observational data and high dispersion of the data points on longitudinal evolution for calculation of the rotation rate, this fact can be imputed due to the effect of poleward declination of the arising flux tubes in a rotating convection zone (e.g., Schuessler et al., 1996). However, we identified such super-slow and super-fast regions with the deep and shallow layers, correspondingly. There are very few active regions in the middle layer and we may omit them for further consideration.

It is very important that distribution of active regions for which the hemispheric rule is disobeyed with respect to current helicity density  $H_c$  has prominent disproportion over deep and shallow layers. While the total fraction of such active regions over all 410 ARs in the sampling is 18%, the fraction of such active regions is very different for the deep (27%) and shallow layers (6%). However, distribution of active regions for which the hemispheric rule is violated with respect to  $\alpha_{ff}$  is more or less the same in the deep (29%) and shallow layers (36%), which corresponds to their fraction over total sampling 32%. While these figures are revealed on the basis of a limited number of active regions we may rely upon these trends because they are still statistically significant.

Thus, we have seen that most of active regions for which the hemispheric helicity rule is violated with respect to current helicity density  $H_c$  are localized in the deep part of the solar convective zone. This result can be interpreted as signature of that the alpha-effect and its tracer current helicity density  $H_c$  change the sign in a very depth of the solar convection zone. This is in agreement with spatial properties of these quantities estimated in theoretical (e.g., Krause, 1967; Krivodubsky, 1998) and numerical (Brummell et al., 1998) studies. This supports simple but robust models of the solar magnetic activity developed in the framework of asymptotic WKB solution of the mean-field dynamo equations (Makarov et al., 1988, Kuzanyan and Sokoloff, 1995; 1997; Belvedere et al., 2000). If further larger observational material with more vector magnetograms of active regions over longer periods of time is used, these properties can be studied with higher precision.

Further Challenging Studies are:

- 1) correlation of  $H_c$  and  $\alpha_{ff}$  vs. Net Flux and vs. Spot coverage Area
- 2) correlation of  $H_c$  and  $\alpha_{ff}$  vs. CDM (Central Meridian Distance). Revealing of Influence of the Projection Effect.
- 3) Net Flux and Spot coverage Area vs. Rotation Rate, i.e. Depth
- 4) Schuessler Shift in Latitude "Superfast" and "Superslow" rotating active regions (cf. Schuessler et al., 1996).

## Conclusions

The studies above reveal the following properties of the spatial and temporal distribution of  $H_c$  and  $\alpha_{ff}$ :

(1) *time*:

No distinct variation for  $\alpha_{ff}$  though possible semi-biennial changes (Kuzanyan et al., 2000), variation of  $H_c$  with magnetic field intensity, e.g., Wolf Number (Bao and Zhang, 1998). The signs of  $H_c$  and  $\alpha_{ff}$  in a given hemisphere do not change over cycles.

(2) *latitude*:

Prominent latitudinal asymmetry over the equator: odd functions of latitude  $H_c(\theta)$  and  $\alpha_{ff}(\theta)$ .

(3) *longitude*:

Possible signatures of active longitudes, non-axisymmetric modes  $m=1, 2, \dots$

(4) strength of the magnetic field (averaged *net flux*):

No clear trends found, yet studied insufficiently.



(5) partial (individual) differential *rotation rate* of a given active region (AR), i.e., *DEPTH*:

Active regions with inverse sign of  $H_c$  are likely more deep-seated (slower rotation) rather than shallow-seated  $\Rightarrow$  function  $H_c(r)$  changes sign.

### Acknowledgments

We are happy to acknowledge support from Russian Foundation for Basic Research (RFBR) under grants 00-02-17854, 02-02-16199 and collaborative grant between RFBR of Russia and NNSF of China 02-02-39027.

### References

- Abramenko, V.I., Wang, T.J., and Yurchishin, V.B., 1996, *Solar Phys.*, **168**, 75  
Bao S.D. and Zhang H.Q., 1998, *ApJ*, **496**, L43.  
Bao, S.D., Zhang, H.Q., Ai, G.X., and Zhang, M., 1999, A Survey of Flares and Current Helicity in Active Regions. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **139**, 311.  
Belvedere, G.M., Kuzanyan, K.M., and Sokoloff, D.D., 2000, *MNRAS*, **315**, No. 4, 778.  
Brandenburg A., 1994, in M.R.E.Proctor and A.D.Gilbert, eds., Lectures on Solar and Planetary Dynamos, Cambridge University Press, p. 117.  
Brummell N.H., Hurlburt N.E., Toomre J., 1998, *ApJ*, **493**, 955.  
Canfield, R.C. and Pevtsov, A.A., 1994, *ApJ*, **493**, 955.  
Duvall, T.L. and Gizon L., 2000, *Solar Phys.* **192**, 177.  
Field G.B., Blackman E.G., and Chou H., 1999, *ApJ*, **513**, 638.  
Krause F., 1967, Habilitationsschrift Univ. Jena [translated into English by Roberts, P.H. and Stix, M. *The Turbulent Dynamo*, NCAR Technical Note TN/IA-60 (1971)].  
Krivodubskiy V.N., 1998, *Astron. Rep.*, **42**, 122.  
Kuzanyan K.M. and Sokoloff D.D., 1995, *GAFD*, **86**, 129.  
Kuzanyan K.M. and Sokoloff D.D., 1997, *Solar Phys.*, **173**, 1.  
Kuzanyan K.M., Zhang H., and Bao S., 2000, *Solar Phys.*, **191**, 1.  
Longcope D.W., Fisher G.H., and Pevtsov A.A., 1998, *ApJ*, **507**, 417.  
Makarov V.I., Ruzmaikin A.A., and Starchenko S.V., 1987, *Solar Phys.*, **111**, 267.  
Pevtsov A.A and Canfield R.C., 1994, *ApJ*, **425**, L117.  
Pevtsov A.A., Canfield R.C., and Metchalf T.R., 1995, *ApJ*, **440**, L109.  
Seehafer N., 1990, *Solar Phys.*, **125**, 219.  
Seehafer N., 1994, *Astron. Astrophys.*, **284**, 593.  
Schou J., Antia H.M., Basu S., Bogart R.S., Bush R.I., Chitre S.M., Christensen-Dalsgaard J., Di Mauro M.P., Dziembowski W.A., Eff-Darwich A., Gough

- D.O., Haber D.A., Hoeksema J.T., Howe R., Korzennik S.G., Kosovichev A.G., Larsen R.M., Pijpers F.P., Scherrer P.H., Sekii T., Tarbell T.D., Title A.M., Thompson M.J., and Toomre J., 1998, *ApJ*, **505**, 390.
- Schuessler M., Caligari P., Ferriz-Maz A., Solanki S.K., and Stix M., 1996, *Astron. Astrophys.*, **314**, 503.
- Vainstein S.I. and Cataneo F. 1992, *Astrophys. J.*, **393**, 165.
- Vitinskii Yu.I., Kopecky M., and Kuklin G.V., 1986, *The statistics of sunspot-formation activity*, Moscow: Nauka, 296 p. (in Russian).
- Zhang, H.Q. and Bao S.D., 1998, *Astron. Astrophys.*, **339**, 880.
- Zhang H.Q. and Bao S.D., 1999, *ApJ*, **519**, 876.
- Zhang H., Bao S., and Kuzanyan K.M., 2002, *Astron. Rep.*, **46**, No.5, 424 [Translated from *Astron. Zh.*, **79**, No.5., 469].

**КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ ПОВЫШЕННОЙ  
ЯРКОСТИ НА ДИСКЕ СОЛНЦА В ЯДРЕ ЛИНИИ HeI 10830Å  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С УЗКОПОЛОСНЫМ ФИЛЬТРОМ**

**Кулагин Е.С., Куприянов В.В.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; [galkin@gao.spb.ru](mailto:galkin@gao.spb.ru)*

**THE LARGE-SCALE STRUCTURES OF HIGH-BRIGHTNESS ON THE  
SOLAR DISK IN THE CORE OF THE HeI 10830Å LINE FROM  
OBSERVATIONS WITH THE NARROW-BAND FILTER**

**Kulagin E.S., Kouprianov V.V.**

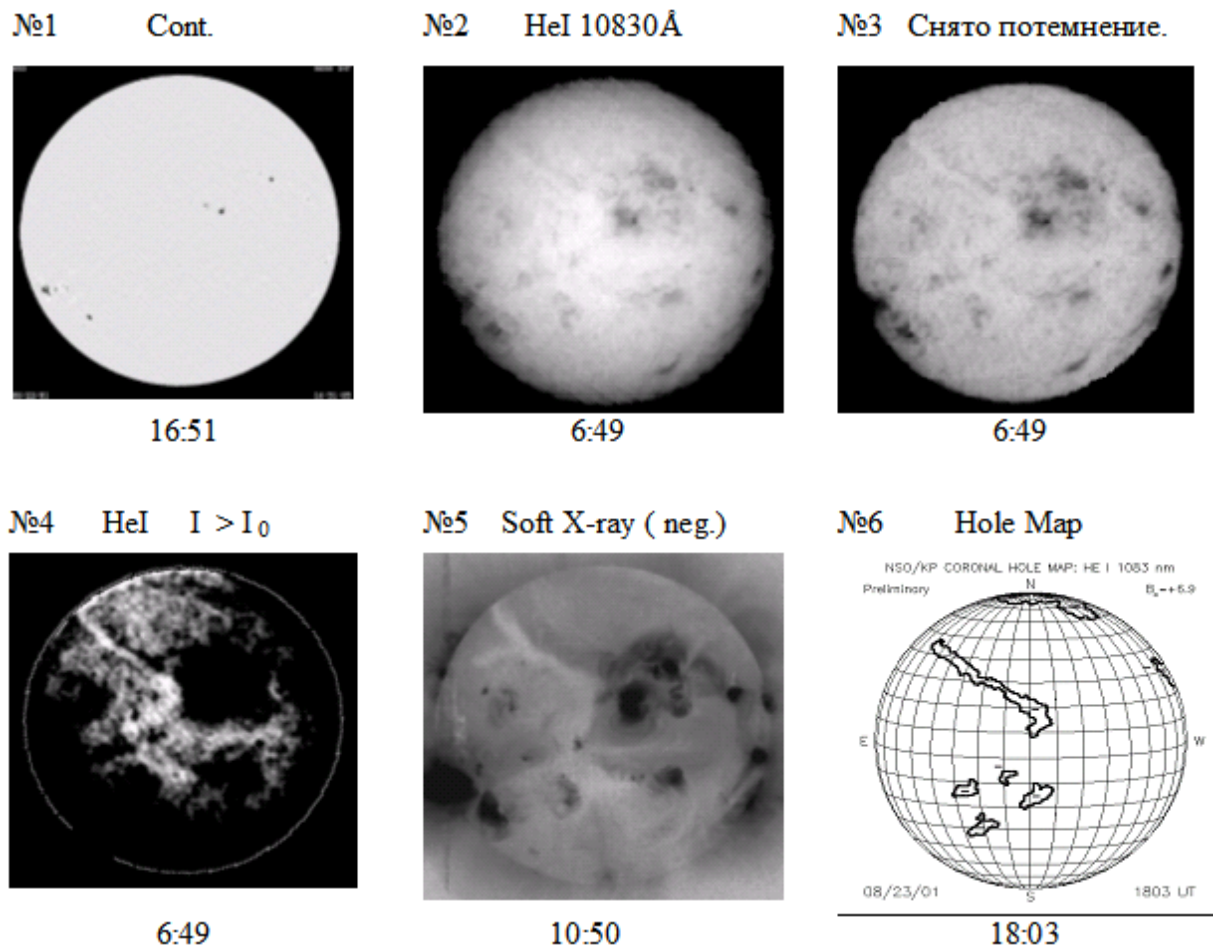
*Pulkovo Astronomical Observatory RAS; [galkin@gao.spb.ru](mailto:galkin@gao.spb.ru)*

The procedure for identifying the large-scale structures of high brightness on the solar disk in the core of the HeI 10830Å line with the narrow-band filter was developed. It is known that such structures serve as the main indication of coronal holes. The observations of high-brightness structures with a filter have the important advantages over the scanning observations. The designed filter and procedure can be used for providing prompt ground-based observations of coronal holes, when the supplementary indications of the holes are taken into account.

Разработана методика выявления крупномасштабных структур повышенной яркости на диске Солнца в ядре линии HeI 10830Å по наблюдениям с узкополосным фильтром. Расчеты показывают [1], что излучение короны играет основную роль в возникновении таких структур. В тех местах, где температура и плотность в короне понижена (корональные дыры), уменьшается ультрафиолетовое излучение короны и, соответственно, глубина хромосферных абсорбционных линий гелия. Линия HeI 10830Å предпочтительна по сравнению с другими линиями гелия как сильнейшая из доступных для наземных наблюдений. Таким образом, повышенная яркость в ядре линии HeI 10830Å, как правило, соответствует пониженной яркости короны и является основным признаком корональных дыр [2].

Для получения монохроматических изображений в ядре линии HeI 10830Å использовался разработанный в Пулковской обсерватории Узкополосный перестраиваемый фильтр с полушириной полосы пропускания в настоящее время 0,30Å [3]. При одновременном наблюдении всего диска Солнца, объективом телескопа служила

небольшая линза. При этом угловое разрешение уменьшалось до  $20''$ . Для регистрации изображений использовалась ПЗС-камера ST-6. Выдержка при получении фильтрограммы равнялась одной секунде. Для снятия потемнения к краю В.В.Куприяновым написана специальная компьютерная программа. В ней использована функция потемнения, предложенная в работе Е.А.Макаровой с сотрудниками [4]. После снятия потемнения программа находит средний уровень яркости по диску Солнца  $I_0$  и позволяет высвечивать структуры с яркостью  $I$ , превышающей среднюю на заданную величину.



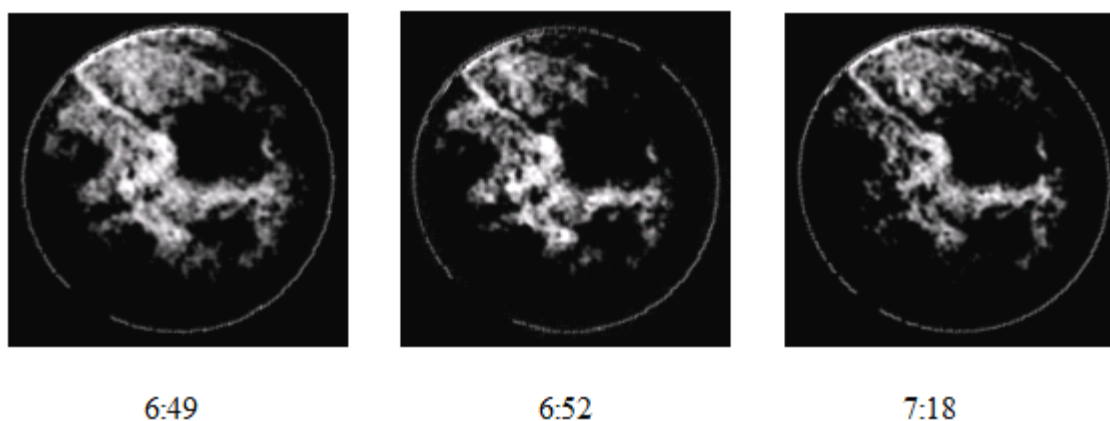
**Рис.1.** Диск Солнца 23 августа 2001 года.

На Рис. 1 приведены изображения диска Солнца за 23 августа 2001 года. Здесь: №1 — вид в континууме, обсерватория Китт-Пик; №2 — вид в центре линии HeI 10830Å, Пулковская обсерватория; №3 — вид в линии гелия при снятом потемнении диска к краю; №4 — вид в центре линии HeI 10830Å, показаны части диска, имеющие яркость больше средней. Средний уровень яркости определен усреднением по всему диску на изображении №3. Для сравнения обозначено положение лимба тонкой белой линией; №5 — негативное изображение в мягком рентгене со спутника YОНКОН; №6 — предварительная карта корональных дыр,

обсерватория Китт-Пик. Везде север вверху, восток слева. Под каждым изображением указано всемирное время.

Как видно из рис. 1, крупномасштабные структуры повышенной яркости в линии HeI 10830Å хорошо совпадают с участками пониженной яркости в рентгене, которые на негативе также выглядят светлыми. Но есть и заметные различия. Так, полоса повышенной яркости в линии гелия, идущая чуть ниже центра диска на запад, почти не видна в рентгене.

Наблюдаемое превышение яркости над средним  $I_0$  достигает в некоторых местах диска 3%. Точность относительной фотометрии при усреднении значений яркости по участку  $3 \times 3$  пикселя ( $25 \times 20''$ ) составляет около 0,3% от  $I_0$  для центральной зоны Солнца. При этом изображения крупномасштабных структур повышенной яркости, полученные с интервалом в несколько минут, практически совпадают (Рис. 2).



**Рис. 2.** Три изображения крупномасштабных структур повышенной яркости в ядре линии HeI 10830Å на диске Солнца 23 августа 2001 года, полученные с небольшим интервалом по времени. Под каждым изображением указано всемирное время.

Фильтровые наблюдения структур повышенной яркости на диске Солнца имеют важные неоспоримые преимущества перед наблюдениями со сканированием диска, проводимыми на обсерваториях при отсутствии соответствующего фильтра [5,6]. Монохроматическое изображение с фильтром получается значительно быстрее, без трудоемкой обработки, и в нем не содержится фотометрических ошибок, вызванных долгопериодическими атмосферными мерцаниями и изменениями прозрачности атмосферы во время сканирования.

Узкополосный перестраиваемый фильтр и описанная методика будут использованы для изучения эволюции структур повышенной яркости на диске Солнца в ядре линии гелия. Они могут быть основой для организации, на обсерватории с большим числом ясных дней в году, оперативной наземной Службы корональных дыр по линии HeI 10830Å с привлечением их дополнительных признаков. Как известно, вторым признаком корональных дыр, находимых по линии гелия, является

уменьшение контраста хромосферной сетки. Небольшое поле зрения разработанного фильтра определяет угловое разрешение фильтра в 20" при одновременном наблюдении всего диска. Для выявления крупномасштабных структур повышенной яркости этого разрешения достаточно. Но для лучшей видимости хромосферной сетки необходимо иметь дополнительный, несколько увеличенный масштаб изображения по сравнению с приводимым на рисунке (иметь сменную линзу — объектив с большим фокусным расстоянием), даже если в поле зрения не будет помещаться весь диск. Несколько таких фильтрограмм позволят охватить все Солнце и определить участки замытия сетки. В качестве третьего дополнительного признака корональных дыр может быть использована карта лучевых скоростей по линии HeI 10830Å. Наблюдения показывают, что корональным дырам свойственна отрицательная лучевая скорость в линии гелия в несколько км/сек [7]. Карта лучевых скоростей может быть получена по серии фильтрограмм всего диска Солнца при помощи другой разработанной В.В. Куприяновым компьютерной программы. Разрешения в 20" для крупномасштабных структур лучевых скоростей также достаточно.

Авторы работы выражают благодарность американским и японским коллегам за изображения Солнца, полученные через сеть Интернет и использованные в данной работе.

Работа поддержана из средств гранта ГНТП «Астрономия».

### Литература

1. Milkey R.W., Heasley J.N., Beebe H.A. // *The Astrophysical Journal*. 1973. V.186, P.1043.
2. Маланушенко Е.В. // *Изв. Крымск. астрофиз. обсерватории*. 1995. Т.89, С.22.
3. Kulagin E.S. // *Solar Phys*. 1999. V.188, P.81.
4. Макарова Е.А., Рощина Е.М., Сарычев А.П. // *Кинематика и физика небес. тел*. 1990. Т.6, С.21.
5. Степанян Н.Н., Долгополова Е.В., Елизаров А.И., Маланушенко Е.В., Парчевский К.В., Суница Г.А. // *Изв. Крымск. астрофиз. обсерватории*. 2000. Т.96, С.194.
6. Livingston W.C., Harvey J., Slaughter C., and Trumbo D. // *Applied Optics*. 1976. V.15. No.1. P.40.
7. Маланушенко Е.В. // *Исследование атмосферы Солнца в области корональных дыр. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук*. Крымск. астрофиз. обсерватория. 2001.

## **МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ: ВАРИАЦИИ МОДУЛЯ И ЗНАКА**

**Лейко У.М.**

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета;  
leiko@observ.univ.kiev.ua*

## **THE MEAN MAGNETIC FIELD OF THE SUN: VARIATIONS OF THE MAGNITUDE AND OF THE SIGN**

**Leiko U.M.**

*Astronomical observatory of Kiev National University, leiko@observ.univ.kiev.ua*

Measurements of the solar mean magnetic field (SMMF), performed at observatory of Stanford University in 1975-2001, were analyzed. The time series of the magnitude and of the sign of the SMMF has been detected from measurements of the SMMF. The spectrum of the magnitude of the SMMF showed the presence of very powerful  $\sim 10$ -year peak. On the spectrum of the sign of the SMMF are seen  $\sim 23$ -year peak and  $\sim 6$ -year peak. It is proposed that magnitude of SMMF is energy of solar magnetic variability and the sign of SMMF is topology of the global magnetic surface process. Their changing in time (long-term variations) is different and independent.

Важной характеристикой глобальной организации магнитного поля Солнца является его общее магнитное поле (ОМП) как звезды. При наблюдении ОМП магнитографом фиксируется среднее значение разбаланса магнитного поля видимой полусферы Солнца – разность магнитного потока положительной и отрицательной полярностей поверхностных магнитных полей видимой полусферы. Условно эту разность называют напряженностью ОМП [1]. Наблюдения ОМП впервые были начаты по инициативе Северного А.Б. в Крымской астрофизической обсерватории в 1968 г. [2]. Позже в разные интервалы времени и с различной точностью измерения ОМП выполнялись и в других обсерваториях – Станфордской, Маунт-Вильсоновской, Саянской [3-5]. Измерение ОМП является сложной инструментальной задачей как вследствие малой величины значения напряженности ОМП ( $\sim 0.1-1.5$  Гс), так и вследствие значительных погрешностей измерений инструментального, атмосферного а также неизвестного происхождения. В отдельные дни погрешность измерений по величине может превосходить значение ОМП [6].

Принято считать, что определяющая роль в формировании сигнала магнитографа при измерении ОМП принадлежит крупномасштабным структурам с небольшой напряженностью поля (фоновым полям) [7,8], т.е. вариации ОМП определяются главным образом изменением площади, занимаемой крупномасштабными структурами (согласно [9] это, наряду с фоновыми полями, могут быть также активные области и факелы). Авторы работы [10] предполагают, что первопричиной разбаланса может являться рост напряженности фонового поля, а вариации их площади могут быть вторичными по отношению к напряженности. В связи с этим кажется уместным упомянуть, что Северным было определено два различных периода вращения структур различной полярности (26.8 и 27.6 суток) по расстоянию между максимальными значениями ОМП N- и S-полярностей [2], т.е. по вариациям модуля ОМП. Основной же период вращения, неоднократно определяемый по спектрам ряда напряженности ОМП [8,9,11,12], как известно равен приблизительно 26.9 суток. Близкие периоды вращения поверхностных магнитных полей Солнца получаются при исследовании глобальных процессов в крупномасштабном фоновом поле без учета полей активных областей, т.е. главное значение имеет топология поля [13,14]. При использовании площади магнитной структуры как трассера определяющая роль принадлежит вариациям геометрического центра магнитной структуры. В случае ОМП геометрический центр сектора часто не совпадает с положением максимума напряженности поля в секторе. Возможно, модуль ОМП, являясь энергетической характеристикой магнитной переменности Солнца, имеет иную динамику изменения во времени, чем изменение во времени знака ОМП, являющегося показателем топологии глобальных поверхностных процессов. В связи с этим кажется полезным раздельный анализ вариаций модуля и знака ОМП наряду с вариациями его напряженности.

### **Исходные данные и их анализ**

Для исследования был использован однородный ряд измерений напряженности ОМП, выполненный в Станфордской обсерватории. Этот ряд содержит результаты тридцатилетних (более двух 11-летних циклов) наблюдений ОМП на одном инструменте, имеет наименьшую ( $\sim 0.05$  Гс) погрешность измерений и наименьшее количество пропусков наблюдений по сравнению с другими рядами измерений ОМП. По мнению многих авторов вследствие этого он является наиболее пригодным для анализа. Характеристики Станфордского ряда измерений ОМП приводятся в таблице 1. Средние значения и стандартное отклонение  $\sigma$  приведены для



**Таблица 1.**

Интервал	N	Количество пропусков	Среднее значение ( Гс)		Мах- и Min- значение (Гс)		$\sigma$ (Гс)	
			$H=H_{int}$	$H=0$			$H=H_{in}$	$H=0$
V.1975 - XII.2001	9727	1789(18%)	-.00253	-.0004	2.18	-2.37	0.396	0.366
1975 –1986	4248	613(14.5%)	.0032	.006	2.18	-2.37	0.394	0.371
1987 –1996	3653	771(21%)	-.0027	-.0021	2.09	-2.08	0.441	0.402
1997-2001	1826	402(22%)	.03	.025	1.16	-1.32	0.284	0.263

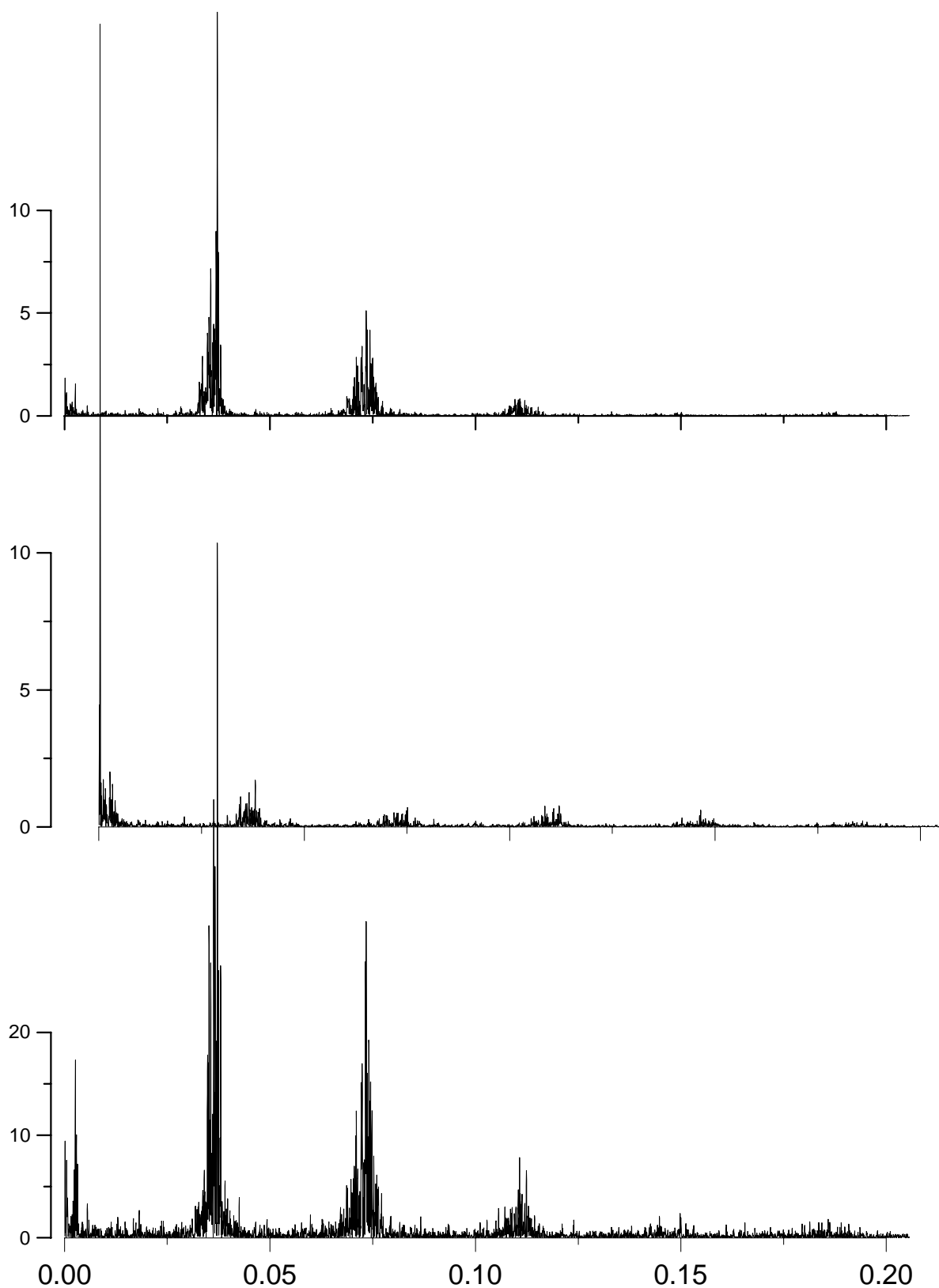
рядов, в которых значение напряженности ОМП в пропущенные даты наблюдений вычислялось при помощи линейной интерполяции ( $H=H_{int}$ ) и приравнивалось 0.

Временные ряды напряженности, модуля и знака ОМП обрабатывались при помощи сервисного пакета “Statistica”, в котором периодограммное значение определяется как произведение коэффициентов при Sin- и Cos-функциях.

Спектры напряженности, модуля, и знака ОМП приведены на рис. 1.

На рис.2 приведены графики распределения пропусков наблюдений по месяцам и годам. Пропуски наблюдений в основном обусловлены неблагоприятными погодными условиями и в их изменении хорошо видно годовую периодичность. Их количество увеличилось с 14% в 21 цикле до ~22% в 22 и 23 циклах. Для исследования влияния скважности наблюдений на структуру спектров значение напряженности ОМП в пропущенные даты наблюдений реконструировались несколькими способами: величина напряженности ОМП принималась равной +2 Гс, -2 Гс, 0 Гс, вычислялась при помощи линейной интерполяции с учетом 27-дневных вариаций.

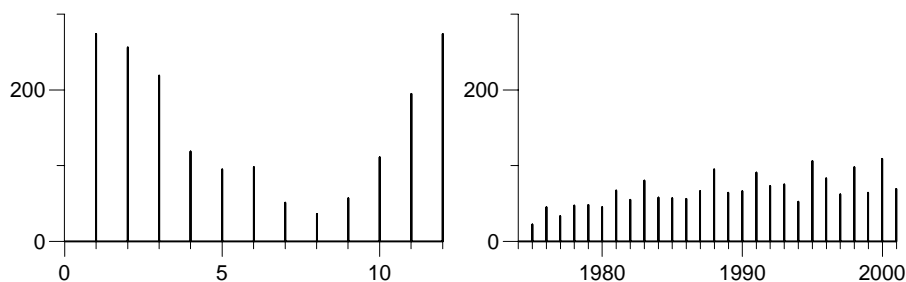
Структура спектров рядов, в которых пропуски наблюдений заполнялись нулевыми значениями и при помощи метода линейной интерполяции мало отличаются во всех исследуемых частотных диапазонах. Этот результат определенным образом согласуется с выводом, сделанным в работе [9], о том, что при сведении измерений ОМП, сделанных на разных инструментах, в одну временную последовательность выбор калибровочных множителей слабо влияет на результат анализа. Исследования авторами работы [15] исходных данных гелиосферной плазмы также показали, что основные результаты сохраняются даже при искусственном случайном снижении объема информации в четыре раза.



**Рис.1.** Спектры рядов напряженности, модуля и знака ОМП (1975-2001 гг., измерения Станфордской обсерватории). По оси абсцисс отложена частота в 1/сут.

В таблице 2 приведены значение доминирующих пиков низкочастотной области спектров для реконструированных описанным

выше способами рядов напряженности, модуля и знака ОМП. Пик с периодом 1.0 год очень большой мощности появился в спектрах рядов ОМП, в которых в пропущенные даты наблюдений величина напряженности ОМП принималась равной +2 Гс и -2 Гс. Таким образом, скважность наблюдений не отражается на структуре спектров рядов, в которых пропуски наблюдений заполняются при помощи интерполяции.



**Рис. 2.** Распределение количества пропусков наблюдений ОМП Солнца (1975-2001 гг., измерения Станфордской обсерватории) по месяцам (левый график) и по годам (правый график). По оси ординат – количество пропусков, по оси абсцисс – месяцы и годы.

**Таблица 2.**

	Напряженность ОМП	Модуль ОМП	Знак ОМП
	Периоды (в годах)		
+2 Гс	1.0, 0.94, 0.81, ~23, 2.5	1.0, 0.94, ~10, ~23	0.99, 1.05, 1.17, 0.94, 1.3, 0.87, 0.5 ~23, 5.8, 3.8
-2 Гс	1.0, 0.94, 0.81, 2.4	1.0, 0.94, ~10, ~23	1.0, 1.05, 0.94, 0.87, 1.17, ~23, 5.8, 2.5
0 Гс	1.05, 0.96, ~23, ~6.3, 2.0, 1.5, 1.3	1.01, 0.9, ~10, ~23	1.05, 0.94, 0.87, 1.17, 1.3, ~23, 5.8, 3.8
Интер- поля- ция	1.05, 0.96, ~23, ~6.3, 2.0, 1.5, 1.3	1.06, 0.97, ~10, ~23	1.05, 0.94, 0.87, 1.17, 1.3, 1.5 ~23, 5.8, 3.8

### Вариации модуля и знака ОМП

Периодичность ~23 года свойственна как ряду модуля (энергетической характеристике магнитной переменности Солнца), так и ряду знака ОМП

(топологии глобальных магнитных процессов). Привлекает внимание и требует дальнейшего исследования факт отсутствия этого периода в спектре ряда напряженности ОМП, в котором пропуски заполнены значением напряженности  $-2$  Гс, т.е. при преобладании (усилении) отрицательной полярности. Бумба в своих ранних работах указывал на факт различного поведения магнитной структур различной полярности [17].

Доминирующей вариацией в спектре модуля ОМП является 10-летняя вариация. Десятилетний период присутствует и в ряде суточных чисел Вольфа за этот же интервал времени. Этот факт, очевидно, указывает, на то, что появление этой периодичности в ряде модуля ОМП скорее является свойством энергетической характеристики магнитной переменности Солнца, а не следствием линейного детектирования ряда напряженности ОМП. Наличие  $\sim 23$ -летней вариации в спектре модуля ОМП, второй по мощности, загадочно. В спектрах напряженности и знака ОМП период  $\sim 10$  лет отсутствует, доминирующими долговременными вариациями в них являются периоды  $\sim 23$  года и  $\sim 6$  лет. Отличительной чертой спектра знака ОМП низкочастотного диапазона является частокол из пяти пиков, центральным и наиболее мощным из них является пик с периодом около 1.05 г. Его следы – пики со значением периода  $\sim 1.05$ ,  $\sim 0.96$ ,  $\sim 1.3$ ,  $\sim 1.5$  лет наблюдаются в спектре напряженности ОМП. Это указывает, во-первых, на то, что энергетика и топология глобальных магнитных процессов имеет различный (и, может быть, независимый) характер изменения во времени (долговременные вариации), а во-вторых, что магнитный разбаланс, фиксируемый магнитографом при измерении ОМП, определяется главным образом топологией поверхностного магнетизма.

В высокочастотной области спектра напряженности ОМП кроме известных групп доминирующих пиков в области периодов  $\sim 25-30$ ,  $\sim 12-15$ ,  $\sim 9$  суток не очень мощные, но хорошо выраженные группы пиков с периодами  $\sim 7$ ,  $\sim 5.5$  и  $\sim 4.5$  суток [12]. Эти же группы пиков имеют место в спектрах модуля и знака ОМП. Авторами [11] в спектре модуля ОМП также было обнаружено группу пиков в области периодов  $\sim 6$  суток, присутствие которой было отнесено на счет эффекта линейного детектирования ряда напряженности ОМП. Однако, подобные периоды были обнаружены Плюсониной при изучении частотного состава вариаций фонового поля [16]. Наличие структур различных размеров приводит к появлению максимумов на частотах, кратных вращательному периоду. Изменение в цикле активности структуры групп пиков с периодами  $\sim 7$ ,  $\sim 5.5$  и  $\sim 4.5$  суток отражает имеющее место непрерывное появление и исчезновение мелких структур фонового поля.

В спектре модуля ОМП в высокочастотном диапазоне нет сильного отличия по мощности имеющихся здесь групп пиков. Как известно, в спектрах знака и напряженности ОМП группа пиков в области периодов вращения (двухсекторной структуры) 25-30 суток намного мощнее групп пиков в области периодов  $\sim 12-15$  и  $\sim 9$  суток, которые являются индикатором секторности ОМП более высокого порядка (четырёх и шести). Принято считать, что доминирование той или иной группы пиков в высокочастотном диапазоне спектра ОМП указывает на преобладание секторной структуры соответствующего порядка. Величина напряженности ОМП очевидно мало зависит от порядка секторности.

## **Выводы**

Анализ долговременных вариаций знака и модуля ОМП Солнца дает возможность высказать предположение о том, что энергетика (определяемая временным рядом модуля ОМП) и топология (определяемая временным рядом полярности ОМП) глобальных магнитных процессов имеет различный (и, может быть, независимый) характер изменения во времени. Энергетика магнитной переменности Солнца изменяется с периодом  $\sim 10$  лет. Топология глобального поверхностного магнетизма имеет иные долговременные вариации -  $\sim 23$ ,  $\sim 6$  лет. Вариации  $\sim 1-2$  года обусловлены также изменением в топологии поверхностных магнитных полей.

## **Литература**

1. Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Григорьев В.М., Цап Т.Т.// Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1998. Т.94. С.118.
2. Severny A.B. // Nature. 1969. V. 224. P. 53.
3. Scherrer P.H., Wilcox J.V., Svalgaard L., Duvall T.L., Ditmer P.H., Gustafson E.K.// Solar Phys. 1977. V. 54. P. 353.
4. Григорьев В.М., Демидов М.Л., Осак Б.Ф. // Исследование по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1983. Вып. 65. С. 13.
5. Kotov V.A., Scherer P.H., Howard R.F., Haneychuk V.I. // Astrophys. J. Suppl.Ser. 1998. V. 116. P. 103.
6. Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Цап Т.Т.// Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1998. Т.94. С.110.
7. Котов В.А., Степанян Н.Н., Щербакова З.А. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1977. Т.56. С.75.
8. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. // Астрон. Журн. 2001. Т. 78, № 8. С. 753.

9. Ханейчук В.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2000. Т.96. С.176.
10. Котов В.А., Сетяева И.В. // Астрон. Журн. 2002. Т. 79, № 3. С. 272.
11. Ривин Ю.Р., Обридко В.Н. // Астрон. Журн. 1992. Т. 69, № 5. С. 1083.
12. Лейко У. М. // В сб.: Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты. СПб. 1998. С. 288.
- 13.Обридко В.Н., Шелтинг Б.Д. // Астрон. Журн. 2000. Т. 77, № 2. С. 124.
14. Васильева В.В., Макаров В.И., Тлатов А.Г. // Письма в Астрон. Журн. 2002. Т. 28, № 3. С. 228.
15. Веселовский И.С., Дмитриев А.В., Панасенко О.А., Суворова А.В. // В сб.: Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты. СПб. 1998. С. 37.
16. Плюснина Л.А. // Исследование по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1985. Вып. 73. С. 80.
17. Бумба В. // В кн.: Проблемы солнечной активности (под ред. В.Бумбы и И.Клечека). М. 1979. С. 50.

## **РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ НА ПОЗДНИХ СУБГИГАНТАХ И НА СОЛНЦЕ КАК РЕЗУЛЬТАТ ЭВОЛЮЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

**Лившиц И.М., Лившиц М.А.**

*ИЗМИРАН; [ilusha@izmiran.rssi.ru](mailto:ilusha@izmiran.rssi.ru), [livshits@izmiran.troitsk.ru](mailto:livshits@izmiran.troitsk.ru)*

### **The X-ray Flares on the Late-Type Subgiants and on the Sun as a Result of the Evolution of Large Scale Magnetic Fields**

**Livshits I.M., Livshits M.A.**

#### **Abstract**

A numerical modeling of the gas-dynamical processes during the decay phase of the X-ray emission for several long-duration flares on subgiants of solar-like spectral classes was established. It is shown that the energetics of these phenomena and the shape of the X-ray light curve give us evidences on their development been situated in big stellar complexes of activity (solar analogies are very rare events) as opposed to be dynamic flares originated from post-eruptive energy release. The origin of these phenomena is connected with the evolution of large-scale magnetic fields.

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Известно, что самые мощные и длительные вспышки на Солнце приводят к возникновению потоков протонов (например, при энергии в 100 МэВ), на два-три порядка превышающих типичные значения для протонных вспышек  $10 - 100 \text{ частиц} / (\text{см}^2 \text{ сек стер})$ . Несколько таких вспышек произошло и в максимум текущего цикла активности: 14 июля 2000 г., 8 ноября 2000 г. и 4 ноября 2001 г. Современные данные показывают, что такие явления могут развиваться только в больших комплексах активности.

На Солнце полная энергия этих самых мощных явлений не превышает  $10^{32} \text{ эрг}$ . Длительные рентгеновские вспышки в последние годы стали наблюдаться на звездах, по спектральному классу близких к солнечному. Радиусы этих звезд больше солнечного. Большинство из этих вспышек было зарегистрировано на субгигантах, входящих в состав двойных типа RS CVn. В ряду этих вспышек находятся и несколько более коротких явлений, например, на молодой поздней звезде класса G – AB Dor (Maggio et al. 2000), а также длительные процессы на Алголе – двойной звезде B8 IV–V + G–K IV (Favata et al. 2000). Это позволило начать изучение

природы аналогичных явлений с энергией, на 4 – 5 порядков превосходящих указанное солнечное значение. Одна из проблем – изучение процессов в самих звездных вспышках – рассматривалась в нашей работе 2002 г. (Лившиц, Лившиц 2002; далее цитируется как [1]). В данной работе большее внимание уделено тому, какое место занимают самые большие солнечные вспышки в общем ряду нестационарных процессов на звездах. До сих пор создавалось впечатление, что постэруптивные процессы, развивающиеся в самых крупномасштабных магнитных полях (квазидипольное поле звезд), ответственны за мощные длительные вспышки. Появившиеся данные позволяют проанализировать относительную роль постэруптивных процессов и сделать попытку выяснить тот масштаб полей, эволюция которых приводит к наблюдаемым нестационарным явлениям.

В статье кратко описаны результаты рентгеновских наблюдений длительных звездных вспышек, проведенное нами моделирование процессов на фазе спада явлений. Далее на примере анализа появившихся подробных данных о вспышке на К-субгиганте системы UX Ari проиллюстрированы общие выводы проведенного анализа.

**Таблица 1.**

Дата	Звезда	$T, 10^6 K$	$EM, 10^{54} \text{ см}^{-3}$	$t, \text{ часы}$	$E_x, \text{ эрг}$	Название КА
24–25.07.1987	UX Ari	> 100	10	> 12	$10^{37}$	Ginga
28–30.08.1997	UX Ari	111.5	5.13	30	$5 \cdot 10^{36}$	BeppoSAX
9.11.1997	AB Dor	110	5.5	5	$4 \cdot 10^{35}$	BeppoSAX
29.11.1997	AB Dor	110	3.7	4	$7 \cdot 10^{35}$	BeppoSAX
30.08.1997	Algol	$\approx 100$	10	50	$1.4 \cdot 10^{37}$	BeppoSAX
23–25.06.1991	HR5110	110	0.7	70	$> 4 \cdot 10^{35}$	ROSAT

Некоторые наблюдательные данные и результаты анализа мягкого рентгеновского излучения длительных звездных вспышек собраны в Таблице 1. Из неё видно, что основной особенностью является то, что температура плазмы в максимум многих длительных звездных вспышек  $100 \cdot 10^6 K$ , и высокие значения температуры и меры эмиссии сохраняются в течение многих часов.

В [1] проведено численное моделирование с целью выяснения основного процесса, приводящего к появлению мощного длительного рентгеновского излучения. При этом рассматривается только фаза спада вспышки – та газодинамическая стадия процесса, когда магнитное поле уже не оказывает заметного влияния на развивающийся процесс, кроме



удержания плазмы внутри петли и обеспечения анизотропии процесса переноса тепла. Это согласуется с тем, что на рассматриваемых больших высотах в звездных коронах отношение газового давления к магнитному – плазменное  $\beta = 8\pi p/B^2$  – начинает превосходить 1.

Расчет эволюции массы газа внутри гигантской корональной петли проводился путем решения системы одномерных газодинамических уравнений, учитывающих гравитацию, изменяющуюся с высотой, теплопроводность и потери на излучение. Радиационные потери, определяемые излучением основных резонансных линий высокотемпературных ионов, рассматривались как функция температуры и плотности в данной точке и вводились в уравнение энергии в виде одного из диссипативных членов. Считалось, что нагрев плазмы происходит близ вершины петли и распределен по времени и в пространстве (по массовой лагранжевой координате).

Для моделирования процессов на звездах программа, разработанная ранее для длительных солнечных вспышек, была модифицирована, что позволило проводить расчеты в условия различной силы тяжести и других характеристик звездных атмосфер. В частности, функция радиационных потерь была расширена по сравнению с солнечным случаем в область температур  $\geq 20 \cdot 10^6 K$  согласно расчетам группы R.Mewe.

Моделирование проводилось для начальных плотностей в основании изотермической петли от  $2 \cdot 10^{10}$  до  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , принятых величин половины длины петли  $l = (0.5 - 5) \cdot 10^{10} \text{ см}$  и тепловых потоков, изменяющихся в широких пределах. Гравитационное ускорение могло принимать значения  $10^2 - 4 \cdot 10^4 \text{ см сек}^{-2}$ .

В [1] приведены результаты расчетов для трех поздних звезд: UX Ari (G5 V + K0 IV), HR 5110 = BH CVn (F2 IV + K2 IV) и для сравнения AB Dor – хорошо изученного молодого K1 карлика с возрастом всего 20 – 30 миллионов лет.

## **ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НОВЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫШКИ НА UX Ari**

После выполнения работы [1], стали известны подробные наблюдательные данные о вспышке 28 – 30.08.1997 на звезде UX Ari из (Franciosini et al. 2001). Они включали в себя регистрацию излучения вспышки не в одном, как ранее, а в двух рентгеновских каналах, работающих в областях 0.1–10 кэВ и 1.6–10 кэВ (Franciosini et al. 2001). Это дало им возможность определить значения температуры  $T$  и меры эмиссии  $EM$  для 14 моментов времени в ходе вспышки. Оказалось, что температура спадает медленнее, чем следовало из двухтемпературного анализа данных одного мягкого канала, проведенного ранее и использованного нами в [1]. Для моделирования этих новых данных

оказалось необходимым перейти к функции нагрева, медленнее спадающей со временем, нежели использованная ранее. В этом случае расчеты проводились с функцией нагрева

$$H = H_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{s - s_m}{s_1}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{|t - t_1|}{t_2}\right],$$

где  $H_0$  – амплитуда в  $\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{сек})$ ,  $t_1$  – время до достижения максимума нагрева,  $t_2$  – ширина временного профиля. Через  $s$  обозначалась лагранжева координата,  $s_m$  – ее значение в вершине петли,  $s_1$  – протяженность области нагрева.

Начальная модель нашего расчета соответствует гидростатической модели корональной петли с постоянной температурой  $T = 20 \cdot 10^6 \text{ К}$  и плотностью в основании  $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и полудлиной  $l = 2 \cdot 10^5 \text{ км}$ .

Мы приводим здесь результаты вычислений с параметрами функции нагрева  $H_0 = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})$ ,  $t_1 = 0.83^h$ ,  $t_2 = 13.3^h$ . На рис. 1 приведены временной ход температуры на фазе спада явления, соответствующей сжатию петель, и зависимость меры эмиссии плазмы с температурой, превышающей 50 МК. Значение  $EM$  и длина указаны на рис. 1 для одной половины петли системы.

Вычисления показывают, что процесс нагрева плазмы близ вершины приводит к увеличению длины петли неизменного сечения в 3.5 раза. Основным при выборе этого варианта решения с достаточно большими плотностями плазмы в петле явилось то, что именно это решение оказалось способно одновременно объяснить как поведение температуры и меры эмиссии в ходе наблюдений вспышки, так и энергетику явления.

Действительно, вычисления дают нам значение меры эмиссии половины петли при известной энергии  $H_f$ . Эта энергия поступает через  $1 \text{ см}^2$  в вершине петли за все рассматриваемое время процесса. Наблюдаемое значение объемной меры эмиссии  $EM(V)$  можно выразить через вычисляемое при моделировании  $EM(l)$  как  $EM(V) = S_1 \cdot EM_l$ . С другой стороны, полная энергия нагрева может быть записана как  $E = S_2 \cdot H_f$ . Из сравнения вычисленных и наблюдаемых значений меры эмиссии и полной энергии ее мягкого рентгеновского излучения, получаем  $S_1 \approx S_2 \approx 10^{22} \text{ см}^2$ . Заметим, что этот вариант численных расчетов соответствует полному нагреву, близкому к  $H_f \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ эрг}/\text{см}^2$  за 24 ч. Энергия всего процесса в несколько раз больше энергии рентгеновского излучения, т.е. превосходит  $10^{37} \text{ эрг}$ .

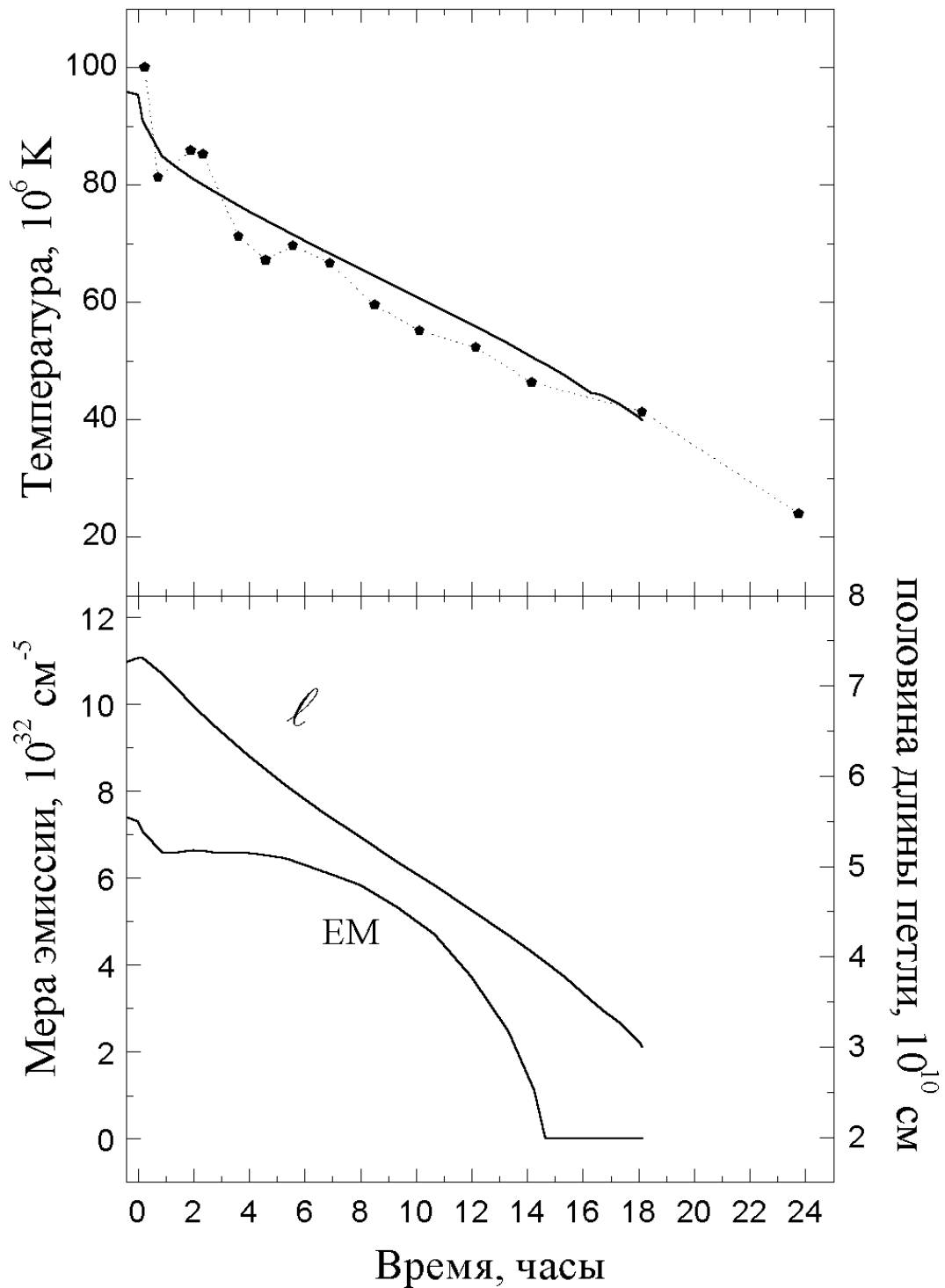


Рис. 1.

Изменение температуры в вершине петли (наверху), меры эмиссии и длина половины петли (внизу) со временем. Точками представлены результаты определения температуры (Franciosini et al. 2001). Начало отсчета времени соответствует моменту начала наблюдений.

Оцененное значение площади соответствует протяженности светящегося вещества вдоль нейтральной линии магнитного поля, превосходящей значение  $R_{\odot}$ , а, учитывая "скважность", эта протяженность системы петель должна быть заметно больше. В зависимости от предположения о поперечном сечении петли, их общее количество во вспышечной системе оценивается от нескольких десятков до сотен.

Заметим, что в момент, соответствующий одному часу после начала наблюдений вспышки плотность изменяется вдоль петли от  $n_e \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в основании петли до  $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, в данном случае гигантские вспышечные петли, поднимающиеся на высоты более  $R_{\odot}$ , оказываются заполненными плазмой, плотность которой на порядок больше, чем в самых мощных солнечных вспышках. Однако есть основания полагать, что, несмотря на большую мощность и масштаб явления, его физическая природа существенно не отличается от солнечных аналогов. Действительно, на рис. 2 сопоставлены наблюдаемые в различные моменты времени значения температуры и меры эмиссии. Соответствующая диаграмма  $\lg T - \frac{1}{2} \lg EM$  является типичной для мощных вспышек, развивающихся в комплексах солнечной активности. Кроме того, аппроксимация временного хода температуры для интервала  $t = 3 - 20$  часов от момента начала наблюдений дается выражением  $\lg T = 7.93631 - 0.01747 \cdot t$ . Это соответствует характерному времени  $t_3$  уменьшения температуры на фазе развития систем гигантских петель, равному 57.2 часа. Это время является типичным для заключительной стадии самых мощных солнечных вспышек, см. таблицу 1 в статье Лившица и др. (2002). Так, например, в залимбовой солнечной вспышке 29 сентября 1989 г., давшей наибольшее количество солнечных космических лучей и самый жесткий их спектр за последние три цикла активности, соответствующая величина  $t_3 = 56.6$  часа (см. указанную выше таблицу).

Таким образом, рассмотрение этих данных в общем ряду явлений на Солнце позволяет прийти к заключению о том, что анализируемое событие аналогично концу мощных вспышек в комплексах солнечной активности, сопровождающихся формированием систем гигантских корональных петель. Уровень нагрева плазмы в таких петлях на субгигантах чрезвычайно высок и противоречит принятому до сих пор утверждению о том, что анализируемые длительные рентгеновские вспышки являются результатом эволюции локальных магнитных полей.

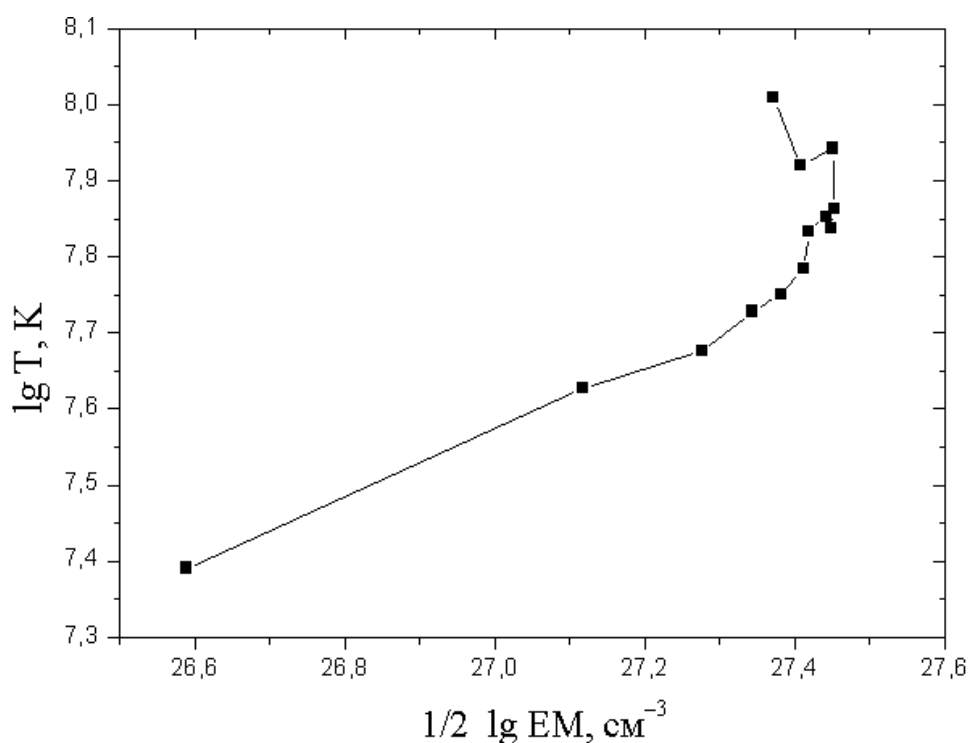


Рис. 2.

Сопоставление температуры и меры эмиссии источника мягкого рентгеновского излучения в каждый из последовательных моментов наблюдения вспышки.

## ДИСКУССИЯ

Обсудим, прежде всего, эту возникшую проблему очень большой энергии таких явлений. Если стационарная МГД-конфигурация возмущается, например, в результате движений плазмы в нижележащих слоях, то развивается система токов, энергия которых может реализоваться при вспышках. Для самых крупномасштабных МГД-конфигураций оценивается энергия магнитного поля, связанная с такими токами.

При этом можно рассмотреть два случая: искажение дипольного поля всей звезды и искажение поля плоского магнитного диполя, располагающегося на некоторой глубине под фотосферой.

Строгое решение для первого, трехмерного случая получено при использовании стационарного решения задачи о вытягивании наружу дипольного поля, заданного на сфере (Кучми, Лившиц (1992)). Энергия искаженного поля диполя вне сферы оказалась равной

$$E = 2 \frac{m^2}{3R^3} \left( 1 - \frac{2 \operatorname{Re}_m + 2}{(\operatorname{Re}_m + 2)^2} \right) \approx 2 \frac{m^2}{3R^3}, \quad \text{причем } m \text{ — магнитный момент}$$

диполя, а  $\operatorname{Re}_m$  — магнитное число Рейнольдса.

Второе равенство для больших значений  $\operatorname{Re}_m$  вне сферы радиуса  $R$  означает, что искажение поля вследствие истечения увеличивает магнитную энергию вне сферы вдвое по сравнению с этой первоначальной энергией диполя. Отметим, что для гелиосферы с токовым слоем аналогичная оценка иным методом была получена И.С.Веселовским (1999).

Для двумерного диполя удастся провести аналогичное рассмотрение. Предполагая, что энергия крупномасштабного магнитного поля, связанная с токами, может реализовываться при вспышках и, выражая магнитный момент диполя через поле на полюсе, получаем  $E = \frac{1}{3} B_{pole}^2 R^3$ , или для случая плоского диполя  $E = \frac{9}{8} B_y^2 \zeta^3$ , где  $B_y$  — поле в вершине петли,  $\zeta$  — протяженность системы петель вдоль нейтральной линии.

Для гигантских арочных систем комплексов активности на Солнце можно принять  $\zeta = 10^{10}$  см (что равно  $R_{\odot}/7$ ) и  $B = 10$  Гс в вершине петель.

Тогда приведенное выражение соответствует энергии  $E \geq 10^{32}$  эрг, что согласуется с наблюдениями длительных солнечных вспышек. На некоторых активных поздних звездах значения поля в комплексах активности могут на порядок превосходить величины, характерные для солнечной короны, и оцениваемая величина  $\zeta$  достигает  $10^{11}$  см. Это естественно объясняет полную энергию длительных рентгеновских вспышек на субгигантах, которая может на 5 порядков превышать энергетику аналогичных солнечных явлений.

Таким образом, энергия длительных рентгеновских вспышек на поздних звездах, главным образом, субгигантах обеспечивается в ходе эволюции полей не одной активной области, а комплекса активности, или в некоторых редких случаях — квазидипольного магнитного поля всей звезды. Ее величина  $10^{37}$  эрг близка к верхнему пределу, который теоретически возможен исходя из той информации о результатах наблюдений магнитных полей в звездных пятнах и поздних квазидипольной компоненты поздних звезд (Plachinda, Tarasova 1999; Тарасова и др. 2001).

Кроме энергетических соображений, световые кривые длительных рентгеновских вспышек также свидетельствуют в пользу отождествления этих явлений со вспышками в комплексах активности. Действительно, на Солнце крупномасштабные поля проявляются в редких случаях и обеспечивают постэруптивное выделение энергии в длительных вспышках. При этом можно выделить два класса длительных явлений — динамические

вспышки (Швестка и др. 1995) и вспышки в комплексах активности (Лившиц и др. 2002). Как правило, первый класс вспышек характеризуется меньшей мощностью. Основное же различие состоит в том, что в динамических вспышках переход к длительной фазе явления происходит в тот момент, когда мягкое рентгеновское излучение уже сильно уменьшилось по сравнению с его максимальной величиной. Особенно хорошо это выражено в тех случаях, когда динамическая вспышка начиналась с импульсной фазы. Иначе говоря, рентгеновская световая кривая динамических вспышек содержит характерный излом на уровне, в несколько раз меньше максимального. Это момент соответствует формированию системы гигантских петель, в дальнейшем долго, но слабо светящихся в мягком рентгене.

В противоположность этому, в мощных вспышках в комплексах активности переход от импульсных явлений к длительным происходит близ максимума, при близком к максимальному значению потока рентгеновского излучения. Световая кривая характеризуется очень плавным переходом от максимальных потоков к очень длительному спаду. На Солнце эти вспышки, в отличие от динамических, характеризуются эффективным ускорением частиц и жестким электромагнитным излучением. Динамика системы гигантских петель выражена слабее или эти петли остаются без изменений в течение многих часов.

Вообще говоря, влияние крупномасштабных магнитных полей на возникновение и развитие нестационарных процессов на Солнце проявляется не так сильно, как локальных полей. Соответствующие длительные явления, включая динамические, сигмоидные и касповые вспышки и самые мощные явления в комплексах активности, происходят очень редко, серии таких событий практически отсутствуют в отличие от более частых серий импульсных событий.

На некоторых субгигантах, с суммарной площадью пятен в сотни раз превосходящей солнечную, длительные вспышки в активные периоды следуют друг за другом. Примером здесь является система AR Lac (Pease et al. 2002), где, особенно на активных долготах, сосредотачивается большое количество пятен, каждое из которых характеризуется магнитным полем, примерно таким же, как в солнечных пятнах. Здесь уже, по-видимому, может происходить весь спектр длительных нестационарных явлений, изучение которых только начато. То, что наиболее мощные длительные звездные вспышки оказались близки к солнечным аналогам, означает, что природа этих явлений является достаточно общей и широко распространенной в мире звезд.

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-02-17086, 02-02-06775, 01-02-16307, 02-02-16199, 01-02-17693, грантом INTAS 2000-840, а также Федеральной научно-технической программой «Астрономия».

## ЛИТЕРАТУРА

Лившиц И.М., Лившиц М.А. // 2002. *Астрономический журнал*. Т.79. С.364. (обозначена как [1])

Лившиц М.А., Бадалян О.Г., Белов А.В. // 2002. *Астрономический журнал*. Т.79. С.659

Тарасова Т.Н., Плачинда С.И., Румянцев В.И. // 2001. *Астрон. журн.* Т.78. С.550

Favata F., Schmitt J.H.M.M., Micela G., Reale F., Sciortino S. // 2000. *Astron. and Astrophys.* V.362. P.628

Franciosini E., Pallavicini R., Tagliaferri G. // 2001. *Astron. Astrophys.* V.375. P.196

Maggio A., Pallavicini R., Reale F., Tagliaferri G. // 2000. *Astron. and Astrophys.* V.356. P.627

Pease D., Drake J.J., Kashyap V. et al. // 2002. 35th ESLAB Symp. 25–29 June 2001, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. / Eds. Fabio Favata and Jeremy Drake. ASP Conf Ser. Vol.277 (Thesis book, 2001, P.74)

Plachinda S.I., Tarasova T.N. // 1999. *ApJ*. V.514. P.402

Svestka Z., Farnik F., Hudson H.S., Uchida Yu., Hick P., Lemen J.R. // 1995. *Solar Phys.* V.161. P.331

Veselovsky I.S. 1999. Proc.9th European Meeting on Solar Physics: «Magnetic Fields and Solar Processes». Florence, Italy. ESA SP-448. P.1217



## **АКТИВНОСТЬ 23-ГО ПОЛЯРНОГО ЦИКЛА СОЛНЦА**

**Макаров В.И., Макарова В.В.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, solar@narzan.com*

### **Абстракт**

В работе обсуждаются данные наблюдений полярной активности Солнца на Горной станции ГАО с 1990 по 1999 годы. Используя среднемесячные значения чисел полярных факелов, выделены флуктуации полярной активности Солнца. Проведено сравнение их с флуктуациями площадей пятен текущего 23-го цикла в период 1997-2002. Отмечается синхронность всплесков активности на высоких широтах северного и южного полушарий Солнца. В 23-м полярном цикле активности наблюдалось преобладание полярных факелов на высоких широтах южного полушария. Кривая изменения числа полярных факелов в данном цикле имела два максимума. Высокая корреляция между флуктуациями чисел полярных факелов и площадей пятен обнаруживается при условии, что цикл полярных факелов опережает цикл пятен на 7.6 лет, вместо 5.5-6.0 лет для прежних трех полярных циклов.

### **Введение**

В последнее десятилетие стало ясно, что для понимания природы солнечной активности и ее цикличности необходимы наблюдательные данные на всех широтах. (Макаров, 1983; Макаров и др. 1985). Было показано, что глобальный солнечный цикл необходимо описывать двумя типами "бабочек" - пятен и полярных факелов, граница между которыми проходит по "спокойным сороковым" (Макаров, Sivaraman, 1989; Макаров, Макарова, 1996). Открытие сильных магнитных полей (порядка 1.5 KG) в полярных факелах стимулировало дальнейшие исследования полярной активности Солнца (Homann et al., 1997). С другой стороны, гелиосейсмология обнаружила две широтные зоны внутреннего вращения Солнца с разными градиентами угловой скорости по знаку. Граница между ними проходит на широте раздела "бабочек" пятен и полярных факелов. В настоящее время можно выделить два направления в исследовании активности на высоких широтах Солнца:

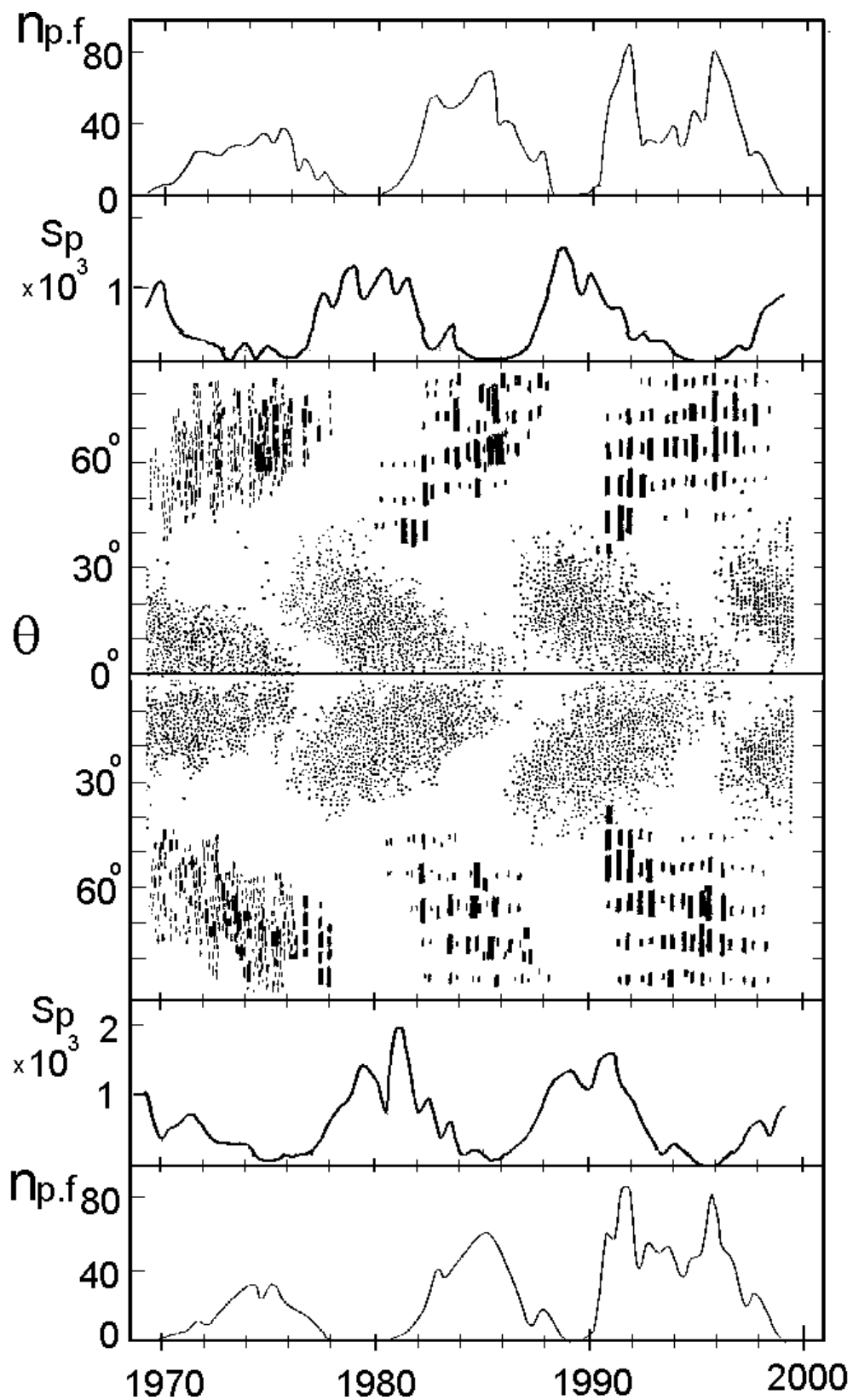
1. изучение особенностей широтно-временного распределения полярных факелов в цикле активности, включая структуру магнитного поля, тонкую структуру полярных факелов, связь с короной и др.
2. исследование связи между циклами полярных факелов и циклами пятен.

В рамках первой задачи были изучены размеры полярных образований, проведена классификация их, определено время жизни. Было показано, что основная зона локализации полярных факелов дрейфует к полюсам в течение цикла. Однако этот вопрос не до конца изучен. Сравнение полярных факелов с яркими рентгеновскими точками, магнитными

холмами на магнитограммах и яркими образованиями в радиодиапазоне открыло целый круг нерешенных вопросов (Макаров, Макарова, 1986; Makarov, Makarova, 1996; Homann et al., 1997; Makarov, Makarova, 1996). На примере трех полярных циклов показано наличие квазидвухлетнего периода колебаний активности на полюсах Солнца, исследовано дифференциальное вращение Солнца на высоких широтах из анализа полярных факелов. Установлено, что первые полярные факелы в их цикле появляются сразу после переполюсовки крупномасштабного магнитного поля Солнца. Далее, рассмотренные связи между активностью Солнца в полярной и экваториальной зонах позволили сделать заключение, что подобные связи действительно существуют, причем, как с пятнообразовательной активностью предыдущего цикла, так и последующего. С предыдущим циклом пятен значимая зависимость обнаруживается только по схеме широтной зональной структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца, поэтому связь полярной активности с пятенной активностью предыдущего цикла гораздо сложнее, чем представлялось. Однако, несмотря на то, что образования на высоких широтах являются результатом деятельности магнитных полей из предыдущих циклов, сравнение среднемесячных значений полярных факелов и площадей пятен следующего цикла показывает совпадение сильных флуктуаций со сдвигом на полцикла. С появлением полярных факелов после переполюсовки на Солнце начинается общий процесс развития новой активности: сначала - на высоких широтах, затем - на низких.

### **Наблюдательные данные**

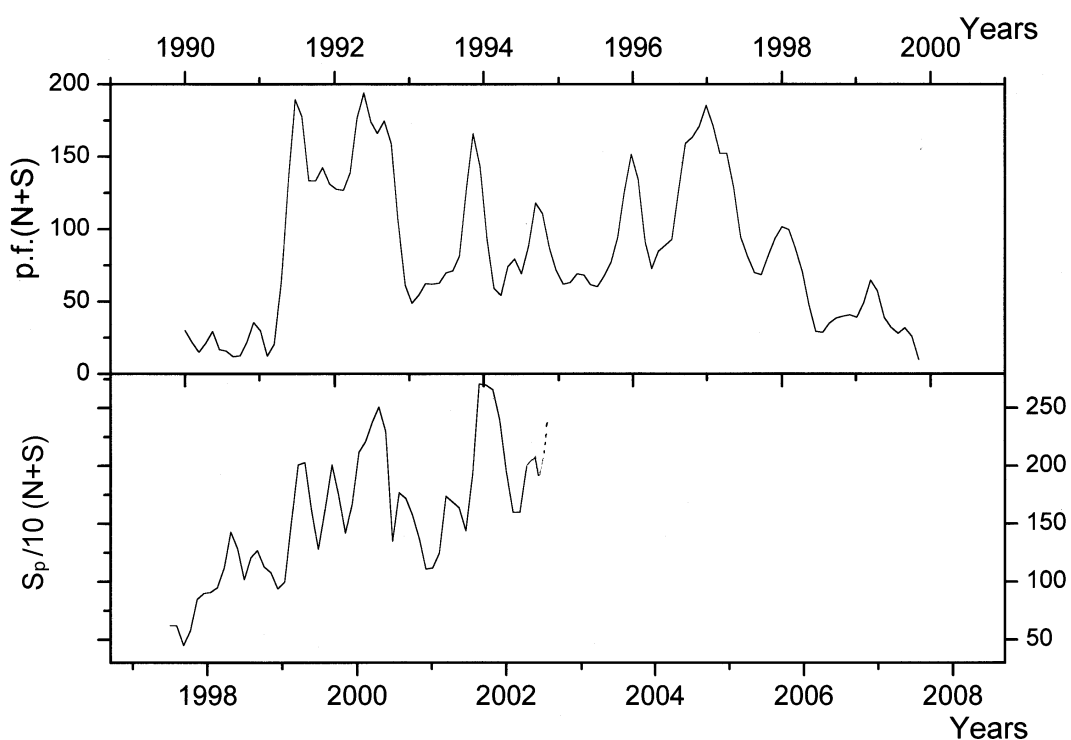
В данной работе представлены данные о полярных факелах по наблюдениям на Горной станции ГАО. Наблюдения проводились ежедневно на одних и тех же пластинках, режим фотографической обработки не менялся в течение всего периода. Среднемесячные наблюденные значения полярных факелов были исправлены введением функции видимости и представлены в форме графиков. Они представляют собой распределение ярких образований на уровне фотосферы как на высоких широтах северного и южного полушария, так и на всем Солнце. На основе ежедневных наблюдений полярной активности Солнца на Горной станции ГАО был получен Кисловодский ряд чисел полярных факелов, начиная с 1960 по 1999 год. Этот ряд содержит информацию о широтно-временном распределении полярных факелов на широтах  $50^{\circ}$ - $90^{\circ}$  в течение четырех последних циклов активности. Определены координаты и их структурные особенности. Полярные факелы представляют собой яркие, компактные образования, видимые в белом свете на широтах больше  $50$  градусов. Полярная активность Солнца продолжается от 8 до 11 лет, максимум полярного цикла приходится на минимум цикла пятен.



**Рис.1.** Глобальный цикл солнечной активности на уровне фотосферы в форме "бабочек" полярных факелов и пятен в период в период 1970-2000.

## Результаты

Принято считать, что 23-й цикл полярной активности Солнца начался в 1990 году после смены знака полярного магнитного поля Солнца. В действительности, оба цикла (полярных факелов и пятен) начинаются одновременно на широте около  $40^\circ$ , но максимумы активности их смещены на полпериода. Последние полярные факелы наблюдались в 1999 году. Измерение количества полярных факелов в белом свете проводилось по 10-градусным интервалам выше  $50^\circ$  градусов отдельно по полушариям. После исправления наблюдаемых значений функцией видимости и сглаживания, были получены данные об изменении активности в полярных зонах в течение закончившегося цикла. На рис.1 показано распределение полярных факелов и пятен по полушариям.



**Рис.2.** Среднемесячное число полярных факелов в 23-м цикле полярной активности Солнца в период 1990-2000 (верхняя кривая) и 23-й цикл среднемесячных площадей пятен в период 1998-2002 (нижняя кривая). Максимальная корреляция между сильными флуктуациями полярной активности и пятнами наблюдается при условии, что цикл полярных факелов опережает цикл пятен на 7.5 лет.

Рисунок 1 и 2 показывают, что данный полярный цикл имеет четко выраженный двухвершинный характер как на севере, так и на юге. При

этом в обоих полушариях Солнца наблюдалась полная синхронность во времени всплесков активности. Таблица 1 показывает суммарные среднемесячные числа за год полярных факелов в течение цикла в северной и южной полярных зонах. Приведены также и соответствующие коэффициенты северо-южной асимметрии.

**ТАБЛИЦА 1.**

Годы	N	S	SN-S/N+S
1990	126	122	-0.02
1991	348	379	-0.04
1992	997	881	+0.06
1993	364	540	-0.19
1994	502	582	-0.07
1995	480	546	-0.06
1996	749	777	-0.02
1997	648	541	+0.09
1998	279	265	+0.02
1999	75	89	-0.08
<b>Среднее:</b>			<b>-0.03</b>

Как видно из данных таблицы, в 23-м полярном цикле в основном преобладала активность в южном полушарии, тогда как в предыдущих трех циклах картина была обратной. Было сделано сравнение полярной и пятенной активности в текущем цикле со смещением на 7.5 лет. (Макаров, Макарова, 1999). На рисунке 2 верхняя кривая показывает распределение среднемесячных значений высокоширотных образований за период 1990-1999 г. для северного и южного полушарий. Нижняя кривая описывает изменения площадей пятен с 1998 года по 2002 год. Можно видеть, что на данном промежутке времени сильные флуктуации активности на обеих кривых наилучшим образом совпадают со сдвигом 7.6 лет. Коэффициент корреляции равен 0.83. Это результат отражает еще одну особенность 23-го цикла полярных факелов, так как в течение трех предыдущих циклов наилучшее соотношение между сильными всплесками активности на высоких и на низких широтах получалось при временном сдвиге на 5.5-6.0 лет. Эта часть работа носит предварительный характер, и будет продолжаться до завершения 23-го цикла пятен (Makarov et al., 2000).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035.

## Литература

- Makarov, V.I.: 1983, Soln.Dann., **1**, 86.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V., Koutchmy, S.: 1985, Soln.Dann.,**8**, 53.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V., Sivaraman, K.R.,1989, Solar Phys.:  
**119**, 45.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V.: 1996, Solar Phys., **163**, 267.
- Homann, T., Kneer, F., Makarov, V.I.: 1997, Solar Phys., **175**, 81.
- Makarov, V.I., Makarova V.V.: 1999, in (ed. A.Wilson), Proc.9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics, (ESA Sp-448), p.121.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V., Tlatov, A.G., Callebaut, D., Sivaraman, K.R.: 2000, , in (ed. A.Wilson), Proc.1st European Meeting on Solar & Space Weather, (ESA Sp-463), p.367.

## **ПОЛЯРНАЯ И НИЗКОШИРОТНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ В ЛИНИИ К-CaII В ПЕРИОД 1907-2000**

**Макаров В. И., Глатов А.Г.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; solar@narzan.com*

### **Абстракт**

Обработаны ежедневные данные наблюдений Солнца в линии К-CaII, полученные в обсерватории Кодайканал (Индия) в период 1907-1990 гг. с целью анализа кальциевых флоккул и ярких точек. Разработана РС программа автоматического выделения границ ярких областей, в которых контраст превышал уровень спокойного Солнца на заданную величину. Определены координаты, площадь, угол наклона к экватору и другие параметры выделенных К-CaII структур. Построены их распределения по широте и времени. Показано, что на средних и низких широтах полученный К-CaII индекс практически совпадает с индексом активности пятен (числом Вольфа). На высоких широтах яркие кальциевые точки формируют полярную ветвь активности в периоды между переполусовками магнитного поля, которая показывает, как 11-летней так и 22-летний цикл. В отличие от активности на низких широтах, четные циклы полярной активности выше нечетных циклов. Во время одного полярного цикла можно выделить два широтных дрейфа активности. Первый направлен к полюсам вначале полярного цикла, и второй в направлении низких широт после смены знака полярного магнитного поля.

### **1. Введение**

Изучение активности Солнца на длительных интервалах времени во всем диапазоне широт на Солнце является одним из важнейших направлений в изучении солнечной цикличности. Для исследования глобальной активности не достаточно информации только о поведении солнечных пятен. В последнее время стало очевидно, что солнечная активность сложный процесс, охватывающий все широты, и включающий не только циклы пятен, но и активность в годы их минимума. Для изучения активности на высоких широтах в периоды минимума пятен хорошо использовать спектральные наблюдения, например в линии К-CaII и H $\alpha$ , регулярные наблюдения которых, к сожалению, начались только в начале 20-века. В работе [1] был проведен анализ наблюдений в линии К-CaII на обсерватории Маунт Вилсон с 1915 по 1984. По этим данным был определен интегральный К-CaII индекс, который, как было показано, ведет себя не линейно по отношению к площади пятен.

В данной работе проведен анализ активности по ежедневным наблюдениям в линии К-CaII, полученных с помощью спектрогелиографа обсерватории Кодайканал (Индия) с 1907 по 1990. Особое внимание

уделено высокоширотной активности и ее роли в развитии глобального магнитного цикла Солнца.

## 2. Обработка данных

Исходные данные наблюдений на фотопластинках были оцифрованы с помощью сканера. Диаметр изображения Солнца составлял при этом  $\sim 1400$  пикселей, что соответствовало оптическому разрешению  $\sim 1''.5-2''.0$ . Изображения Солнца запоминались в режиме 256 оттенков серого цвета. Неэкспонированная часть пластинки соответствовала белому цвету (256 единиц), область максимального экспонирования - черному цвету (0 единиц). Для выделения областей повышенной эмиссии излучения, соответствующих флоккулярным полям и ярким кальциевым точкам проводилась процедура автоматического распознавания областей на диске. Первоначальной процедурой оптимизации было наложение гелиографической сетки. Далее определялся уровень спокойного Солнца. Для учета эффекта потемнения к краю и устранения неравномерного экспонирования пластинки изображение диска Солнца делилось на сегменты. Весь диск был разделен на 15 сегментов по полярному углу  $\alpha$  в полярных координатах с центром в центре диска Солнца. Каждый из этих сегментов делился на 20 частей по радиусу  $r$ . Внутри каждого из 300 полученных сегментов вычислялось среднее значение интенсивности  $I_{\alpha r}$ . Помимо этого, определялась интенсивность центральной зоны Солнца радиусом  $r=0.6R$ ,  $I_c$ . Для областей удаленных от центра диска далее  $r=0.6R$ , интенсивность фона бралась как  $I_{\text{avg}}=I_{\alpha r}$ . Для центральных областей средняя интенсивность фона определялась по формуле  $I_{\text{avg}}=a \cdot I_{\alpha r} + b \cdot I_c$ , где коэффициенты  $a$  и  $b$  являлись функциями радиуса  $a=r/(0.6R)$ ,  $b=1-a$ . Области повышенной эмиссии в линии K-CaII определялись по уровню контраста от величины фоновой интенсивности  $I_{\text{avg}}$  в этом месте. Средний уровень фоновой компоненты варьировался от 90 до 140 единиц в градациях оттенков серого цвета. Было проведено несколько вариантов расчета для контраста в диапазоне 3-8%. При этом первоначально выделялись пиксели с уровнем контрастности, превышающей пороговую величину. Затем, происходило объединение группы соседних пикселей в группу, имеющую общую внешнюю границу. Для каждой такой области попиксельно подсчитывалось средние координаты, площадь, с учетом проекции, размер структуры в широтном и долготном направлениях, средний и максимальный контраст, периметр, угол наклона к экватору серединной линии для выделенной области и другие параметры. Рассматривались и запоминались области с площадью не менее 20 мдп ( $D \sim 12''$ ). Общее число обработанных дней составило около 23 тысячи. Средне годовое число дней наблюдений варьировалось от 280 до 330 в период с 1907 по 1970 год и от 80 до 120 в период после 1980 года.

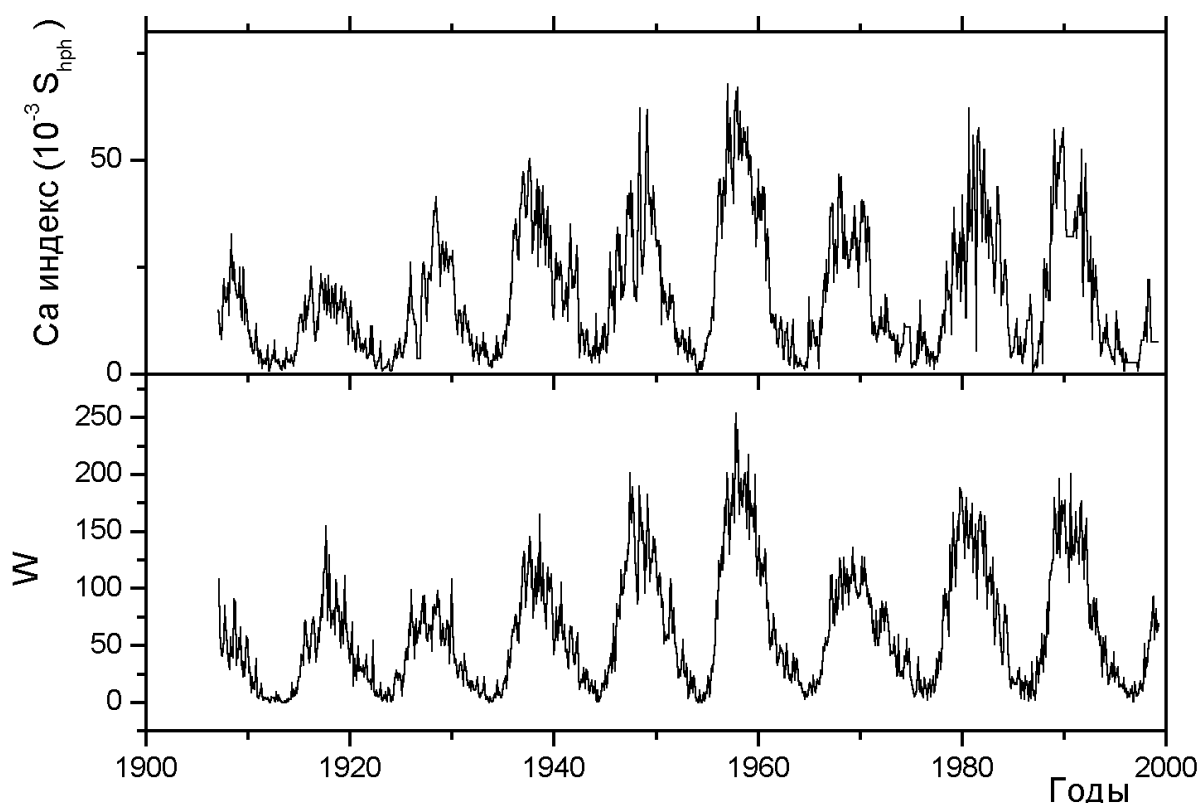


Наиболее качественными наблюдения были в период 1908-1978 гг. Общее число выделенных областей зависел от параметров расчета и составлял несколько миллионов.

### 3. Результаты анализа

#### 3.1. Низкоширотная активность в линии K-CaII.

Важным параметром для изучения активности Солнца в линиях CaII является K-CaII индекс, так как он связан с концентрированным магнитным полем и представляет собой совокупную площадь ярких K-CaII областей. Как правило, подсчитываются все яркие объекты, видимые в линии K-CaII. На рис.1. представлено изменение во времени среднемесячных площадей K-CaII флоккул в диапазоне широт  $\pm 50^\circ$ . Учитывались области с площадью не менее 200 мдп. Коэффициент корреляции между числом Вольфа W и K-CaII площадью составил  $R=0.88$ . Регрессионная формула для соотношения между площадью  $S_{Ca}$  K-CaII флоккул и чисел Вольфа равна  $W=3.67 \cdot S_{Ca}+0.24$ , где  $S_{Ca}$ - выражена в долях  $10^{-3}$  площади полусферы.



**Рис.1.** Сравнение поведения во времени K-CaII флоккул в диапазоне широт  $\pm 50^\circ$  и индекса активности солнечных пятен, W.

На рис.2 представлены широтно-временные диаграммы площади K-CaII флоккулов, вычисленные по среднемесячным значениям в 5-ти градусной

зоне по широте. Следует отметить, что широтная протяженность активности Солнца в линии К-CaII зависит от мощности цикла пятен.

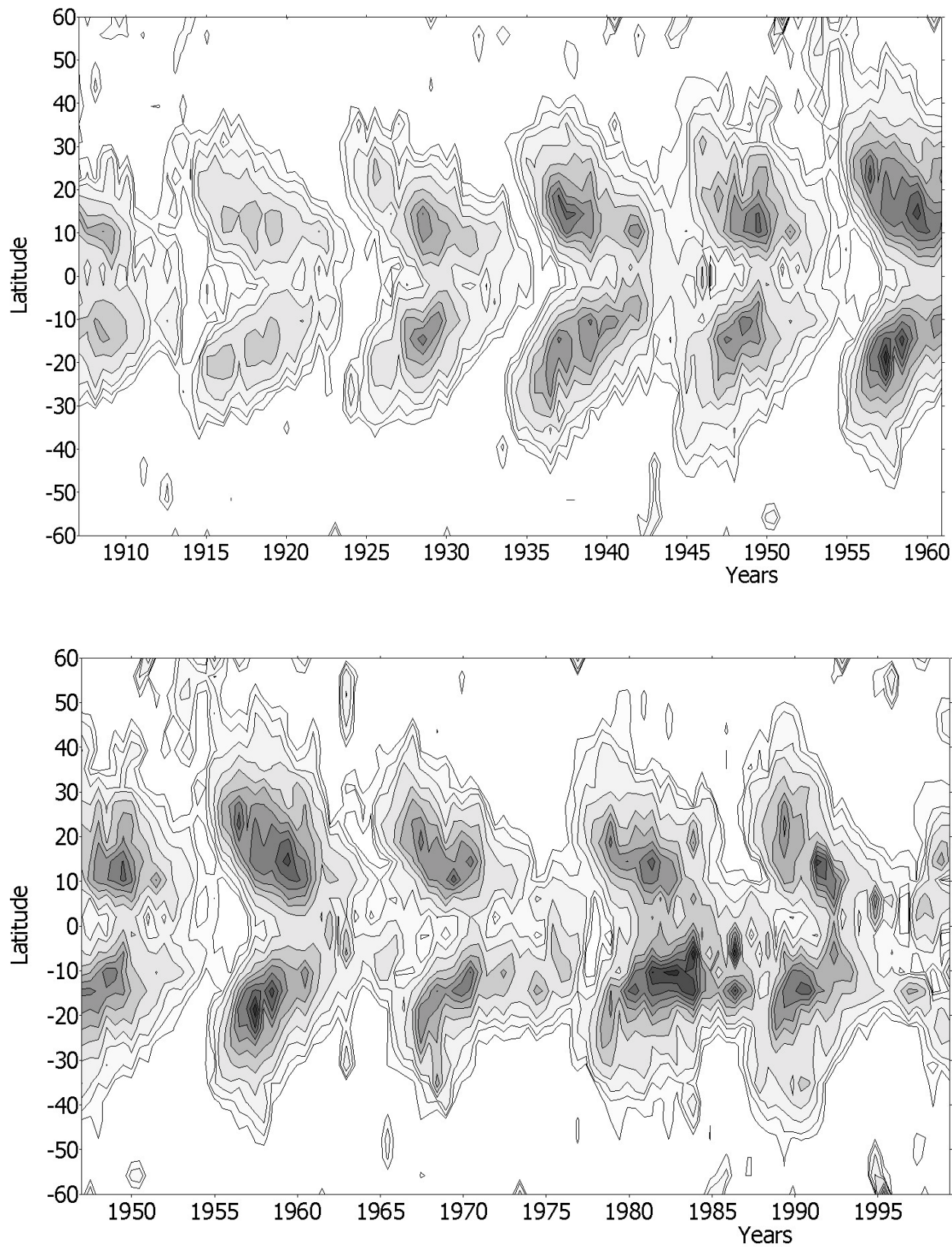


Рис. 2. Широтно-временная диаграмма распределения площади К-CaII флоккул в период 1907-2000.

### 3.2. Высокоширотная активность.

Наблюдения Солнца в линии К-CaII дают возможность провести анализ ярких областей не только в области пятнообразования, но и на высоких широтах. Как известно, высокоширотная активность проявляется в увеличении напряженности магнитного поля [2] и числа полярных факелов [3], в увеличении эмиссии радиоизлучения [4] и ярких кальциевых точек [5]. Максимум полярной активности приходится на годы близкие к минимуму активности пятен. В данной работе для анализа высокоширотной активности использовались индексы числа и площади выделенных ярких точек. На рис.3 представлено изменение общей площади ярких структур на широтах выше  $50^\circ$  для северного и южного полушарий. Для устранения шума проведено двухгодичное сглаживание. Рис.3 показывает, что К-CaII индекс полярной активности имеет как 11-летнюю, так и 22-х летнюю цикличность. По аналогии с пятенной активностью, 11-летние нечетные циклы (т.е. циклы полярной активности перед нечетными циклами солнечных пятен) выше, чем четные.

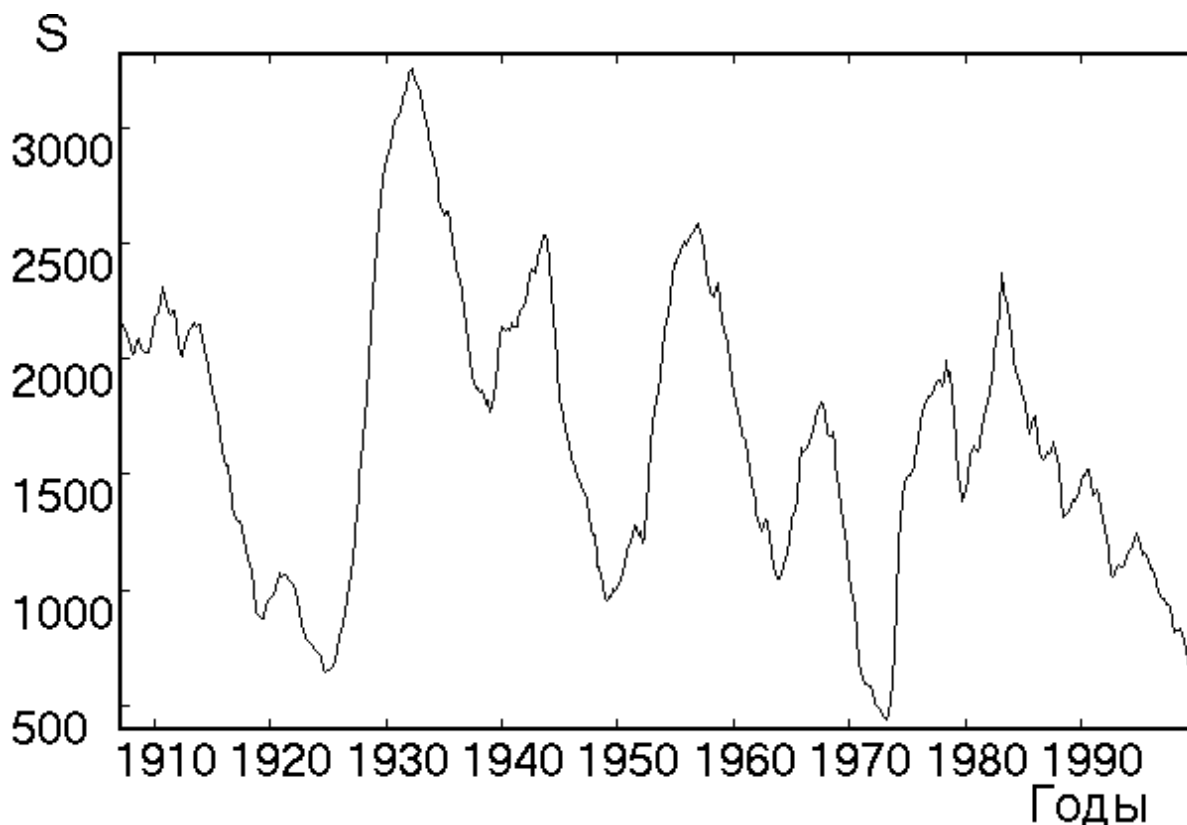
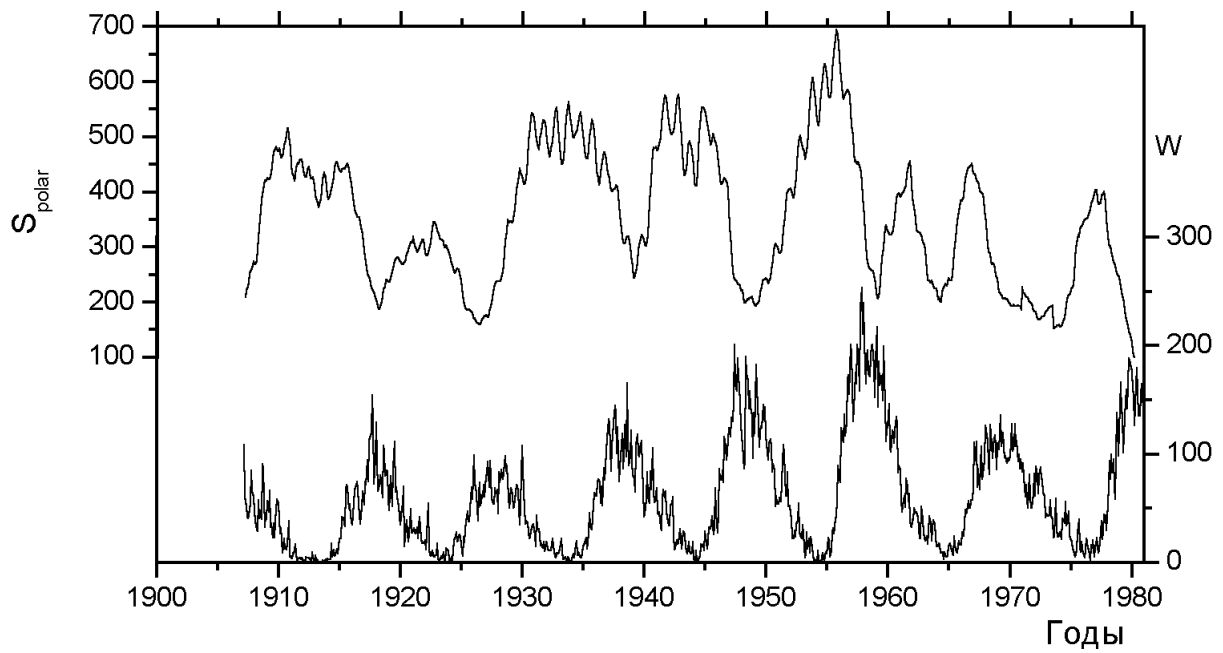
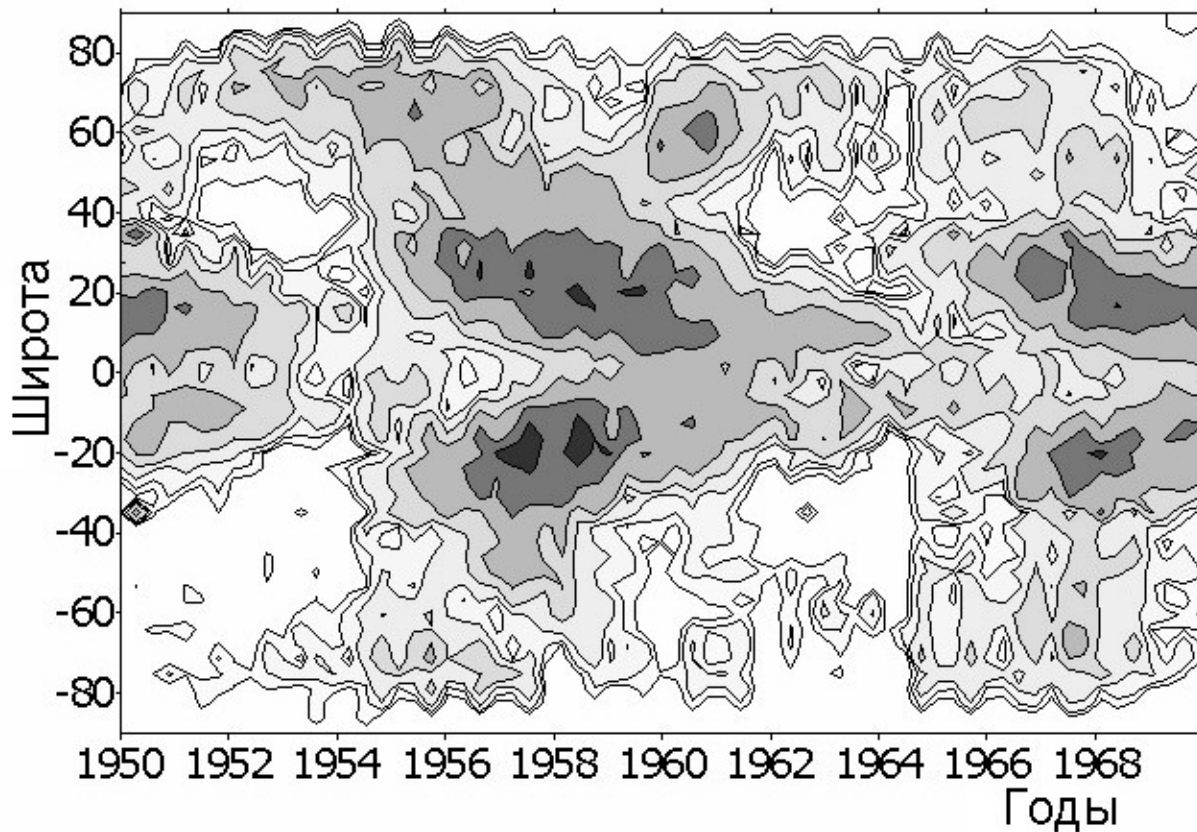


Рис. 3. Среднемесячные суммарные площади ярких К-CaII точек на широтах выше  $50^\circ$  для северного и южного полушарий.



**Рис.4.** Площадь ярких К-СаII точек на широте выше  $70^\circ$  для северного полушария и числа Вольфа.



**Рис. 5.** Широтно-временная диаграмма площади ярких К-СаII точек с площадью  $S < 500$  мдп. для эпохи 19- 20-го циклов активности.

Важным вопросом в исследовании солнечной цикличности является вопрос о связи высокоширотной активности с активностью пятен. Разные исследования дают неоднозначные корреляционные связи. На рис.4 представлены графики для площади ярких элементов на широтах выше  $70^\circ$  и числа Вольфа  $W$  для солнечных пятен. Можно отметить, что в период с 1907 по 1960 год полярная активность предшествует активности пятен по индексу  $W$ . Это подтверждает ранее полученные соотношения о том, что полярная активность предшествует циклу солнечных пятен.

Как правило, при изучении высокоширотной активности рассматривается дрейф активности от средних широт к полюсам, начинающийся одновременно с началом цикла пятен. Однако, широтно-временные диаграммы распределения ярких кальциевых точек показывают наличие и обратного дрейфа активности от высоких на средние широты (к началу “бабочек” пятен) за 1-2 года до начала нового цикла солнечных пятен. На рис. 5 представлена широтно-временная диаграмма распределения ярких К-CaII точек площадью не более 500 мдп для всего диапазона широт. На этой диаграмме видны оба дрейфа, связанные с высокоширотной активностью.

Таким образом, проведенный анализ позволил сформировать банк данных активности в линии К-CaII с 1907 по 1990 год. В этот период был найден К-CaII индекс, который показал высокую корреляцию и линейность по отношению к числу Вольфа. В высокоширотной активности выделен 22-летний цикл наряду с 11-летним. Сравнение площади ярких элементов на широтах выше  $70^\circ$  с числами Вольфа дает основание утверждать, что полярная активность опережает активность пятен на 5-6 лет.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 00-02-16355 и 02-02-16035.

### Литература

1. Foukal P.: 1996, *Geoph.Res.Lett.*, V.23, N.16. P.2169.
2. Wang Y.-M.: 1998, in. *Cool Star, Stellar systems and Sun*, ASP conf. Ser., v.154, p. 131.
3. Makarov, V.I., Makarova, V.V.: 1996, *Solar Phys.*, 163, 267
4. Shibasaki K.: 1999, *Proc. of the Nobeyama Symp.*, NRO report, 479,p.1.
5. Makarov, V.I., Sivaraman, K.R.: 1989, *Solar Phys.*, 119, 35



## **SUNSPOT AREA CONCERNING THE AREA OF POLAR CAPS OF THE SUN DURING 1880-2000**

**Makarov V.I.**

*Pulkovo Astronomical Observatory of RAS; makarov@gao.spb.ru*

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, solar@narzan.com*

**Callebaut D.K.**

*Physics Depart., UIA, Univ. of Antwerp, B-2610, Antwerp, Belgium,  
dirk.callebaut@ua.ac.be*

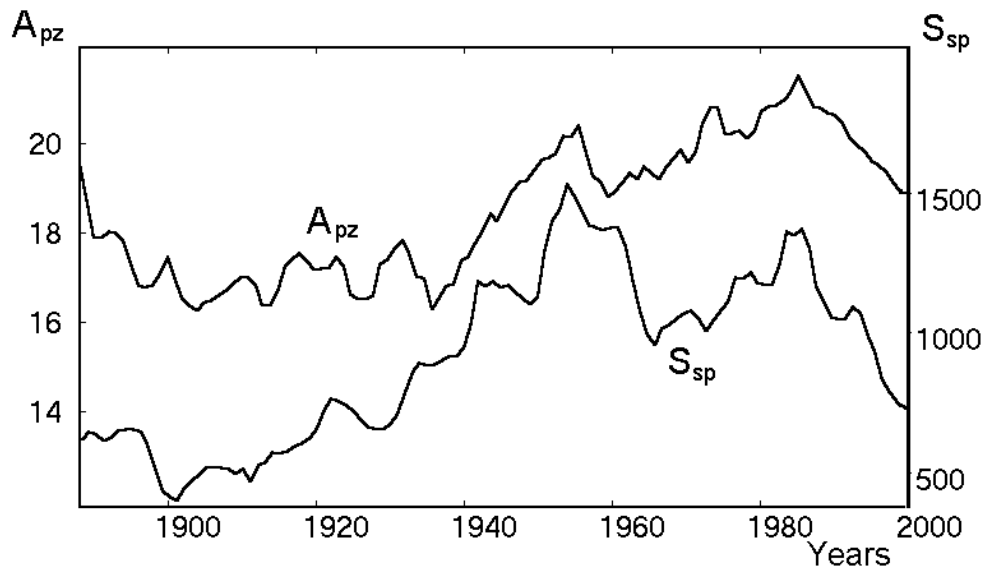
The secular decrease of the latitude of a zone boundary between the polar and sunspot activities has been noted (Makarov, 1994). It was shown that the annual mean latitude in the minimum activity decreases from  $53^\circ$  in 1878 down to  $38^\circ$  in 1996 (Makarov et al., 2002). As a result the area of polar zones of the Sun  $A_{pz}$ , occupied by unipolar magnetic field in the minimum sunspot activity, has risen by a factor two in this period, Figure 1. Here we draw attention on the consequences of a doubling of the area of the Sun's polar caps.

1. It is well known that the Sun's polar magnetic field is a manifestation of the poloidal field of the solar dynamo, where as the sunspot areas are a toroidal field. Figure 2 shows the correlation between the polar cap area  $A_{pz}$  (or polar magnetic flux) and the sunspot areas  $S_{sp}$  (or toroidal magnetic flux) during more than 120 years from 1880 up to 2000,  $A_{pz} \approx 4 \cdot 10^{-3} S_{sp} + 15$ . Here  $A_{pz}$  in  $10^{21} \text{ cm}^2$ , and  $S_{sp}$  in  $10^{-6}$  of the area of hemisphere. It means that in deep minimum the latitude of about  $60^\circ$  outlines the polar cap areas of the Sun.

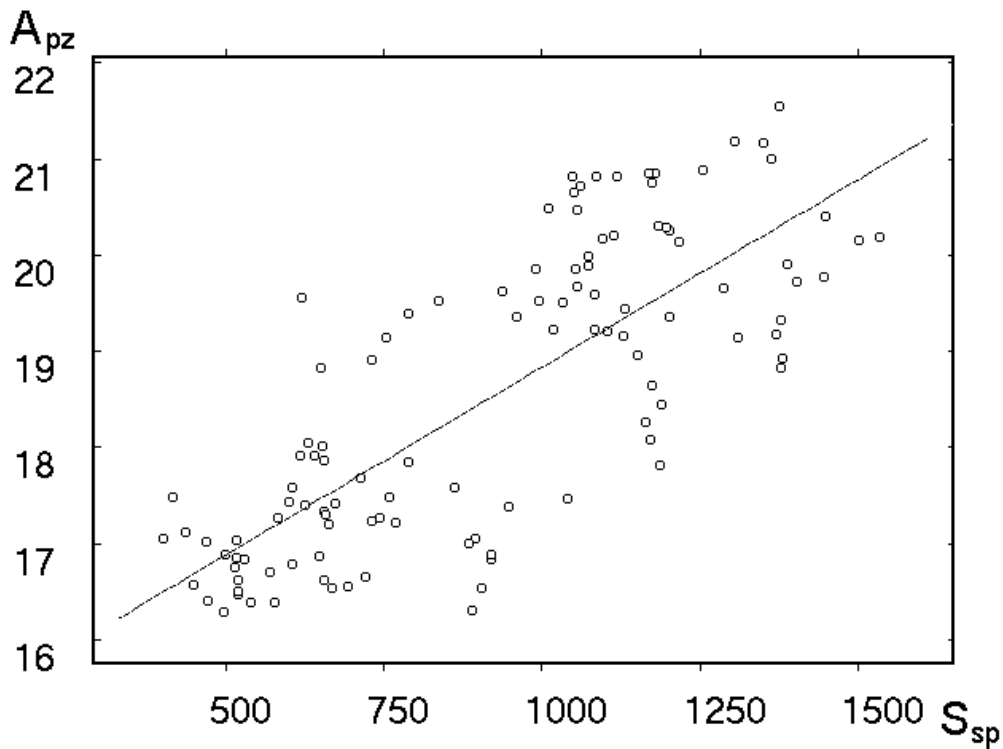
2. A decrease of corona temperature of order  $0.1 \cdot 10^6 \text{ K}$  in the polar zones of the Sun has been found during the last 50 years (Makarov and Tlatov, 2002). We supposed that this decrease of polar corona temperature connected with an increase of the area of polar zones or polar magnetic flux and concerns the polar corona holes.

3. Using the  $A_{pz}$  and geomagnetic "aa" indexes, we obtained estimates for the temperature deficit of the Earth during the Maunder Minimum ( $-1.0^\circ \text{ C}$ ) relative to the present time ( $\approx 0^\circ \text{ C}$ ), yielding an increase of  $1.0^\circ \text{ C}$ . An increase of the polar cap area occupied by unipolar magnetic field (solar forcing) is correlated to the global warming besides greenhouse warming, etc.

4. A decrease of the tilt of heliospheric current sheet and a growth of the dipole component of the magnetic field of the Sun have been found during the last 80 years. These effects essentially reflect the growth of the areas occupied by polar magnetic field (Makarov et al., 2002).



**Figure 1.** The mean annual area of polar caps of the Sun,  $A_{pz}$  and sunspot areas  $S_{sp}$ , averaged with 11-year smoothing.



**Figure 2.** Correlation between the  $A_{pz}$  and the  $S_{sp}$  makes 0.78.

### References

- Makarov, V.I.: 1994, *Solar Phys.* 150, 359  
Makarov, V.I., and Tlatov A.G.: 2002, in Proc. "SOLSPA" (ed. A.Wilson), ESA SP-477, 241.  
Makarov V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K., and Obridko, V.N.: 2002, *Solar Phys.* 206, 383.



## **DURATION OF POLAR ACTIVITY CYCLES AND THEIR RELATION TO SUNSPOT ACTIVITY**

**Makarov V.I.**

*Pulkovo Astronomical Observatory, Russia, makarov@gao.spb.ru*

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, solar@narzan.com*

**Sivaraman K.R.**

*Indian Institute of Astrophysics, India, siva@iiap.ernet.in*

### **Abstract**

The epochs of the polarity reversals of the magnetic field at the poles of the Sun have been determined by decomposing two independent data series into spherical harmonic low degree  $l$ -modes: one, the  $H\alpha$  synoptic charts covering the period 1870-2001 and the second, the Stanford synoptic magnetic maps for the years 1976-2001. It was shown that the reversals for the magnetic dipole configuration ( $l = 1$ ) and the octopole configuration ( $l = 3$ ) occur on an average in  $3.3 \pm 0.5$  and  $4.1 \pm 0.4$  years respectively after the sunspot minimum according to the  $H\alpha$  synoptic charts (Table I), while the corresponding average periods are  $3.3 \pm 0.1$  and  $2.5 \pm 0.3$  years according to the Stanford magnetograms (Table III). The epochs of polarity reversals estimated directly from Stanford magnetograms occur on an average  $2.4 \pm 0.2$  years from sunspot minimum (the last column of Table III), which seems as though at the time of reversal, the Sun presents an octopole configuration in magnetic topology. In contrast to all these, if we set the time of the final disappearance of the polar crown filaments (determined from the latitude migration of filaments) as the criterion for deciding the epoch of the polarity reversal of the polar fields, then the reversal occurs on an average  $5.8 \pm 0.6$  years from sunspot minimum (last column of Table I). We consider this as the most reliable diagnostic for fixing the epoch of reversals, as the final disappearance of the polar crown filaments can be observed without ambiguity. Using this criterion we define the duration of polar magnetic activity as the time interval between two successive polar reversals. We show that shorter the duration of the polar activity cycle (i.e. the shorter the duration between two neighbouring reversals), the more intense is the next sunspot cycle. We also notice that the duration of polar activity is always more in even solar cycles than in odd cycles whereas the maximum Wolf numbers  $W_{\max}$  is always higher for odd solar cycles than for even cycles. Furthermore, we find there is a secular change in the duration of the polar cycle. It has decreased by  $\approx 1.2$  times during the last 120 years.

### **1. Introduction**

Reversals of the polarity sign of the magnetic fields at the north and south poles of the Sun is the phenomenon that imparts the cyclic nature to the solar cycle phenomenon on the Sun. Babcock (1959) and Babcock (1961) were the first to map the surface fields using the magnetograph on a systematic basis and demonstrate that the reversal of the polarity of the magnetic field at the poles

took place in the middle of the period 1955 – 1965 for solar cycle 19. They recorded the epoch when the polarity sign at the North Pole changed from “+” to “-“ and the sign changed from “-“ to “+” at the South Pole during cycle 19. Subsequent reversals of the polar fields have been monitored by Howard (1974). The epoch of the polar field reversal marks the culmination of one solar cycle and the beginning of the next one and is an important parameter that defines the duration of the polar activity, needed for the understanding of the mechanism of the solar cycle. The epoch of reversal of the polar fields can be determined using various diagnostics. Direct measurement of the polar fields using a magnetograph, timing of the first and last appearances of polar faculae, the epoch when the polar crown filaments finally disappear are diagnostic features that could be used to estimate the epochs of the polarity reversals of the polar fields. This raises the question if the epochs derived from the different diagnostics do not lead to identical values, then what do they refer to. In this paper we examine this aspect and we find that the reckoning of the epochs of the reversals differ depending on the diagnostic chosen. The average time interval between the epoch of reversal and the epoch of the immediate past sunspot minimum turns out to be  $2.5 \pm 0.1$  years from the magnetogram data, whereas the average value for the same interval reckoned from the epochs of the disappearance of the last polar crown filament is  $5.8 \pm 0.6$  years. We interpret that this difference occurs because the different diagnostics pertain either to the reversal of the  $l = 1$  mode (the dipole configuration) or the  $l = 3$  mode (the octopole configuration) of the uni-polar regions on the Sun. We present arguments to show that the epoch of the last disappearance of the polar crown filament band alone represents the true epoch of the polarity reversal of the polar fields and this heralds the beginning of the new solar cycle. We define the duration in years between two consecutive polar reversals as the duration of the magnetic activity in the high latitude zones. Using this definition we have determined the duration of polar activity from the epochs of consecutive polar reversals from the latitude vs time plots of the pole ward migration of filament bands for cycles 12 through 22 (Table II). We notice that the duration of polar activity is more for even solar cycles than for odd cycles and the maximum Wolf number  $W_{\max}$  is higher for odd cycles than for even cycles. This relation leads to the conclusion that shorter the interval between two neighboring reversals (or shorter the duration of the polar activity cycle) the more intense is the next sunspot cycle (Figure3).

## 2. Data and Analysis

In this paper we have determined the epochs of the polar field reversals in the low degree  $l$ -modes from two independent data series – one, using the  $H\alpha$  synoptic charts and the second, using Stanford synoptic magnetic field data. On the  $H\alpha$  images of the Sun the filaments represent the neutral lines that divide

uni-polar regions of opposite polarities. The H $\alpha$  synoptic charts constructed from the H $\alpha$  images show the positions of the filament bands rotation after rotation. We constructed the H $\alpha$  synoptic charts for the period 1904 – 1984 from various sources: the positions of prominences and filaments from Kodaikanal observations (Makarov and Sivaraman, 1986), McIntosh's (1979) data for 1964-1973, Solar Geophysical Data for the period 1973-1978, Solnechnye Dannye Bulletin (Soln.Dann.) for the period 1978-2001 and early Italian observations (Bocchino, 1933; 1935). From the synoptic charts, we constructed the latitude-time diagram that shows the episodic migration trajectory of the filament bands following the procedure described by Makarov, Fatianov and Sivaraman (1983). The latitude-time diagram gives the epochs when the polemost filament bands (or the crown filaments) reach the respective poles and cause the polar field reversals (see Figure 1 in Makarov and Sivaraman, 1989; Figure 1 in Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2001 and Figure 4 in McIntosh, 1992). These epochs are listed in Table I under T<sub>H $\alpha$</sub> . The filament bands act as good tracers to chronicle the temporal evolution of the unipolar magnetic regions at the high latitudes. Soon after the pole most filament bands have reached the respective poles, the polar activity of the next cycle begins to appear in the form of polar faculae at latitudes >  $\pm 40^\circ$ . The duration in years between two consecutive polar reversals defines the duration of the polar activity cycle.

The large-scale magnetic field of the Sun can be represented as a function of latitude  $\theta$  and longitude  $\phi$  in terms of the spherical harmonics as follows:

$$B_r = \sum \sum P_{l,m} (g_{l,m} \cdot \cos(m \phi) + h_{l,m} \cdot \sin(m \phi)),$$

Where  $B_r$  is the radial magnetic field,  $P_{l,m}$  are the Legendre polynomials of spherical harmonic degree  $l$  and azimuthal order  $m$ . The coefficients  $g_{l,m}$  and  $h_{l,m}$  can be expressed as surface integrals as follows:

$$g_{lm} = \frac{(2l+1)(l-m)!}{2\pi(l+m)!} \int d\phi \cos(m\phi) \int B_r(\theta, \phi) P_{l,m}(\cos\theta) \sin\theta d\theta,$$

$$h_{lm} = \frac{(2l+1)(l-m)!}{2\pi(l+m)!} \int d\phi \sin(m\phi) \int B_r(\theta, \phi) P_{l,m}(\cos\theta) \sin\theta d\theta.$$

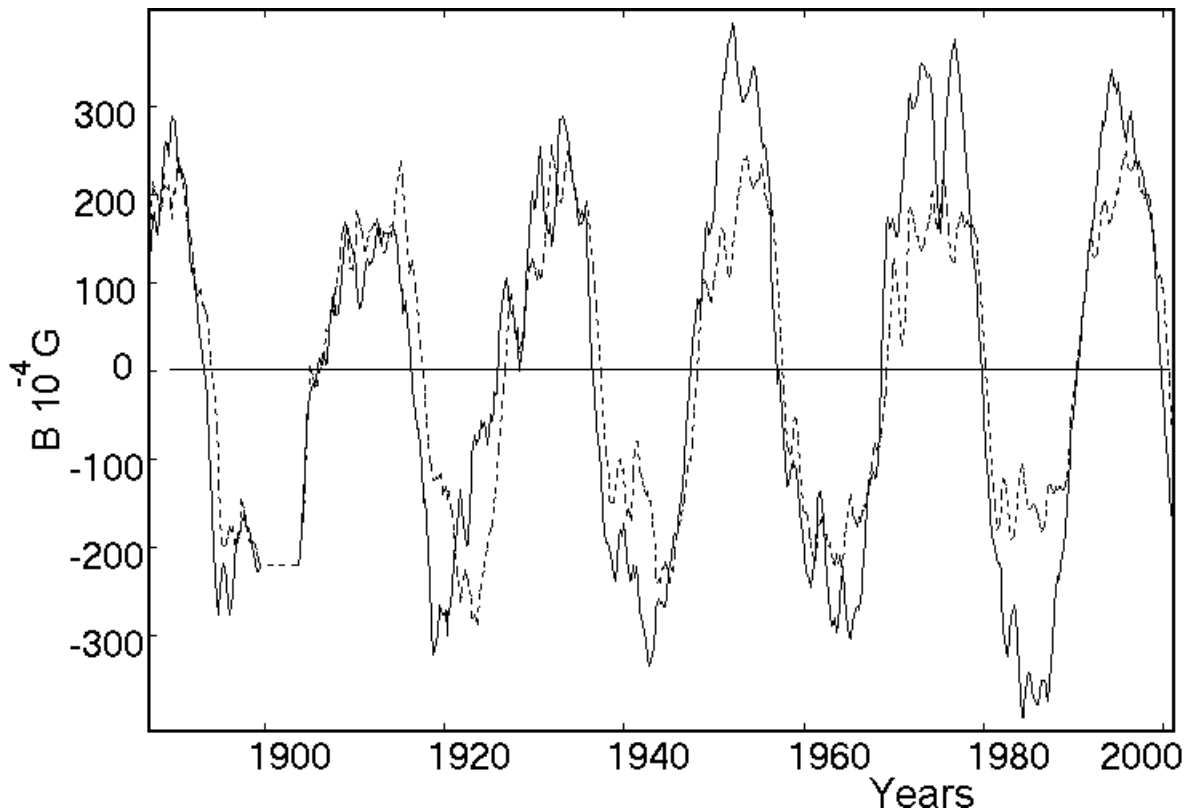
The H $\alpha$  synoptic charts show only the distribution of polarity but not the magnitude of the magnetic field of the unipolar regions on the Sun. In the present analysis, to evaluate  $g_{l,m}$  we have used the polarity signs from the synoptic charts and assigned a constant value of +1 Gauss and -1 Gauss for the magnitude of the field  $B_r(\theta, \phi)$ . We have evaluated the coefficient  $g_{l,m}$ , for  $l = 1$  and  $l = 3$ , that represent the dipole and octopole configuration, keeping  $m = 0$ .

To reduce the noise and to enable the identification of the epochs of the reversals the parameter  $g_{l,m}$  was smoothed over 10 solar rotations.

### 3. Results and Discussions

#### 3.1. Polar magnetic reversals in low degree l- modes

Magnetic field of the Sun differs from a dipole and an octupole. Ulysses spacecraft has shown that variations in  $B_r$  of interplanetary magnetic field with heliographic latitudes are small (Balogh et al., 1995). Nevertheless, we used coefficients of the spherical harmonic function to decompose the magnetic field. In Figure 1 we show the plot of  $g_{l,m}$  with respect to time for the period 1885 – 2001. The solid line represents the plot for harmonic degree  $l = 1$  (i.e.  $g_{1,0}$ ), or the dipole configuration and the dashed line represents the plot for harmonic degree  $l = 3$  (i.e.  $g_{3,0}$ ) or the octupole configuration. Both the odd parity modes  $l = 1$  and  $l = 3$  show clearly the 22-year cycle as demonstrated by Stenflo and Gudell (1988) from the analysis of Kitt peak magnetograms. It can be seen that the magnetic field alternates in sign between “+” and “-“ and the zero cross over point represents the epoch of the polarity reversal.



**Fig. 1.** Magnetic field reversal of dipole ( $l=1$ , solid line) and octupole ( $l=3$ , dashed line) of the large-scale unipolar region on the Sun during 1885 - 2001. The ordinate is  $g_{1,0}$  and  $g_{3,0}$  expressed as magnetic field  $B_r$  in  $B \cdot 10^{-4}G$ .

In all the cycles, the reversal of the magnetic dipole ( $l = 1$ ) takes place earlier than the reversal of the magnetic octopole ( $l = 3$ ) and the average value of this lead-time is 0.7 of an year. We present in Table I the epochs of the reversal of the polar fields ( $T_{l=1}$ ) and ( $T_{l=3}$ ) reckoned from the evaluation of the coefficients  $g_{1,0}$ , and  $g_{3,0}$  respectively. The  $T_{H\alpha}$  are the epochs when the pole most filament bands reached the poles, (see Figure 1 in Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2001).

Table I also contains the values of  $T_{\min}$  and  $T_{\max}$ , which are the epochs of sunspot minimum and maximum, based on the Wolf numbers. They were extracted from Jones (1955), Hoyt and Schatten (1998), Makarov and Makarova (1996) and Soln. Danye (1996-2001). The number of years that elapsed between the epochs of reversal according to the  $l=1$  mode and  $T_{\min}$  and between  $l=3$  and  $T_{\min}$  are also presented in Table I (columns 5 and 7) for each of the cycles 11 through 23 (1867–2001).

**Table I. The epochs of the magnetic field reversals of the Sun for the cycles 11 - 23 (1870-2001).**

No. – the sunspot cycle number.

$T_{\min}$  and  $T_{\max}$  – epochs of sunspot minimum and maximum from Wolf numbers.

$T_{l=1}$  and  $T_{l=3}$  - epochs of zero crossings from the run of  $l = 1$  mode (dipole) and of  $l = 3$  mode (octopole) plotted in Figure 1.

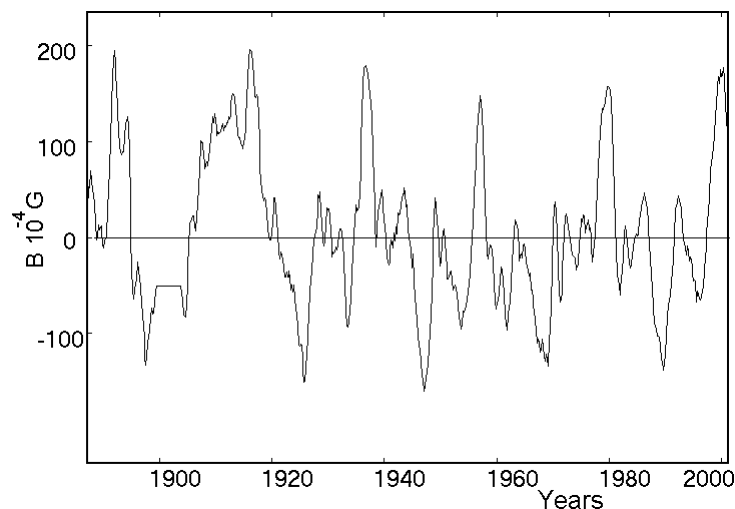
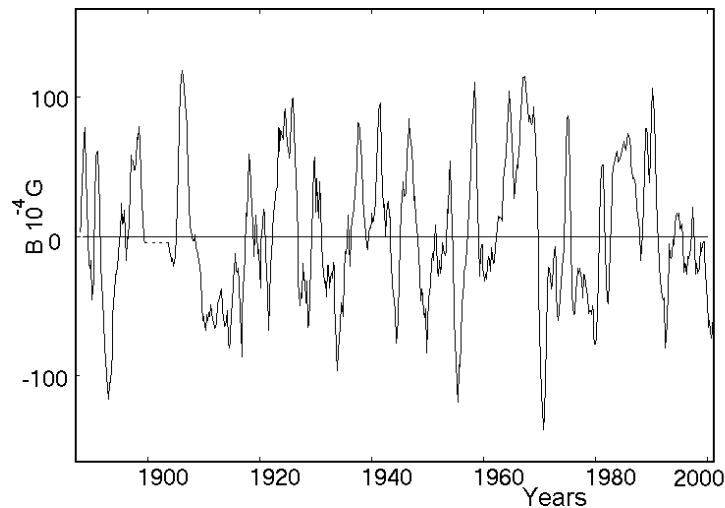
$T_{H\alpha}$  – epochs when the polar filaments reach the poles. All epochs are mean of N and S hemispheres.

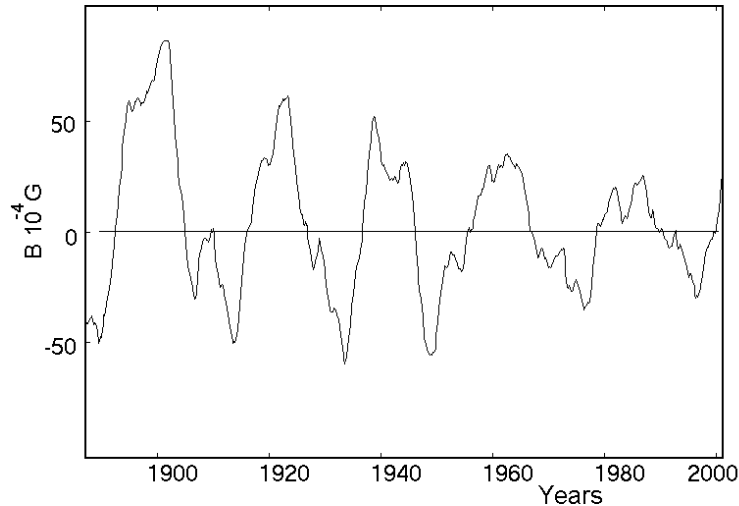
No	$T_{\min}$	$T_{\max}$	$T_{l=1}$	$T_{l=1}-T_{\min}$ Years	$T_{l=3}$	$T_{l=3}-T_{\min}$ Years	$T_{H\alpha}$ (Pole)	$T_{H\alpha}-T_{\min}$ Years
11	1867.2	1870.6					1872.3	5.1
12	1878.9	1883.9					1885.8	6.9
13	1889.6	1894.1	1893.2	3.6	1894.1	4.5	1895.0	5.4
14	1901.7	1907.0	1905.8	4.1	1906.9	4.5	1908.4	6.7
15	1913.6	1917.6	1916.3	2.7	1917.6	4.0	1918.7	5.1
16	1923.6	1928.4	1927.0	3.4	1927.8	4.2	1929.9	6.3
17	1933.8	1937.4	1936.5	2.7	1937.5	3.7	1940.1	6.3
18	1944.2	1947.5	1947.3	3.1	1948.1	3.9	1950.2	6.0
19	1954.3	1957.9	1957.2	2.9	1957.7	3.4	1959.7	5.4
20	1964.9	1968.9	1968.6	3.7	1969.9	5.0	1971.5	6.6
21	1976.5	1979.9	1979.9	3.4	1980.3	3.8	1981.8	5.3
22	1986.8	1989.6	1990.4	3.6	1990.3	3.5	1991.8	5.0
23	1996.4	2000.5	1999.7	3.3	2000.7	4.3	2001.7	5.3
Mean				$3.3 \pm 0.5$		$4.1 \pm 0.4$		$5.8 \pm 0.6$

It can be seen that the dipole component ( $l = 1$ ) reverses sign on an average in  $3.3 \pm 0.5$  years from  $T_{\min}$  and the octopole component reverses sign on an average in  $4.1 \pm 0.4$  years from  $T_{\min}$ . However, the epoch when the  $H\alpha$  polemost filament bands reach the poles which represents the true epoch of the reversal of the polar field is seen to be on an average  $5.8 \pm 0.6$  years away from  $T_{\min}$  (last column of Table I).

It is interesting to note that the time interval from  $T_{\min}$  to the time of reversal is not the same for the even and odd cycles. For the dipole component on an average, the reversal occurs 3.6 years after  $T_{\min}$  in the even cycles and after 3.1 years in the odd cycles. For the octopole these intervals are almost equal being 4.1 years for the even cycles and 3.9 years for the odd cycles. The corresponding values for the reversals from the H $\alpha$  filament bands turn out to be 6.3 years for even cycles and 5.4 years for the odd cycles. This difference is possibly related to the strength of the respective solar cycle as the migration speed of the filament bands is linearly related to the strength of the solar cycle (Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2001). We shall return to this point in section 3.2.

In Figure 2 we show the plot of the coefficient  $g_{l,0}$  corresponding to the harmonic mode of even parity  $l = 2$  and for the odd parity modes  $l = 5$  and  $l = 7$  all smoothed over 10 solar rotations. Although the epochs of change of sign for  $l = 2$  appear irregular, the quasi-biennial component (Stenflo and Gdell, 1988) can be recognized with ease. The 22-year cycle is striking in the plot for the odd





**Fig.2.** Behavior of the parameter  $g_{l,0}$  for  $l = 2$  (upper box),  $l = 5$  (middle box) and for  $l = 7$  (lower box) for years 1885 - 2001. The ordinate is  $g_{l,0}$  expressed as magnetic field  $B_r$  in  $B \cdot 10^{-4}G$ .

parity mode  $l = 7$ . Other obvious features in the plot for  $l = 7$  are the steadily diminishing amplitude which has fallen to 1/4 the value in the interval of 100 years and the strong asymmetry between the  $+$  and  $-$  polarity. The reasons for these are not known.

### 3.2. Duration of polar activity cycles

It is known that the solar activity at latitudes greater  $40^\circ$  manifests as polar faculae and ephemeral active regions at the photosphere, as bright points in the CaII K-line and as dark points in the HeI-line  $10830\text{\AA}$  in the chromosphere, and as XPB's and coronal holes in the corona and so on. We would recall here in brief the relation between the polar faculae cycle and the sunspot cycle for the benefit of the reader. After every polar reversal regions above  $\pm 40^\circ$  latitudes show polar faculae. The number of polar faculae reaches a maximum during the years of minimum sunspot activity. The global solar activity in any cycle has two components in each hemisphere: the high latitude component consisting of the polar faculae and the second component is the sunspot phenomenon. The new cycle shows up first as faculae at high latitudes soon after the polar reversal and leads the sunspot phenomenon by 5-6 years. Each of these components has a 11-year duration. Thus the two components belonging to the same cycle occur in the two

**Table II. Duration of the polar activity and sunspot cycles for 1870-2001.**

No.,  $T_{\min}$ ,  $T_{\max}$  and  $T_{H\alpha}$  are the same as for Table I.

$\Delta T_{\min}$ ,  $\Delta T_{\max}$  are duration of the sunspot cycles in years from one sunspot minimum to the next and one sunspot maximum to the next.

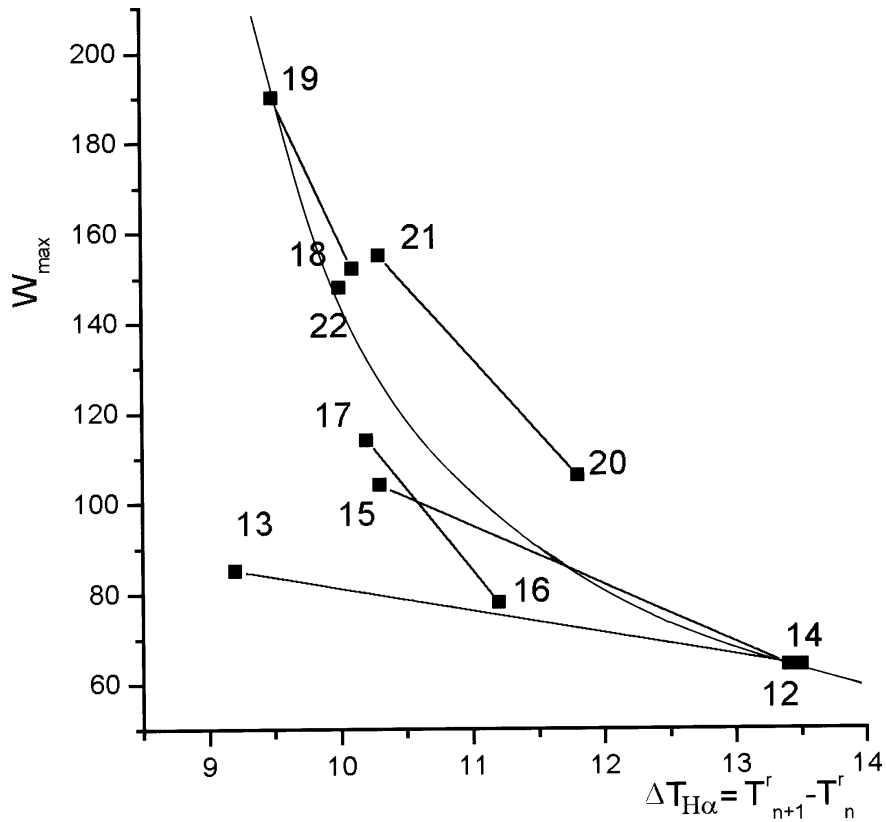
$\Delta T_{H\alpha}$  is the duration between two neighboring reversals in the latitude – time plot of the poleward migration of the filament bands, which is also the duration of the polar activity cycle.  $W_{\max}$  is maximum Wolf number for the respective sunspot cycles.

No	$T_{\min}$	$\Delta T_{\min}$ Years	$T_{\max}$	$\Delta T_{\max}$ Years	$T_{H\alpha}$ (Pole)	$\Delta T_{H\alpha}$ Years	$W_{\max}$
11	1867.2		1870.6		1872.3		
12	1878.9	11.7	1883.9	13.3	1885.8	13.5	64
13	1889.6	10.7	1894.1	10.2	1895.0	9.2	85
14	1901.7	12.1	1907.0	12.9	1908.4	13.4	64
15	1913.6	11.9	1917.6	10.6	1918.7	10.3	104
16	1923.6	10.0	1928.4	10.8	1929.9	11.2	78
17	1933.8	10.2	1937.4	9.0	1940.1	10.2	114
18	1944.2	10.4	1947.5	10.1	1950.2	10.1	152
19	1954.3	10.1	1957.9	10.4	1959.7	9.5	190
20	1964.9	10.6	1968.9	11.0	1971.5	11.8	106
21	1976.5	11.6	1979.9	11.0	1981.8	10.3	155
22	1986.8	10.3	1989.6	9.7	1991.8	10.0	148
23	1996.4	9.6	2000.5	10.9	2001.7	9.9	
Mean		10.8±0.8		10.8±1.2		10.8±1.4	

latitude zones on each hemisphere, the polar faculae cycle, leading the sunspot cycle by 5-6 years (see Figure 4 of Makarov and Sivaraman, 1990). We find that the mean duration of the even polar cycles was  $\approx 11.7$  years and of the odd ones  $\approx 9.9$  years during 1870-2001.

At present there are no accurate data on the duration of polar activity cycles, since different diagnostics show varying values for the duration. Knowledge of the duration of the polar magnetic cycle is important for the understanding of the very nature of the solar cycle and its allied aspects. Here we provide additional results on the time interval between the two neighboring polar reversals, (which represents the duration of the polar cycle), as well as the relation between the duration of the polar cycle and the strength of the following sunspot activity cycle. This aspect was discussed in a preliminary way by Makarov, Makarova and Sivaraman (1989). With additional data, (Table II), we find that the mean duration of the even polar cycles was  $\approx 11.7$  years and of the odd ones  $\approx 9.9$  years during 1870-2001. Difference is about two years and this is significant. We also notice that there is a relation between the duration of the polar activity cycle  $\Delta T_{H\alpha}$  and the maximum Wolf number  $W_{\max}$  of the following cycle.





**Fig. 3.** The duration of the polar activity cycle  $\Delta T_{H\alpha} = T_{n+1}^r - T_n^r$  in years vs the maximum Wolf number  $W_{max}$  for cycles 12 through 22.  $\Delta T_{H\alpha}$  are from column 7 and  $W_{max}$  are from column 8 of Table II. Filled squares are the data points and the numbers 12 through 22 are the solar cycles numbers (column 1 of Table II) to which the data points belong. Notice that the duration of the polar activity cycle  $\Delta T_{H\alpha}$  is more for the even cycles than for the odd cycles. The continuous curve is the best-fit curve for the filled square data points.

In Figure 3 the numbers 12 through 22 stand for the number of the solar cycle, either even or odd.  $T_{n+1}^r$  and  $T_n^r$  are the epochs of the polar magnetic reversals in the “n+1” and “n”th polar cycles according to the latitude–time polar filament migration diagram. Notice that  $T_{n+1}^r - T_n^r$  is higher for even cycles than for odd cycles and the  $W_{max}$  is always higher for odd cycles than for even cycles. The straight bars in Figure 3 are drawn connecting the data points shown by filled squares for the even and following odd solar cycles, to enable the reader quickly realize that the data points corresponding to the even cycles always lie below those of the following odd cycles. The continuous curve represents the best fit for the data points. The best-fit curve is represented by

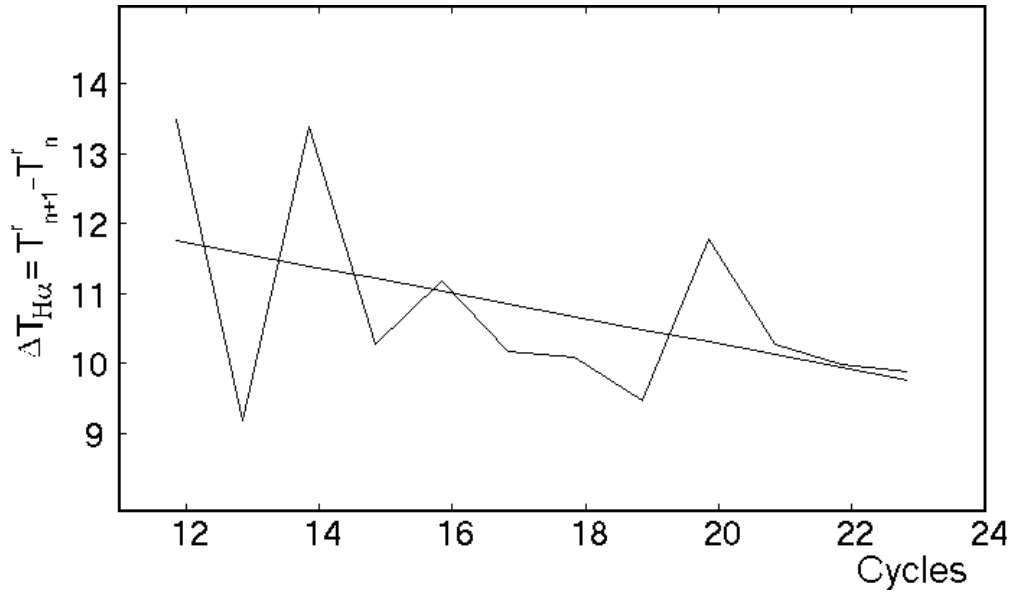
$$(W_{max} - 15)(\Delta T_{H\alpha} - 8) \approx 260,$$

This relation shows that shorter the interval between two neighbouring reversals (or the shorter the duration of the polar activity cycle), the more intense is the following sunspot cycle (Figure 3) and also allows us to assign a lower limit for the maximum value of the Wolf number during the long lasting period of low

solar activity (like Maunder Minimum), i.e.  $W_{\max} > 15$ . This also sets a lower limit to the duration of polar activity, namely  $\Delta T_{H\alpha} > 8$  years during such periods. The shorter duration will mean that the area of the polar zone bounded by the two consecutive reversals occupied by the polar field, and hence the total flux in the polar zone will be correspondingly less, if the flux density remains constant from one polar cycle to the next. But observations show that the shorter duration of the polar activity in this zone is associated with larger number of polar faculae such that the shorter polar cycles are associated with larger values of polar fields (Makarov and Makarova, 1996). This increase in the flux in the polar field forms the forerunner for the more intense sunspot activity ( $\Sigma S_p$ ) in the following cycle. This higher flux density of the polar field would provide a higher toroidal field for the following sunspot cycle, which is what we see from this study. We would like to remind the reader that this relation is restricted to one even and odd cycle pair and is not propagated from one even-odd cycle pair to another pair. Thus the Sun seems to view the even-odd cycle as one unit of magnetic activity, the 22-year cycle. Durney (2000) has shown that such a difference observed between the even and odd cycles can be maintained by a non-linear feedback mechanism. Starting from a magnetic field larger than the average for a given cycle (say odd) this mechanism can generate a field smaller than the average for the next cycle (which is even) and then one that is large than the average for the next following odd cycle.

It is worthwhile to note, that no similar relation exists between  $\Delta T_{\min}$  and  $\Delta T_{\max}$ , for the even and odd sunspot cycles. Polar magnetic reversals of the Sun are like a gong or clock-bell to announce the beginning of the new global solar cycle. Thus we show that some of the properties of the sunspot cycle can be inferred in advance from those of the immediately preceding polar cycle.

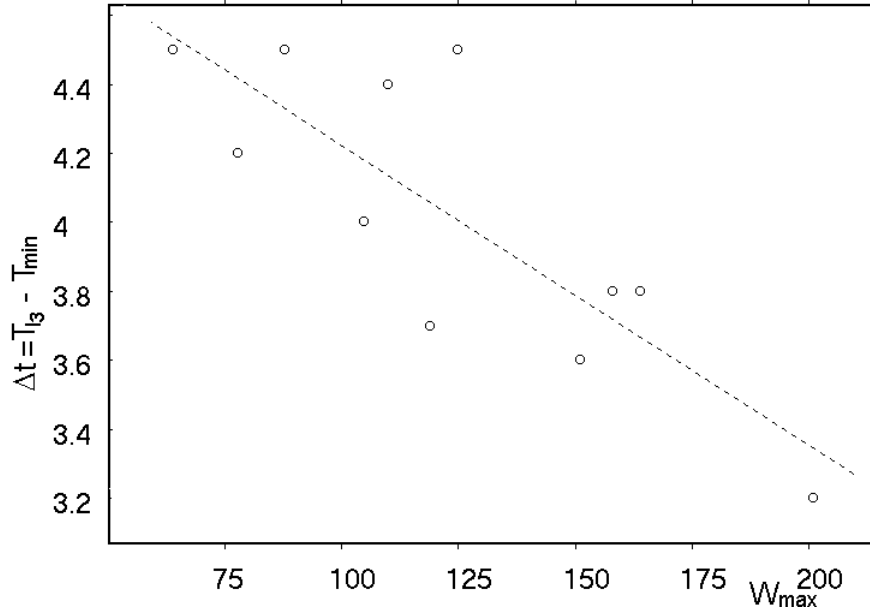
Another property of the polar cycles related to the phenomenon described above is the secular change in their duration ( $\Delta T_{H\alpha} = T_{n+1}^r - T_n^r$ ); the duration has shrunk by a factor of  $\approx 1.2$  during the course of 120 years (Figure 4). This decrease in the duration of the polar cycle during the last 120 years is probably related with the doubling of polar magnetic flux during the same period reported by Makarov et al., (2002), since the shorter the duration of the polar cycle, higher is the polar field flux density (Makarov and Makarova 1996). The physical reasons for this inverse relation however are unclear at this stage. It is the practice to use the length of the sunspot cycle for the estimation of many parameters of the solar-terrestrial relations (Balogh et al., 1995). Since the polar activity of the Sun has a dominant role in deciding the structure and behavior of the interplanetary magnetic field it is clear from the present study that it might be appropriate to use the length of the polar cycle in preference to the length of the sunspot cycle in such studies.



**Fig.4.** The time interval between the two successive reversals  $T_{n+1}^r - T_n^r$  for cycles 12 through 22. The length of the polar activity cycle  $\Delta T_{H\alpha}$  has decreased by a factor of  $\sim 1.2$  during the last 120 years. The length of the polar cycle  $\Delta T_{H\alpha} = T_{n+1}^r - T_n^r$  is higher for even cycles than for odd cycles. Values of  $\Delta T_{H\alpha}$  are from column 7 of Table II.

### 3.3. Duration of polarity reversals for the mode $l = 3$ and strength of the cycle

According to Table I, the sign reversal of the octopole component of the magnetic field ( $T_{l=3}$ ) coincides with the maximum of the sunspot cycle ( $T_{\max}$ ). This can be taken as indicative of the fact that generally the epoch of reversal according to magnetograms correspond to the reversal of the  $l=3$  mode. Therefore we have plotted in Figure 5 the interval  $\Delta t = (T_{l=3} - T_{\min})$  vs maximum value of the sunspot Wolf number  $W_{\max}$  for each of the cycles for 1885 – 2001. This relation seen only in the octopole mode is linear, meaning that the more powerful the solar cycle is, the shorter is the period of the process of the polar reversal. In other words, the more powerful the solar cycle is, the faster is the poleward migration of the filament bands. The linear fit is given by  $W_{\max} = 434 - 77 \Delta t$ . This confirms the earlier finding by Makarov, Tlatov and Sivaraman,(2001).



**Fig. 5.** Correlation between the duration of the magnetic field reversals for the mode  $l=3$  and the Wolf numbers  $W_{\max}$ . The dashed line is the linear fit on the data points (open circles) and the equation of this fit is  $W_{\max} = 434 - 77 \Delta t$ .

**Table III. The epochs of the magnetic field reversals of the Sun for the cycles 20 - 23 (1976-2001) according to Stanford synoptic magnetograms.**

No. – the sunspot cycle number,  $T_{\min}$  and  $T_{\max}$  – the epochs of the minimum and maximum sunspot activity,  $T_{l=1}$  and  $T_{l=3}$ , – the epoch of the magnetic field reversals according to the direct magnetograph observations for modes  $l=1, l=3$ .  $T_{\text{obs}}$  – epoch of reversals according to magnetograms.

No	$T_{\min}$	$T_{\max}$	$T_{l=1}$	$T_{l=1} - T_{\min}$ Years	$T_{l=3}$	$T_{l=3} - T_{\min}$ Years	$T_{\text{obs}}$ (Pole)	$T_{\text{obs}} - T_{\min}$ Years
21	1976.5	1979.9	1979.9	3.4	1979.3	2.8	1979.0	2.5
22	1986.8	1989.6	1990.0	3.2	1989.0	2.2	1989.0	2.2
23	1996.4	2000.5	1999.6	3.2	1999.0	2.6	1999.0	2.6
Mean				$3.3 \pm 0.1$		$2.5 \pm 0.3$		$2.4 \pm 0.2$

In Table III we present the time in years between the epoch of reversal for the  $l = 1$  mode ( $T_{l=1}$ ) and for the  $l = 3$  mode ( $T_{l=3}$ ) from  $T_{\min}$  for solar cycles 21, 22 and 23 deduced from the Stanford magnetograms. It is seen that the average interval between the observed epoch of the polar reversal ( $T_{\text{obs}}$ ) as per the magnetograms and  $T_{\min}$  is  $2.4 \pm 0.2$  years and this is the same as the average interval for the  $l = 3$  mode, while the corresponding interval for the  $l = 1$  mode is  $3.3 \pm 0.1$  years. The interval  $T_{l=1} - T_{\min}$  is the same as from  $H\alpha$  synoptic charts for this mode.

## 5. Conclusions

1. We have computed the spherical harmonic coefficient  $g_{l, m}$  for the odd and even parity modes  $l = 1, 2, 3, 5,$  and  $7$  of the large scale uni-polar regions on the sun using the  $H\alpha$  synoptic charts assigning  $+1$  and  $-1$  Gauss fields to the uni-polar regions for cycles 11 through 23.

2. The plot of the amplitudes of the  $l$ -modes are shown in Figures as follows:  $l = 1$  and  $3$  in Figure 1;  $l = 2, 5$  and  $7$  in Figure 2. The zero crossings in Figures 1 and 2 represent the epochs of the polar field reversal. The dipole ( $l = 1$ ) and octopole ( $l = 3$ ) modes show the 22-year magnetic cycle. The epoch of the change of sign of the  $l = 1$  mode (solid line) occurs on an average 0.7 years earlier than for the  $l = 3$  mode (dashed line). The even mode  $l = 2$  although appears to vary irregularly, shows the quasi-biennial cycles. The  $l = 7$  mode shows the 22 – year cycle most strikingly (Figure 2). The amplitude of the signal due to this mode falls off fast with time. The amplitude in cycle 22 is only about 1/4 of that in 1900. The reason for this is not known, although we are tempted to speculate whether this could be an indication of the Sun heading towards a Maunder minimum like period.

3. We have listed in Table I the epochs of the polar reversals for the dipole mode, ( $T_{l=1}$ ) and for the octopole mode ( $T_{l=3}$ ) obtained from the zero crossings of the  $g_{l, m}$  coefficients from  $H\alpha$  synoptic charts, as well as the epochs of the final disappearance of the polar crown filaments from the H-alpha migration maps ( $T_{H\alpha}$ ).  $T_{\max}$  and  $T_{\min}$  are the epochs of sunspot maximum and minimum from the Wolf numbers. The average time interval  $T_{H\alpha} - T_{\min} = 5.8 \pm 0.6$  years is the highest compared to the epoch of reversals either the  $l = 1$  or  $l = 3$  modes and represents the most precise duration between the actual polar reversal and the previous sunspot minimum.

4. We have done a similar analysis using the Stanford magnetograms for cycles 21, 22 and 23 and we have listed in Table III the parameters just as in Table I for ease of comparison.  $T_{\text{obs}} - T_{\min}$  is only  $2.4 \pm 0.2$  years, which indicates that according to the magnetogram data the polar reversal takes place earlier than the epoch from the filament migration maps. This is quite possible as the signals from the magnetograph beyond latitudes  $70^\circ$  are not as precise as they are in lower latitudes and hence the epochs of the polar reversals reckoned from the magnetograms is likely to be interpreted to occur earlier than those from the poleward filament migration maps. We conclude that the filament migration maps provide the most accurate epochs for the polar field reversals taking place on the Sun.

5. We find that the length or duration of the polar activity cycle  $\Delta T_{H\alpha} = T_{n+1}^r - T_n^r$  is more for the even than for the odd cycles. Moreover, the smaller the duration between two neighboring reversals (or the smaller the duration of the polar activity cycle), the more intense is the following sunspot cycle (Figure 3).

6. It is interesting to note that a linear relation exists between the duration of the polarity reversal ( $\Delta t$ ) for the mode  $l = 3$ , and the strength of the 11-year's cycle ( $W_{\max}$ ), with a correlation as high as 0.82. On the one hand, it is obvious, that it is connected with the polar migration rate, but on the other hand, this relation is observed only for the mode  $l = 3$ . The dipole component of the magnetic field is poorly related to  $W_{\max}$ , the correlation being only 0.4. Similarly for other harmonics too a relation similar to the one for  $l = 3$  is absent.

### Acknowledgements

We wish to express our thanks to Prof. R.Cowsik, Director, Indian Institute of Astrophysics, for his kind encouragement. Part of the work was carried out during the visit of V.I.Makarov and A.G.Tlatov to the Indian Institute of Astrophysics, Bangalore and Kodaikanal under the Scientific Exchange Programme between the Russian Academy of Sciences and the Indian National Science Academy. The work has been done under financial support RFBR, grants 02-02-16035 and 00-02-16355, and NRA 98-OSS-08.

### References

- Babcock, H.D.: 1959, *Astrophys. J.* **130**, 364.  
 Babcock, H.W.: 1961, *Astrophys.J.* **133**, 572  
 Bocchino, G.: 1933, *Mem. Obs. Arcetri*, **51**, 7.  
 Bocchino, G.: 1935, *Mem. Obs. Arcetri*, **67**, 7.  
 Balogh, A., Smith, E.J., Tsurutani, B.T., Southwood, D.J., and Horburg, T.S.: 1995, *Science*, **268**, 1007.  
 Durney, B.R.: 2000, *Solar Phys.* **196**, 421.  
 Howard, R.F.: 1974, *Solar Phys.* **38**, 283  
 Hoyt, D.V. and Schatten, K.H.: 1998, *Solar Phys.* **157**, 340.  
 Jones, H.S.: 1955, *Sunspot and Geomagnetic Storm Data*, London.  
 Makarov V.I., Fatianov, M.P. and Sivaraman, K.R.: 1983, *Solar Phys.* **85**, 115.  
 Makarov V.I. and Sivaraman, K.R.: 1986, *Bull. Astron. Soc. India*, **14**, 163.  
 Makarov V.I., Makarova V.V. and Sivaraman, K.R.: 1989, *Solar Phys.* **119**, 45.  
 Makarov V.I. and Sivaraman, K.R.: 1989, *Solar Phys.* **123**, 367.  
 Makarov V.I. and Sivaraman, K.R.: 1990, in "Solar Photosphere: Structure, Convection, and Magnetic Fields", (Ed.) J.O.Stenflo, 281.  
 Makarov V.I. and Makarova V.V.: 1996, *Solar Phys.* **163**, 267.  
 Makarov V.I., Tlatov, A.G., Sivaraman K.R.: 2001, *Solar Phys.* **202**, 11.  
 Makarov V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K. and Obridko, V.N.: 2002, *Solar Phys.* **206**, 383.  
 McIntosh, P.S.: 1979, *Annotated Atlas of H-alpha Synoptic charts*, World Data Center A for Solar Terrestrial Physics, NOAA.  
 McIntosh, P.S.: 1992, in "The Solar Cycle". (Ed. K.Harvey), ASP Conf. Series, **27**, 44.  
 Soln. Dann.: 1978-2001, Nos. 1-12.  
 Stenflo, J.O., and Güdel, M.: 1988, *Astron, Astrophys.* **191**, 137.

## **NEW EVIDENCE FOR THE EARLY COMMENCEMENT OF THE POLAR ACTIVITY CYCLE**

**Makarov V.I.**

*Pulkovo Astronomical Observatory of RAS; makarov@gao.spb.ru*

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, solar@narzan.com*

**Sivaraman K.R.**

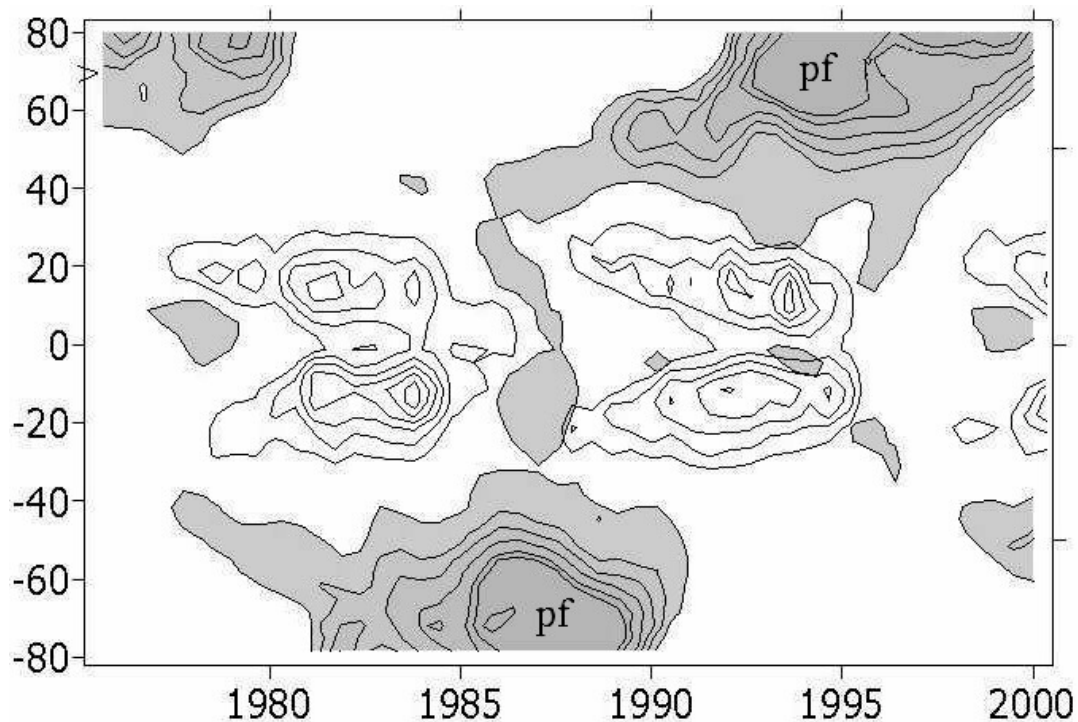
*Indian Institute of Astrophysics, India; siva@iiap.ernet.in*

The magnetic fields observed on the solar surface is the result of the dynamo processes that operate in the regions deep in the solar interior. Magnetic flux emerge in the form of sunspot active regions at latitudes  $< 40^\circ$  and in the form of polar faculae at higher latitudes, whereas the large-scale uni polar regions pervade all over the solar surface. Although there are indirect evidences from our studies (Makarov et al., 2002 and the references therein) that these manifestations of the magnetic flux that form the different components of the global solar cycle are closely related, the way they are interconnected remains a puzzle. It is known that the polar faculae like the sunspots possess kilogauss magnetic fields (Homann et al., 1997), but occur in anti phase with the sunspot cycle in the sense that maximum number of polar faculae elements occur in the high latitude regions during the minimum phase of the sunspot cycle. The two components of activity - the sunspot and the polar faculae - occur on either side of the latitude  $\approx 40^\circ$  which interestingly is also the latitude belt where  $\delta\Omega/\delta r$  reverses sign (where  $r$  is the depth in the solar interior) which makes it possible the generation of dynamo waves that can propagate in opposite directions at the low and high latitudes. Studies so far on polar faculae (pf) have shown that they appear around latitudes  $\pm 40^\circ$  soon after the reversal of the polar fields takes place and progressively extend to the poles by the middle of the sunspot minimum continuing till the next polar reversal.

In this communication, we report evidence to show that magnetic flux elements of the size and of the polarity sign as the polar faculae (appropriate to solar cycle 21 and 22) makes their appearance at latitudes around  $40^\circ - 45^\circ$  as early as 4 - 5 years before the epoch of the polar reversal. The pattern of the latitude - time distribution of the magnetic flux elements that provide this evidence (marked pf in Figure 1) is derived from the Kitt Peak magnetic synoptic maps for the period 1975-2000. In Figure 1 we have plotted the latitude - time distribution of (i) the value of  $|B_i|^2$  contours, where  $B_i$  the magnetic flux in the sunspot latitudes belt lying between  $\pm 30^\circ$  (the sunspot butterfly pattern shown in the non shaded areas within the contours and (ii) the number of "+"

polarity pf flux elements ( $n^+$  as a fraction of the total number of such elements of either polarity, i.e.  $n^+ / (n^+ + n^-)$ ) shown by the contours in the grey shaded areas. The contour levels are 0.55, 0.60, 0.65 and so on. This plot shows that the polar faculae cycle commences almost simultaneously with the commencement of the sunspot cycle and while the zone of appearance of the sunspots shifts towards the equator. The zone of appearance of the polar faculae steadily progresses polewards and fills the polar regions until the next polar reversal.

We defined the interval in years between two successive polar reversals as the duration of the polar magnetic activity. We have shown elsewhere (Makarov et al, 2002) that shorter the duration of the polar activity cycle (i.e. shorter the duration between two neighboring reversals) the more intense is the following sunspot cycle. We have also noticed that the duration of polar activity is always more in even solar cycles than in odd cycles, whereas the maximum value of the Wolf numbers is always higher for odd sunspot cycles than for even cycles (Makarov et al, 2002).



**Figure 1.** The sunspot diagrams are the latitude-time distribution of the value  $|B|^2$ . The polar faculae diagrams (pf) are the latitude-time distribution of the bright points of "+" polarity of the magnetic field relatively to all bright points, or the value  $n^+ / (n^+ + n^-)$ , at the latitudes more than  $40^\circ$ . One can see that the polar faculae and sunspot cycles begin at the same time.

## References

- Homann, T., Kneer, F. and Makarov V.I.: 1997, *Solar Phys.* **175**, 81  
Makarov, V.I., Tlatov A.G. and Sivaraman, K.R.: 2002, *Solar Phys.* (in press)



## **ДВОЙНОЕ УМЕНЬШЕНИЕ ВЫСОТЫ ПОЛЯРНОГО КОЛЬЦА ПРОТУБЕРАНЦЕВ В ПЕРИОД СМЕНЫ ЗНАКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОЛЯРНЫЕ КОЛЬЦЕВЫЕ ТОКИ НА СОЛНЦЕ**

**Макаров В.И.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт Петербург, 196140, makarov@gao.spb.ru*

**Филиппов Б.П.**

*Институт земного магнетизма и распространения радиоволн, РАН,  
Троицк, 142092, Россия, bfilip@izmirzn.troitsk.ru*

### **Абстракт**

Обсуждаются результаты анализа ежедневных наблюдений полярных протуберанцев в обсерватории Кодайканал (Индия) в период смены знака магнитного поля Солнца с 1905 по 1975 год, (11-летние циклы с 14 по 20). Особое внимание уделено периоду с 1936 по 1939 год, (17-й цикл) и с 1947 по 1949 год, (18-й цикл). Наблюдения показывают двойное уменьшение высоты полярного кольца протуберанцев за время его дрейфа от  $40^\circ$  к полюсу. Для физических условий на Солнце получена предельная (критическая) высота равновесия протуберанцев из условия устойчивости волокон при наличии в них сильных электрических токов ( $\sim 10^{11}$  А). Показано, что переход от крупномасштабной униполярной области магнитного поля к мелкомасштабной уменьшает критическую высоту протуберанцев, выше которой равновесие магнитного волокна невозможно. Полученный результат используется для объяснения двойного уменьшения высоты полярного кольца протуберанцев. В расчетах используется модель волокна инверсной полярности (магнитный жгут).

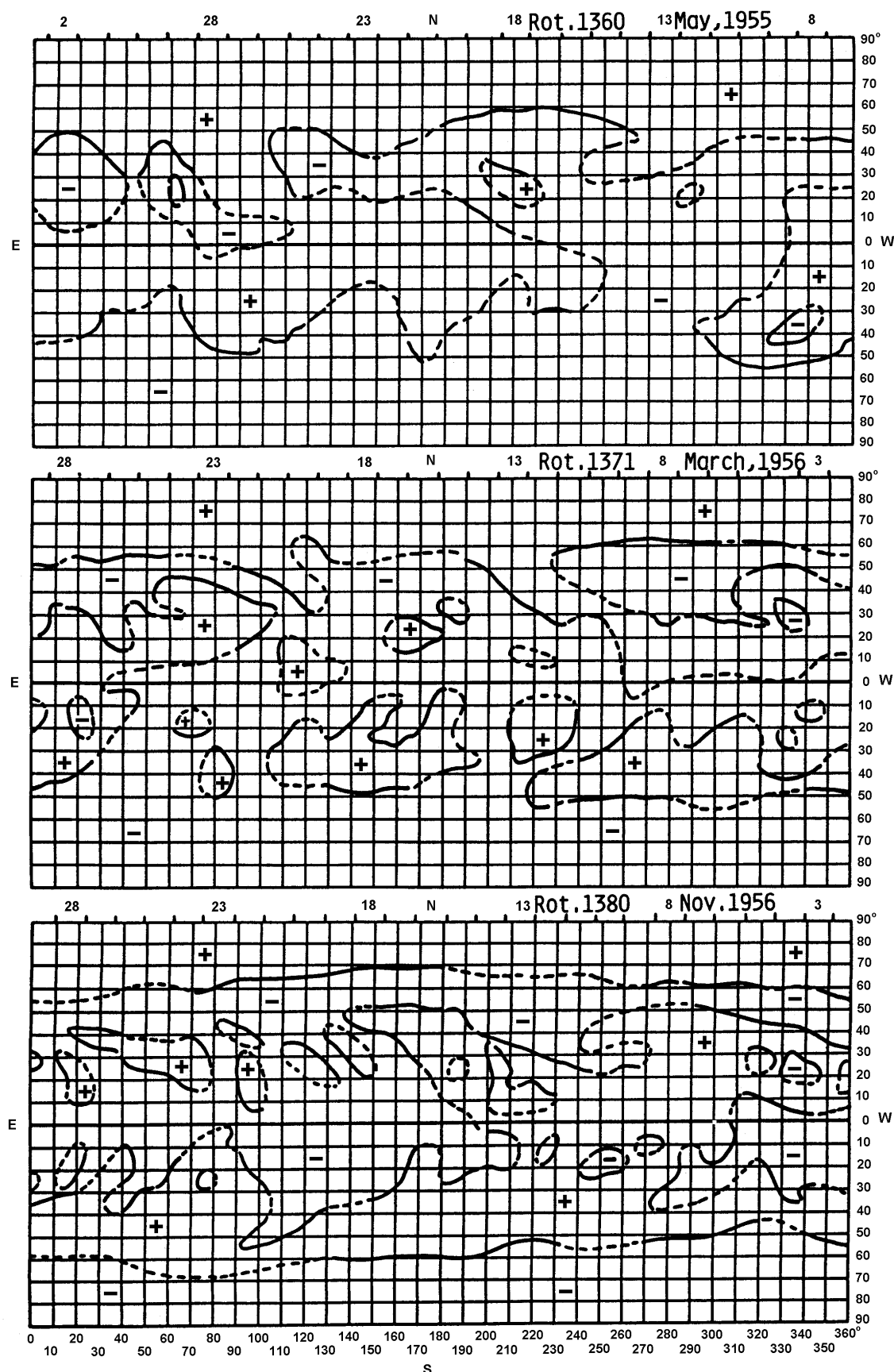
### **1. Введение**

Протуберанцы представляют собой облака более холодного и плотного, по сравнению с окружающей короной, слабоионизованного газа, удерживаемого от быстрого падения в хромосферу магнитным полем. При наблюдениях в хромосферных линиях вблизи края диска Солнца они видны в эмиссии в виде структур, возвышающихся до 200 Мм (Ромпульт, 1990). В проекции на диск часть протуберанцев с оптической глубиной (по лучу зрения) больше единицы наблюдается в виде длинных темных волокон. Менее плотные протуберанцы, а также невысокие хромосферные структуры наблюдаются на диске в виде каналов волокон (Мак-Интош, 1972; Макаров и др., 1982). Волокна и каналы волокон располагаются вдоль линии раздела полярностей радиальной компоненты фотосферного магнитного поля или магнитной нейтральной линии (Бэбкок, Бэбкок, 1955; Говард, Гарвей, 1964; Смит, Рамзей, 1967; Мак-Интош, 1976). Отдельные

темные волокна и каналы волокон, отнесенные к одной магнитной нейтральной линии, образуют контур, который выделяет на высотах порядка 30 Мм область магнитного поля одного знака. Как частный случай непрерывного замкнутого контура, иногда наблюдаются кольцевые волокна, выделяющие области униполярного магнитного поля (Макаров и др., 1982; Калебо, Макаров, 1998). Установлена тесная связь между расположением волокон - каналов волокон и топологией крупномасштабного магнитного поля. Связь между ними достаточно тесная. Если волокна и каналы волокон на  $H\alpha$  спектрограммах хорошо идентифицированы, рисунок нейтральных линий магнитного поля может быть определен с большей точностью, чем на магнитограммах (Мак-Интош, 1976; Дювалл и др., 1977; Макаров, Стоянова, 1979; Макаров, Фатьянов, 1982; Мак-Интош, 1992). Особенно это относится к областям слабого поля и полярным зонам Солнца. Данное свойство  $H\alpha$  волокон Солнца широко используется для изучения структуры глобального магнитного поля Солнца и его цикличности в те периоды, когда магнитные измерения отсутствовали (Макаров, Сивараман, 1989; Макаров и др., 1997; Обридко, Шельтинг, 1999; Макаров и др., 2001; Макаров и др., 2002).

Сравнение широтно-временного распределения волокон и протуберанцев с распределением знака магнитного поля на магнитограммах показывает, что большинство волокон (протуберанцев) можно отнести к определенным магнитным нейтральным линиям или зональным границам глобального магнитного поля Солнца (Макаров, 1984; 1994). Так как волокна находятся на линии раздела полярностей, то они выделяют границы гигантских униполярных областей, как на низких, так и на высоких широтах. Было установлено, что в современную эпоху в минимуме активности зональные границы магнитного поля Солнца  $\theta_{2m}$  располагаются на широтах около  $40^\circ$  и  $0^\circ$  (Макаров, 1989; 1994). Это значит, что в период минимума основной модой поля является октополь,  $l = 3$  при  $m = 0$ , (верхняя часть рис. 1). С началом нового 11-летнего цикла на широтах  $0^\circ$ - $40^\circ$ , как внутри активных областей, так и между ними появляется все больше и больше новых волокон. Они формируют вторую (низкоширотную) зональную границу  $\theta_{1m}$ , которая располагается около  $\pm 20^\circ$ . В этот период основной структурой магнитного поля является мода  $l = 5$  при  $m = 0$ , (средняя часть рис. 1). Иногда волокна нового цикла между активными областями называют волокнами первого яруса (Раст, 2001). Однако те и другие лежат на линии раздела полярности магнитного поля разной интенсивности, поэтому нет необходимости выделять их в отдельный класс.

С появлением активных областей нового цикла, границы зональной структуры магнитного поля  $\theta_{2m}$  и  $\theta_{1m}$  начинают полярный дрейф.



**Рис.1.** Топология магнитного поля Солнца в минимуме активности перед 19-м циклом (май 1955, CR-1360), год спустя после минимума (март 1956, CR-1371) и год до смены знака полярного магнитного поля (ноябрь 1956, CR-1380).

В минимуме протуберанцы, в основном, расположены на широте около  $\pm 40^\circ$ . Видна зональная структуры типа октополя. С развитием нового цикла наблюдается большое число новых униполярных областей, выделенных квазиколецевыми волокнами. Через два года после минимума (оборот CR 1380) видны обе зональные границы  $\Theta_{2m}$ ,  $\theta_{1m}$ .

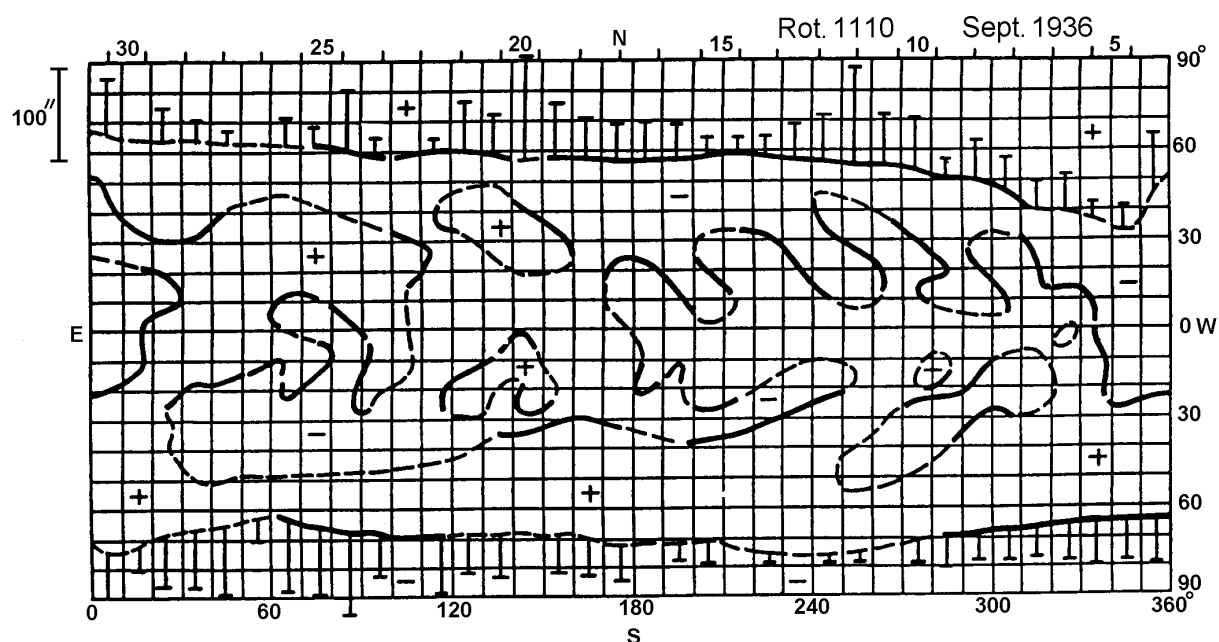
Через полтора - два года после минимума активности, волокна, связанные с границей  $\theta_{2m}$ , достигают широты  $60^\circ$ , вытягиваются вдоль параллели и образуют почти непрерывное замкнутое кольцо волокон, (нижняя часть рис. 1). В этот период на этих широтах западного и восточного края диска Солнца можно наблюдать протуберанцы, которые трассируют линию раздела полярности глобального магнитного поля, (рис. 2). После этого, спустя еще полтора-два года в зависимости от активности пятен, это кольцо волокон достигает полюса, демонстрируя смену знака магнитного поля Солнца. В это время низкоширотная зональная граница  $\theta_{1m}$  перемещается на широту около  $40^\circ$ . Она замещает старую границу и находится там до начала следующего цикла пятен, осциллируя по широте с периодом около 1,3 года (Тавастшерна и др., 2001). Экваториальная зона волокон в этот период смещается на широту границы  $\theta_{1m}$ . Одновременно формируется и новая зональная граница вблизи экватора. Перед новым минимумом активности волокна зональной границы  $\theta_{1m}$  практически не видны. С началом нового 11-летнего цикла процесс формирования и динамики зональной структуры магнитного поля повторяется.

## **2. Вариации высоты высокоширотных протуберанцев**

В работе Макарова и др. (1992) был проведен анализ изменения высоты высокоширотных протуберанцев по спектрогелиограммам в линии K-CaII, полученных в обсерватории Кодайконал (Индия) в периоды смены знака магнитного поля в 1936-1939 годах (17-й цикл) и в 1947-1949 годах (18-й цикл). Было показано, что в 17 цикле средняя высота протуберанцев полярного кольца волокон уменьшалась с 33 Мм до 17 Мм в северном полушарии и с 37 Мм до 16 Мм в южном по мере их дрейфа с широты около  $40^\circ$  к полюсам. В 18 цикле наблюдалась аналогичная картина, хотя и менее выраженная. На рис.3 показаны средние полугодовые значения высоты полярных протуберанцев в зависимости от средней широты полярного кольца. Можно отметить, что существует довольно большой разброс значений, но общая тенденция уменьшения высоты протуберанцев по мере приближения к полюсу не вызывает сомнений.

В работе Макарова (1994) было продолжено исследование вариаций высоты полярного кольца протуберанцев в период смены знака магнитного поля в случае четных и нечетных 11-летних циклов с 1905 по 1975 год. Было показано, что в общих чертах характер изменения высоты волокон в этот период такой же, как и для 17 и 18 циклов. Более того, было найдено

незначительное увеличение высоты протуберанцев на всех широтах в нечетных 11-летних циклах по сравнению с четными циклами. Вблизи полюса это различие достигает около  $10''$ , или около 7 Мм. Этот результат связан с различной активностью Солнца в четные и нечетные циклы.



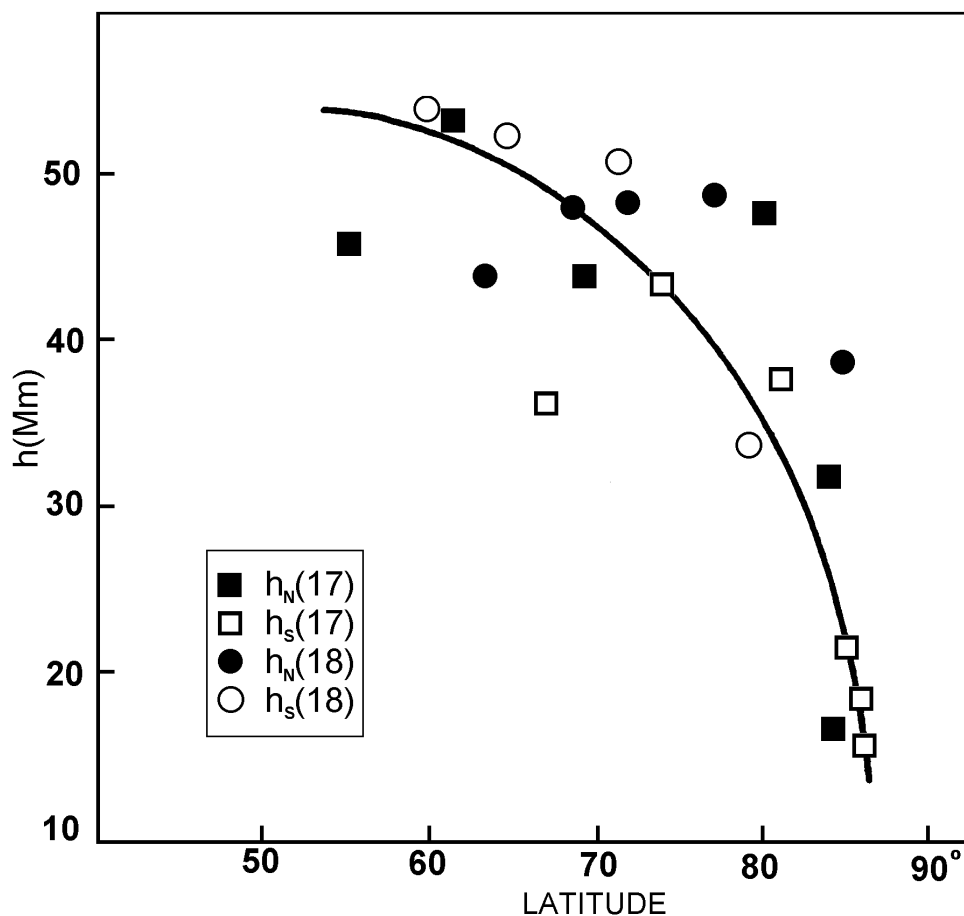
**Рис.2.** Синоптическая карта распределения полярности крупномасштабного магнитного поля Солнца перед сменой знака магнитного поля в 17-м цикле (сентябрь 1936, CR-1110). На высокоширотной зональной границе отмечена средняя (по восточному и западному краю) высота ежедневно наблюдаемых протуберанцев в линии К-CaII, которые трассируют зональную границу  $\theta_{2m}$ .

### 3. Условия равновесия протуберанца

Основными силами, действующими на плазму солнечной атмосферы, являются градиент газового давления  $\delta p$ , электродинамическая сила, именуемая разными авторами силой Лоренца  $1/c \mathbf{j} \times \mathbf{V}$  и гравитационная сила  $\rho \mathbf{g}$ . Барометрическая шкала высот для вещества протуберанца ( $\sim 200$ - $500$  км) гораздо меньше вертикальных размеров типичных для них высот ( $10$ - $100$  Мм). Это означает, что газовое давление не может обеспечить их поддержки. Остается электродинамическая сила  $1/c \mathbf{j} \times \mathbf{V}$ . Хотя протуберанцы не вполне статические образования, масштаб наблюдаемых скоростей много меньше скорости звука, альвеновской скорости и скорости свободного падения. Поэтому в первом приближении в них может осуществляться магнито-статическое равновесие.

Высокопроводящая плазма протуберанца может покоиться в "гамаке" магнитных силовых линий, препятствующих втеканию вещества в хромосферу. Для устойчивого равновесия силовые линии должны иметь кривизну, направленную вверх, создавая яму, которая заполняется плазмой. Впервые такую модель равновесия протуберанцев предложил

Мензел (1951). Киппенхан и Шлютер (1957) разработали модель, на многие годы ставшую "классической" и общепринятой, несмотря на

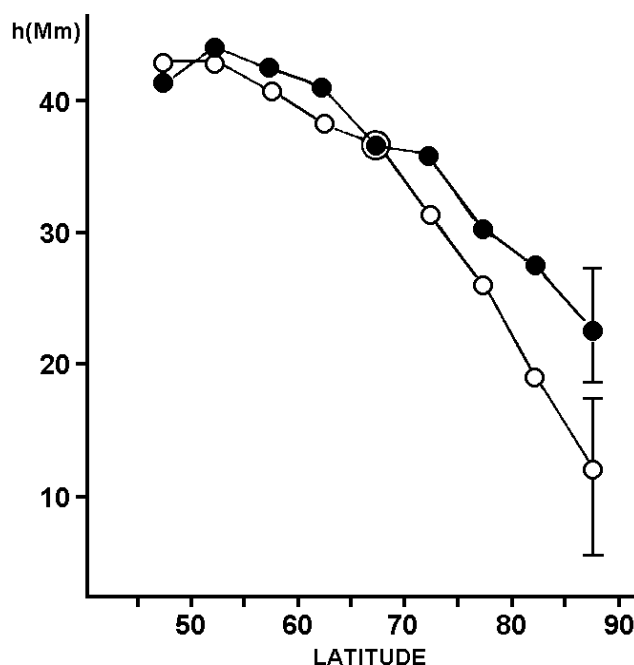


**Рис.3.** Зависимость средней высоты  $h$  протуберанцев северного  $h_N$  и южного  $h_S$  полушарий Солнца в 17 и 18 циклах от широты полярного кольца волокон, (Макаров и др., 1992).

определенные трудности, которые она не в силах разрешить. Одна из главных - образование углубления на вершине арки силовой линии. Наиболее простым и естественным кажется прогиб арки под действием веса протуберанца (Ву и др., 1990; Чо, Ли, 1992; Шмидер и др., 1991; Филдер, Худ, 1993). Правда, этот механизм работает только в случае достаточно большой величины плазменного  $\beta = 8 \pi n k T / B^2$ , тогда как в короне  $\beta$  обычно полагается малым. Кроме того, неясно, как можно доставить большую массу вещества на вершину арки.

Если все сколько-нибудь значимые источники поля находятся под фотосферой (потенциальном поле в короне), то силовые линии с прогибом могут существовать только вблизи особых точек типа седло. Для их появления нужна, по крайней мере, квадрупольная магнитная конфигурация. Такая геометрия нередко привлекается в качестве вероятного магнитного "каркаса" протуберанца (Учида, 1981; Малерб, Прист, 1983; Демулен, Прист, 1993). Однако в отличие от вертикального

слоя, протяженного от фотосферы до бесконечности, для которого исследована устойчивость модели (Анцер, 1969), область прогнутых силовых линий имеет небольшую протяженность по высоте. Можно легко показать, что горизонтальная и вертикальная устойчивость в этом случае требуют противоречивых условий (Филиппов, Ден, 2000).



**Рис.4.** Изменение высоты высокоширотных протуберанцев в процессе их полярного дрейфа от широты  $40^\circ$  к полюсам для четных (белые кружки) и нечетных (черные кружки) 11-летних циклов.

Альтернативную модель равновесия протуберанцев предложили Куперус и Рааду (1974). Прогибы на вершине арки возникают в нижней части спиральных силовых линий, генерируемых электрическим током, протекающим в короне. Ток должен быть достаточно велик, чтобы его поле было доминирующим внутри волокна и на удалении от него на расстоянии, сравнимым с высотой протуберанца над хромосферой. Направление поля внутри протуберанца может существенно отличаться от фонового и даже быть противоположным ему. Поэтому такие модели получили название моделей инверсной полярности, а модификации модели Киппенхана-Шлютера - моделями нормальной полярности (Анцер, 1989).

Электрический ток, текущий вдоль волокна, проявляется в спиральной структуре, которую формируют тонкие нити, составляющие волокно (Дизер, 1968; Ромпульт, 1971; Вршнак и др., 1991; Молоденский, Филиппов, 1992; Раст, Кумар, 1994). Лучше всего закрученность нитей волокна видна при эрупции протуберанца. Но нередко спиральная структура волокна хорошо различима и на диске. Имея данные о типичной величине магнитного поля в протуберанце, по степени закрученности

можно оценить силу тока в волокне (Баллестер, 1984; Куликова и др., 1986; Сривастова и др., 1991). Энергия тока крупного волокна может достигать значений  $10^{33}$  эрг. Этого запаса достаточно для обеспечения энергией вспышечного и эруптивного процесса при дестабилизации волокна.

В простейшей двумерной модели инверсной полярности с линейным током на единицу длины волокна в вертикальном направлении действует сила

$$F = \frac{I^2}{c^2 h} - \frac{I}{c} B(h) - mg, \quad (1)$$

где первый член соответствует взаимодействию тока волокна с индукционными токами в фотосфере,  $I$  - ток волокна,  $h_0$  - высота положения равновесия волокна над фотосферой,  $B(h)$  - магнитное поле фотосферных источников,  $m$  - масса единицы длины волокна. При равновесии положительный (единственный) член в (1) должен быть больше каждого из отрицательных членов

$$\frac{I^2}{c^2 h} > \frac{I}{c} B(h), \quad (2)$$

то есть 
$$I > Bch, \quad (3)$$

Следовательно, нижняя оценка магнитных членов в (1) дает

$$F_B \sim \frac{I^2}{c^2 h} \sim \frac{I}{c} B(h) > B^2 h, \quad (4)$$

Типичные значения  $B = 5$  Гс и  $h = 30$  Мм дают  $F_B > 7,5 \cdot 10^{10}$  дин. Для получения гравитационной силы такой величины требуется масса  $m = 2,5 \cdot 10^6$  г на единицу длины волокна, что на порядок больше наблюдаемых значений. Вес волокна имеет значение в балансе сил только для очень низких протуберанцев со слабым током.

В пренебрежении весом волокна, равновесие достигается на высоте  $h_0$ , определяемой из уравнения

$$\frac{I}{ch_0} = B(h_0), \quad (5)$$

Горизонтальная устойчивость в модели инверсной полярности требует выполнения соотношения

$$d B / d h < 0, \quad (6)$$

означающего кривизну силовых линий, направленную вниз, что естественным образом выполняется для обычного дипольного поля.



Условие вертикальной устойчивости определяется положительной второй производной потенциальной энергии

$$\left. \frac{d^2 W}{dh^2} \right|_{h_0} = - \left. \frac{dF}{dh} \right|_{h_0} > 0 \quad (7)$$

Из подстановки (1) и (5) в (7) следует

$$\left. \frac{dB}{dh} \right|_{h_0} > - \frac{B(h_0)}{h_0}, \quad (8)$$

Следовательно, равновесие волокна устойчиво, если вертикальный градиент внешнего поля лежит в пределах

$$- \frac{B(h_0)}{h_0} < \left. \frac{dB}{dh} \right|_{h_0} < 0 \quad (9)$$

Если допустить, что изменение магнитного поля на каком-то интервале высот описывается степенной функцией

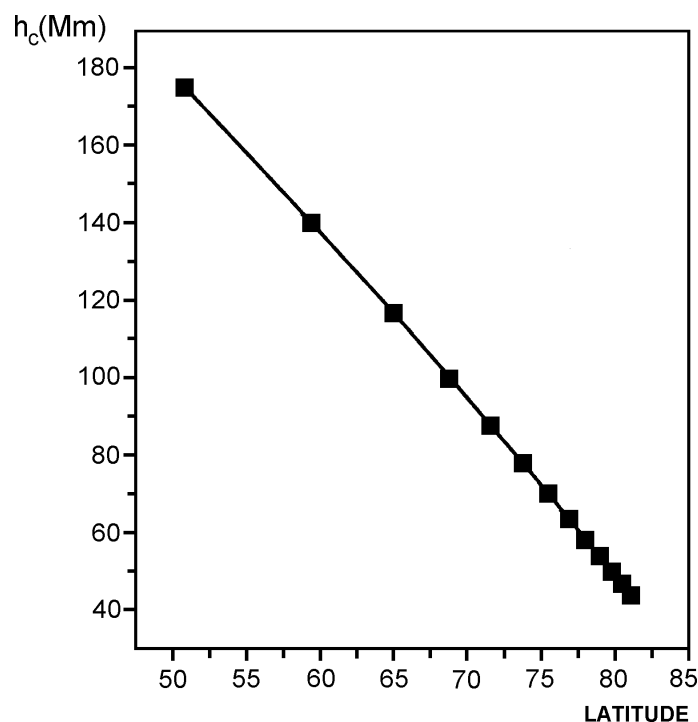
$$B(h) = C h^{-\alpha}, \quad (10)$$

то из (9) получим, что  $\alpha < 1$ . Таким образом, для устойчивости равновесия волокна внешнее поле в окрестностях его должно убывать с высотой не быстрее, чем  $1/h$ . Это следствие зависимости от высоты магнитного поля "зеркального" тока, на что указывали еще в своей работе Ван Тенд и Куперус (1978). Если поле, начиная с какой-то высоты  $h_c$ , спадает быстрее, чем  $1/h$ , то эта высота является предельной для спокойных волокон. В моделях, в которых внешнее поле моделируется линейным диполем, предельная высота соответствует глубине залегания диполя под фотосферой (Молоденский, Филиппов, 1987; Мартенс, Куин, 1989). Сравнение расчетов поля в короне по фотосферным данным с наблюдаемой высотой протуберанцев показало, что, действительно, спокойные протуберанцы не поднимаются выше указанного предела (Филиппов, Ден, 2001). Те из них, которые приближаются к критической высоте, вскоре исчезают в результате эрупции.

#### 4. Эволюция глобального магнитного поля Солнца и протуберанцы

Структура и величина магнитного поля на Солнце меняются сложным образом в ходе 11-летнего цикла. Хотя многие авторы часто используют дипольное (и более высокие гармоники) приближение, тем не менее

магнитное поле Солнца значительно отличается от диполя. Как показал космический аппарат "Улисс", радиальная компонента межпланетного Магнитного поля практически не зависит от широты (Болоу и др., 1995)



**Рис.5.** Максимально возможные высоты протуберанцев для данной широты в диапазоне широт 40° - 90°, согласно (14).

Тем не менее, мы используем разложение наблюдаемого радиального поля по сферическим функциям (Шаттен и др., 1969; Хёксема, Шеррер, 1986). Расчет предполагает потенциальность поля в сферическом слое между фотосферой и поверхностью источников, помещаемой обычно на расстоянии до 4 R<sub>o</sub> от центра Солнца.

Для каждой гармоник можно найти критическую высоту протуберанцев. Она определяется высотной зависимостью полоидальной компоненты В<sub>θ</sub>. Мы сохраняем общепринятые обозначения сферических координат r, θ, φ, имея ввиду, что с гелиографической широтой φ существует связь θ = 90° - φ, если южным широтам приписать знак минус.

$$B_{\vartheta}^{(n)} = g_n \left( \frac{R_{\odot}}{r} \right)^{n+2} \frac{\partial P_n(\cos \theta)}{\partial \theta}, \quad (11)$$

Показатель α можно определить как

$$\alpha = - \frac{h}{B} \frac{dB}{dh}, \quad (12)$$

где h = r - R<sub>o</sub>. Дифференцируя (11) по h и подставляя в (12), получим,

$$\alpha_n = \frac{h(n+2)}{R_\Theta + h}, \quad (13)$$

Из условия  $\alpha_n = 1$  имеем,

$$h_c^{(n)} = \frac{R_\Theta}{n+1}, \quad (14)$$

Применяя формулу (14) для октополя и для 9-й гармоники, мы получим

$$h^{(3)} = 175 \text{ Мм}$$

$$h^{(9)} = 70 \text{ Мм}$$

Эти значения высоты являются верхней границей возможного распределения протуберанцев по высоте на данной широте. Если предположить однородное распределение, среднее значение будет вдвое меньше граничного. Вероятнее всего, протуберанцы проводят вблизи границы устойчивости время существенно меньшее, чем на высотах стабильного состояния, поэтому средняя высота окажется еще меньше. С учетом сказанного можно считать, что полученные оценки довольно хорошо соответствуют наблюдаемым вариациям высоты полярных волокон. На рис. 5 приведены максимально возможные высоты протуберанцев для данной широты в диапазоне широт  $40^\circ - 90^\circ$ , согласно (14). Как видно, широтная зависимость критической высоты для сферических гармоник неплохо отражает наблюдаемую зависимость.

## 5. Заключение

Протуберанцы (волокна и каналы волокон) давно используются как хороший индикатор для изучения топологии крупномасштабного магнитного поля на уровне хромосферы и короны. Эти свойства их используются для построения синоптических карт магнитного поля для тех периодов, когда магнитных измерений еще не существовало, а наблюдения протуберанцев проводились. Относительно изменения высоты протуберанцев также высказывались догадки, что она должна как-то отражать свойства магнитного поля. Однако до последнего времени не существовало физического обоснования подобной связи. Анализ устойчивости волокон, несущих сильный электрический ток, показал наличие критической предельной высоты равновесия волокон, определяемой характерным масштабом магнитного поля.

Наглядным примером существования связи между высотой протуберанцев и масштабом поля является, по нашему мнению, двойное уменьшение средней высоты протуберанцев полярного кольца волокон по мере их дрейфа к полюсу в период смены знака магнитного поля. Как известно, повышение активности сказывается не только в появлении все

большого числа пятен в королевской зоне, но и в усложнении топологии поля на всей фотосфере. В терминах гармонического анализа это означает увеличение относительного веса более высоких гармоник. Полярное кольцо волокон (венец протуберанцев) представляет самую ближайшую к полюсу линию раздела полярностей радиального поля. Его приближение к полюсу как раз демонстрирует влияние высоких гармоник.

Мы использовали простейшую двумерную (с трансляционной симметрией) модель равновесия волокна для получения критерия устойчивости. Наши оценки предельной высоты протуберанцев в четыре раза превосходят наблюдаемые средние значения. Очевидно, что среднее значение вдвое меньше граничного при однородном распределении протуберанцев по высоте, хотя в действительности оно должно быть еще меньше, так как время пребывания протуберанца у границы устойчивости не может быть большим. Некоторое уменьшение оценки предельной высоты будет иметь место при усложнении модели. Например, для аксиально-симметричной модели волокна, которая больше соответствует рассматриваемому аксиально-симметричному разложению поля, критическая высота для октополя оказывается не 175 Мм, а 120 Мм (Филиппов и др., 2001). Это уменьшение порога связано с появлением дополнительной силы, направленной вверх, за счет кривизны продольной оси волокна. Кроме того, любые неоднородности поля (в частности по долготе), не учитываемые в модели, приводят к уменьшению порога, так как сокращают масштаб поля. Наоборот, измерение высоты протуберанцев имеет тенденцию к занижению реальной высоты, так как самая нижняя часть протуберанца может быть закрыта лимбом. Нам представляется более важным то, что характер широтной зависимости высоты протуберанцев достаточно хорошо воспроизводится приведенными оценками.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты 00-02-17736, 02-02-16035, и ГНТП "Астрономия".

### Список литературы

- Анцер (U. Anzer), *Solar Phys.*, **8**, 37, (1969).  
Анцер (U. Anzer), *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences* (Ed. E. R. Priest, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, Holland, 1989. p. 143).  
Баллестер (J.L. Ballester), *Solar Phys.*, **94**, 151, (1984).  
Балоу и др. (A. Balogh, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, D.J. Southwood, T.S. Horburg), *Science*, **268**, 1007, (1995).  
Бэбкок, Бэбкок (H.W. Babcock, H.D. Babcock), *Ap. J.*, **121**, 349, (1955).  
Ван Тенд, Куперус (W. Van Tend, M. Kuperus), *Solar Phys.*, **59**, 115, (1978).

- Вршнак и др. (B. Vrsnak, V. Ruzdjak, B. Rompolt), *Solar Phys.*, **136**, 151, (1991).
- Ву и др. (S.T. Wu, J.J. Bao, C.H. An, E. Tandberg-Hanssen), *Solar Phys.*, **125**, 277, (1990).
- Говард, Гарвей (R.F. Howard, J.W. Harvey), *Astrophys.J.*, **139**, 1328, (1964).
- Демулен, Прист (P. Demoulin, E.R. Priest), *Solar Phys.*, **144**, 283, (1993).
- Дизер (M. Dizer), *Solar Phys.*, **4**, 99, (1968).
- Дювалл и др. (T.L. Duvall, J.M. Wilcox, L. Svalgaard, P. Scherrer, P.S. McIntosh), *Solar Phys.*, **55**, 63, (1977).
- Калебо, Макаров (D.K. Callebaut, V.I. Makarov), *New Perspectives on Solar Prominences*, IAU Colloquium 167, ASP, **150** (Eds. D. Webb, D. Rust, B. Schmieder, San Francisco, California, 1998, p. 111).
- Киппенхан, Шлютер (R. Kippenhahn, A. Schluter), *Z. Astrophys.*, **43**, 36, (1957).
- Куликова Г.Н., Молоденский М.М., Старкова Л.И., Филиппов Б.П., *Солнечные данные* (Л.: Наука, 1986, № 10, с. 60).
- Куперус, Рааду (M. Kuperus, M.A. Raadu), *Astron. Ap.*, **31**, 189, (1974).
- Мак-Интош (P.S. McIntosh), *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 837, (1972).
- Мензел (D.H. Menzel), *Proc. Conf. of Dynamics of Ionised Media*. London, University College (1951).
- Макаров (V.I. Makarov), *Solar Phys.*, **93**, 393, (1984).
- Макаров (V.I. Makarov), *Solar Phys.*, **150**, 359, (1994).
- Макаров и др. (V.I. Makarov, A.G. Tlatov, D.K. Callebaut), *Solar Phys.*, **170**, 373, (1977).
- Макаров В. И., Стоянова М.Н., *Солнечные данные*, 1979, № 8, с. 89).
- Макаров В. И., Фатьянов М. П., *Письма в Астрон. журн.*, **8**, 633, (1982).
- Макаров и др. (V.I. Makarov, M.N. Stoyanova, K.R. Sivaraman), *J. Astrophys. Astr.*, **3**, 379, (1982).
- Макаров, Сивараман (V.I. Makarov, K.R. Sivaraman), *Solar Phys.*, **119**, 35, (1989).
- Макаров В. И., Тавастшерна К. С., Давыдова Е. И., Сивараман К. Р., *Солнечные данные* (Л.: Наука, 1992, № 3, с. 90).
- Макаров и др. (V.I. Makarov, A.G. Tlatov, D.K. Callebaut, V.N. Obridko, B.D. Shelting), *Solar Phys.*, **198**, 409, (2001).
- Макаров и др. (V.I. Makarov, A.G. Tlatov, D.K. Callebaut, V.N. Obridko), *Solar Phys.*, **206**, 383, (2002).
- Мак-Интош П. С., *Наблюдения и прогноз солнечной активности* (Под ред. П. Мак-Интоша, М. Драйера (пер. с англ. Под ред. В. Н. Обридко и М. А. Лившица), М: Мир, 1976, с. 43).
- Мак-Интош (P.S. McIntosh), *The Solar Cycle*, *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.* {bf 27} (Ed. K. L. Harvey, Astron. Soc. Of the Pacific, 1992, p. 14).
- Малерб, Прист (J.M. Malherbe, E.R. Priest), *Astron. Ap.*, **123**, 80, 1983).
- Мартенс, Куин (P.C.H. Martens, N.P.M. Kuin), *Solar Phys.*, **122**, 263, (1989).

- Молоденский М. М., Филиппов Б. П., *Астрон. журн.*, **64**, 1079, (1987).
- Молоденский М.М., Филиппов Б.П., *Магнитные поля активных областей Солнца* (М.: Наука, 1992).
- Обридко, Шельтинг (V.N. Obridko, B.D. Shelting), *Solar Phys.*, **184**, 187, (1999).
- Раст (D.M. Rust), *J. Geophys. Res.*, **106**, 25075, (2001).
- Раст, Кумар (D.M. Rust, A. Kumar), *Solar Phys.*, **155**, 69, (1994).
- Ромпольшт (B. Rompolt), *Publ. Debrecen heliophys. obs.*, No. 10, 80 (1971).
- Ромпольшт (B. Rompolt), *Hvar Obs. Bull.*, **14**, 37, (1990).
- Смит, Рамзей (S.F. Smith, H.E. Ramsey), *Solar Phys.* **2**, 158, (1967).
- Сривастова и др. (N. Srivastova, A. Ambastha, A. Bhatnagar), *Solar Phys.*, **133**, 339, (1991).
- Тавастшерна и др. (K.S. Tavastsherna, V.I. Makarov, A.G. Tlatov, D.K. Callebaut), *Солнце в эпоху смены знака магнитного поля, Труды конференции Пулковско-2001* (Санкт Петербург), 2001, с. 373).
- Учида (Y. Uchida), *Proceedings of the Japan-France Seminar on Solar Physics* (Eds. F. Moriyama, J. C. Henoux, 1981, p. 169).
- Филдер, Худ (R.A.S. Fielder, A.W. Hood), *Solar Phys.*, **146**, 297, (1993).
- Филиппов Б. П., Ден О. Г., *Письма в Астрон. журн.*, **26**, 322, (2000).
- Филиппов, Ден (B.P. Filippov, O.G. Den), *J. Geophys. Res.*, **106**, No. A11, 25177, (2001).
- Филиппов и др. (B.P. Filippov, N. Gopalswamy, A.V. Lozhechkin), *Solar Phys.*, **203**, 119, (2001).
- Хёксема, Шерпер (J.T. Hoeksema, P.H. Scherrer), *World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics, Report UAG-94* (1986).
- Чо, Ли (G.S. Choe, L.G. Lee), *Solar Phys.*, **138**, 291, (1992).
- Шаттен и др. (K.H. Schatten, J.M., Wilcox, N.F. Ness), *Solar Phys.*, **6**, 442, (1989).
- Шмидер и др. (B. Schmieder, M.A. Raadu, J.E. Wiik), *Astron. Astrophys.*, **252**, 353, (1991).

## **РЕКОНСТРУКЦИЯ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 20-М ВЕКЕ**

**Милецкий Е.В., Иванов В.Г.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

Set of models are constructed, which connect yearly averaged values of main energetic characteristics of large-scale solar magnetic field by Stanford observation in 1976-1989 with analogous characteristics obtained from synoptic H-alpha charts and with indices of solar and geomagnetic activity. The constructed models have sufficiently high accuracy and small number of input variables.

Basing on the obtained models, reconstruction of time series of three main energetic components of large-scale solar magnetic field in 1915-1975 years is made.

The analysis of long-periodic (more than 11 years) variations of the reconstructed series provides base for statement that since 1915 and until the end of the fifties the components of large-scale magnetic field, corresponding both to closed and to open configurations, as well as indices of sunspot and geomagnetic activity, have clearly pronounced tendency to grow. It allows to make conclusion about general increasing of solar magnetic fields intensities in the time interval under consideration, which is related, probably, with growth phase of secular cycle of solar activity.

Задача выявления закономерностей во временных вариациях характеристик солнечных магнитных полей на масштабах времени порядка десятков и сотен лет имеет большое значение для определения долговременных изменений внутреннего строения Солнца и установления природы солнечной активности.

Авторы ряда работ, появившихся в последние годы [1,2] пришли к заключению об удвоении в 20-м веке средней величины магнитного поля гелиосферы, определяемого открытыми конфигурациями на Солнце. Однако выводы этих работ были подвергнуты критике [3], со ссылкой на данные прямых измерений характеристик крупномасштабного магнитного поля, имеющиеся с 1967 года. С другой стороны, в работе [4] авторы объяснили вековое увеличение магнитного потока от Солнца увеличением площади полярной зоны, занятой полем одной полярности в минимумах пятенной активности.

Известно, что процессы эволюции и взаимодействия магнитных полей на Солнце связаны с разнообразными проявлениями солнечной активности, которые, в свою очередь, описываются соответствующими индексами-характеристиками. Так, в частности, в ряде исследований [5-9]

было обнаружено, что определенные характеристики глобального (крупномасштабного) магнитного поля (ГМП), полученные по данным наблюдений в Стэнфорде продольной компоненты этого поля, связаны с целым рядом индексов солнечной активности. Такие связи были установлены для рядов среднеоборотных значений, охватывающих (начиная с 1976 г.) эпоху 21-го и 22-го циклов солнечной активности.

В данной работе с помощью соотношений, установленных между основными параметрами ГМП и другими солнечными характеристиками на интервале 21 и 22 циклов активности, проведена реконструкция среднегодовых значений этих параметров на интервале 1915-1975 гг. и на этой основе оценено их вековое изменение.

В работе [10] (см. настоящий сборник) авторов установлено, что среди общего числа гармонических компонент ГМП можно выделить три группы, имеющих качественно различное поведение. Суммарные энергии компонент каждой группы (мод) получили условные названия: «квадруполеподобная», (она эволюционирует в фазе с 11-летним циклом пятен), «квазидипольная» (меняющаяся с циклом противофазе) и «промежуточная» (занимающая промежуточное положение между двумя первыми). Зная временные вариации каждой из мод можно хорошо представить основные особенности эволюции магнитного поля Солнца.

Обозначим, как это принято [11], коэффициенты разложения по сферическим гармоникам ГМП  $g_{lm}$  и  $h_{lm}$ . Известно [12], что энергию отдельных компонент ГМП можно представить выражениями

$$P_{0l} = \frac{l+1}{4l+2} g_{l0}^2$$

(для зональных мод с  $m=0$ ) и

$$P_l = \sum_{m=1}^l \frac{l+1}{4l+2} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2)$$

для  $l=1, \dots, 9$ .

Тогда энергия квазидипольной моды  $E_{13} = P_{01} + P_{03}$ , где  $P_{01}$  – энергия диполя ( $l=1, m=0$ ), а  $P_{03}$  – энергия октуполя ( $l=3, m=0$ ), энергия промежуточной моды  $E_5 = P_{05}$  ( $l=5, m=0$ ), а энергия квадруполеподобной

$$E_{lm} = P_{04} + \sum_{l=6}^9 P_{0l} + \sum_{l=1}^9 P_l.$$

Для вычисления значения трех вышеназванных параметров (условно обозначенными  $E_{13}$ ,  $E_5$  и  $E_{LM}$ ) за 1976-1989 гг. мы воспользовались коэффициентами разложения по сферическим гармоникам ГМП  $g_{lm}$  и  $h_{lm}$ , полученными на основе наблюдений продольной компоненты фотосферного магнитного поля Солнца и опубликованными на Internet-сайте обсерватории WSO (Stanford) [13].



Недавно аналогичные коэффициенты  $g$  и  $h$  были реконструированы авторами работ [14,15] по данным синоптических H-альфа карт. Мы с благодарностью воспользовались, опубликованными [16] коэффициентами, охватывающими период с 1915 по 1989 гг., для вычисления среднегодовых значений всех трех мод  $E_{13}$ ,  $E_5$  и  $E_{lm}$  за этот период (условно обозначенные  $i0E13$ ,  $i0E5$  и  $i0ELM$ ).

Кроме этого, были использованы данные за 1976 - 1989 гг., представленные на сайтах: а) обсерватории WSO [13] - средние величины модулей напряженности продольной компоненты магнитного поля в полярных зонах (широта  $> 55^0$ ) Солнца (PMF); б) обсерватории NSO (Kitt Peak) [17] - значения средних (по диску Солнца) модулей напряженности продольной компоненты магнитного поля (MX); в) OMNIWEB [18] - величины модулей напряженности межпланетного магнитного поля (IMF), полученные по данным с космических аппаратов.

Солнечная активность в настоящем исследовании была представлена рядами среднегодовых значений индексов за интервал 1915-1989 гг. Это индекс суммарной площади солнечных пятен (SA), число Вольфа (W), а также число полярных факелов (PF). В качестве характеристики геомагнитной активности за этот период был использован aa-индекс (AA). Каждый из рядов путем нормировки был приведен к нулевому среднему и единичной дисперсии.

Начало Стэнфордского ряда наблюдений ГМП относится к 1976 году. Поэтому, для определения долговременной эволюции ГМП, нами была выполнена реконструкция трех вышеупомянутых энергетических мод  $E_{13}$ ,  $E_5$  и  $ELM$ , а также характеристик PMF, MX и IMF на интервале 1915-1975 гг. Для решения этой задачи мы использовали метод группового учета аргументов (МГУА) [19-21], уже применявшийся нами ранее, и более детально изложенный в [8, 9]. На первом этапе с помощью этого метода на интервале 1976-1989 гг. были найдены полиномиальные модели оптимальным (в смысле определенного критерия) образом, связывающие каждую их реконструируемых характеристик ГМП (как выходную переменную модели) с одной или несколькими описанными выше характеристиками солнечной и геомагнитной активности  $i0E13$ ,  $i0E5$ ,  $i0ELM$ , SA, W, AA (как входными переменными моделей).

Полученные оптимальные модели (для нормированных переменных) схематически представлены на рис. 1. Овалом обведены получаемые выходные «модельные» переменные (с буквой  $m$ ), а стрелками к ним присоединены, отобранные методом МГУА, входные переменные. У стрелок расположены коэффициенты регрессии, а в скобках расположены коэффициенты корреляции между модельным и реальным рядами, показывающие качество соответствующей модели. Прежде всего, следует отметить, что все модели получились линейными и содержат всего 1-2 входные переменные. Тем не менее, точность моделей можно оценить как

весьма высокую. Это дает основание рассчитывать на достаточно хорошее качество последующей реконструкции.

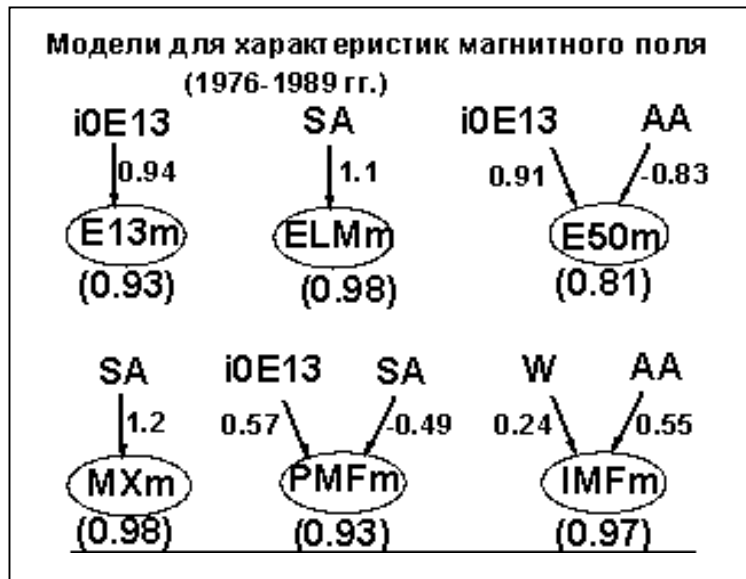
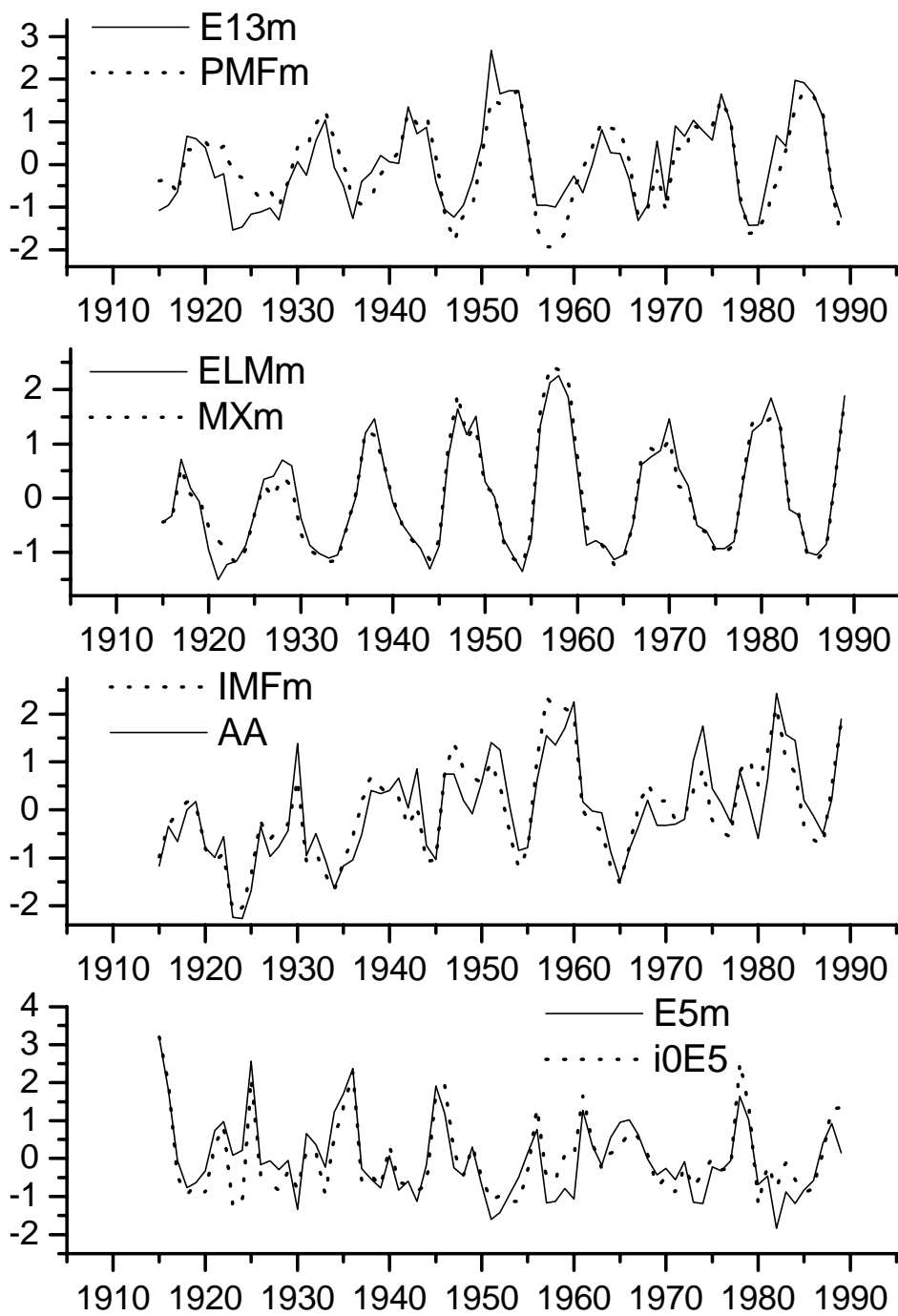


Рис.1.

Далее по полученным моделям и известным значениям индексов, играющим роль входных переменных моделей, на временном интервале 1915-1975 гг. была выполнена реконструкция характеристик ГМП. Графики временных рядов нормированных реконструированных характеристик представлены на рис. 2. Среди них есть пары, имеющие большее сходство: квазидипольная мода (E13) и полярное поле (PMF), квадрупоподобная мода (ELM) и средняя напряженность (полный поток) магнитного поля (MX), межпланетное поле (IMF) и геомагнитная активность (AA) (наблюдаемые значения), промежуточная мода (E5) и та же мода, полученная по Н-альфа картам (i0E5) (наблюдаемые значения). Хорошее согласие полученных из моделей и наблюдаемых рядов свидетельствует о достаточно хорошем качестве реконструкции.

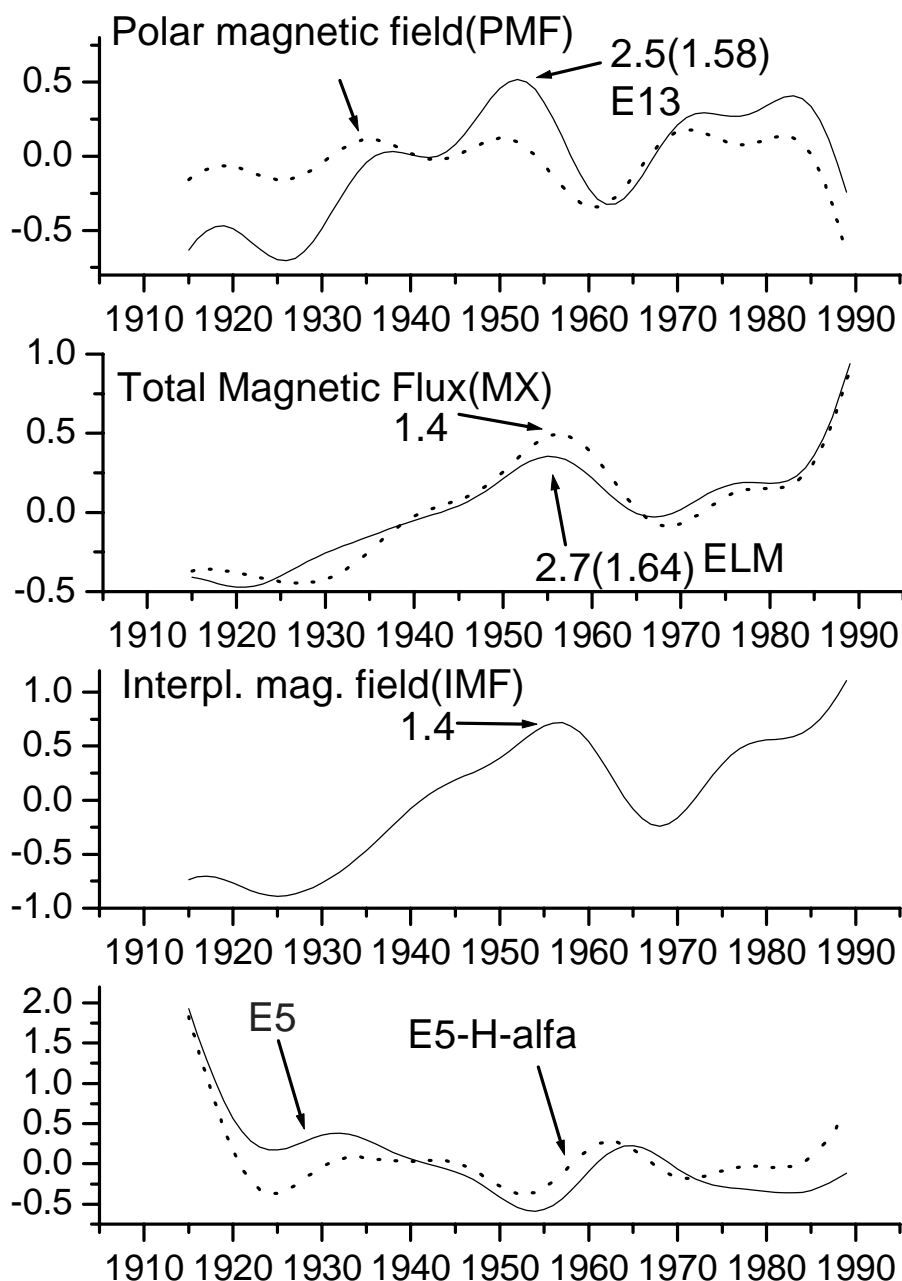
Для дополнительной проверки используемого метода мы провели «реконструкцию» чисел Вольфа (W) на интервале 1915-1975 гг., имея возможность оценить затем близость реального и реконструированного рядов. Для этого на интервале 1976-1989 гг. была получена (для нормированных переменных) модель вида:  $W=0.85*ELMm$  (точность  $R = 0.97$ ). После этого модель использовалась для получения ряда W на интервале 1915-1975 гг. Сходство «реконструированного» и наблюдаемого рядов W оказалось довольно высоким ( $R=0.95$ ), что служит дополнительным аргументом в пользу достоверности проведенной реконструкции.



**Рис.2.**

На следующем этапе во всех наблюдаемых и реконструированных рядах на полном интервале 1915-1989 гг. было проведено выделение долговременных (трендовых) компонент. Для этого было применено сглаживание по 7 точек с гармонической весовой функцией, которое дает результаты, аналогичные обычному 11-точечному, но сглаженные кривые лучше представляют трендовые компоненты. Графики рядов, полученных

в результате этой процедуры, представлены на рис.3. На нем числа возле обозначений характеристик указывают на соответствующие факторы роста (в скобках их квадратные корни) от наименьших значений до точек перегиба. Рассмотрение приведенных здесь графиков позволяет сделать вполне определенные выводы.



**Рис.3.**

Оказалось, что, несмотря на сходство 11-летних циклов у индексов PMF и E13, поведение их долгопериодических составляющих существенно различается. В то время как дипольная мода E13 показывает явно выраженный рост до начала 50-х годов, напряженность полярного

магнитного поля не имеет значимого возрастания на всем рассматриваемом интервале. Это обстоятельство хорошо согласуется с выводом работы [4] об отсутствии долговременного роста модуля напряженности полярного магнитного поля Солнца в 20-м веке. Заключение авторов этой работы об увеличении площади полярной зоны Солнца, занятой магнитным полем одного знака, подтверждает и полученное долговременное снижение мощности промежуточной моды E5, представленное на нижней панели рис. 2. Геометрически это означает уменьшение трехзонной структуры в каждом из полушарий и увеличение дипольной и октупольной структур, что должно приводить к расширению соответствующих им площадей.

Квадруполеподобная мода ELM, вносящая основной вклад в полную энергию ГМП, имеет участки возрастания (вторая сверху панель на рис. 2) от начала 20-х до середины 50-х годов (максимума 19-го цикла) и с середины 60-х до конца 80-х (максимума 21 цикла). Аналогичный временной ход показывает и индекс MX. При этом факторы роста абсолютных величин у этих характеристик различны: 2.7 раза у ELM и 1.4 — у MX. Однако, приняв во внимание то, что энергетическая мода ELM является квадратичной величиной и, вычисляя квадратный корень, получим значение 1.64 (показано в скобках), что достаточно близко к фактору роста MX. Аналогичный характер (фактор 1.4) носит эволюция реконструированного межпланетного магнитного поля IMF.

На рис.4 представлены графики, выделенных таким же способом, долговременных составляющих наблюдаемых индексов солнечной активности. Сравнение характера долговременных вариаций индексов SA и W (представленных на верхней панели рис.4) с эволюцией реконструированной моды ELM показывает высокую степень их сходства. Даже величины факторов роста абсолютных значений 2.1 (1.45) у SA, 2.6 (1.61) у W и 2.7 (1.64) у ELM оказываются близки. Кстати, это сходство служит указанием на то, что индексы SA и W, так же как и мода ELM, приблизительно квадратично зависят от величины магнитного поля.

С другой стороны, сравнение хода и факторов роста характеристик AA и IMF указывает на их сходство (рис. 4, вторая сверху панель) и на линейность по отношению к величине поля. Изменения моды i0E13 носят аналогичный характер, но опережают приблизительно на полцикла изменения остальных мод, представленных на рис. 4. Таким образом, можно сделать вывод, что энергетические моды E13 и ELM, вносящие основной вклад в общую энергию ГМП, показывали долговременный рост в первой половине 20-го века. Аналогичный рост имели и остальные характеристики магнитного поля (MX и IMF), кроме напряженности полярного магнитного поля PMF и промежуточной моды E5, вносящей весьма малый вклад в общую энергию ГМП. Этот вывод находится в согласии с выводами авторов работ [1, 2]. Однако во второй половине века

наблюдается сначала снижение, а затем некоторый подъем на графиках (рис. 3 и 4). Если усреднение провести только по интервалу 60-80-х годов (в период, когда имеются данные прямых наблюдений), то эти две тенденции компенсируют друг друга, и тогда становится понятным утверждение авторов [3] об отсутствии значимого роста магнитного поля Солнца в эту эпоху.

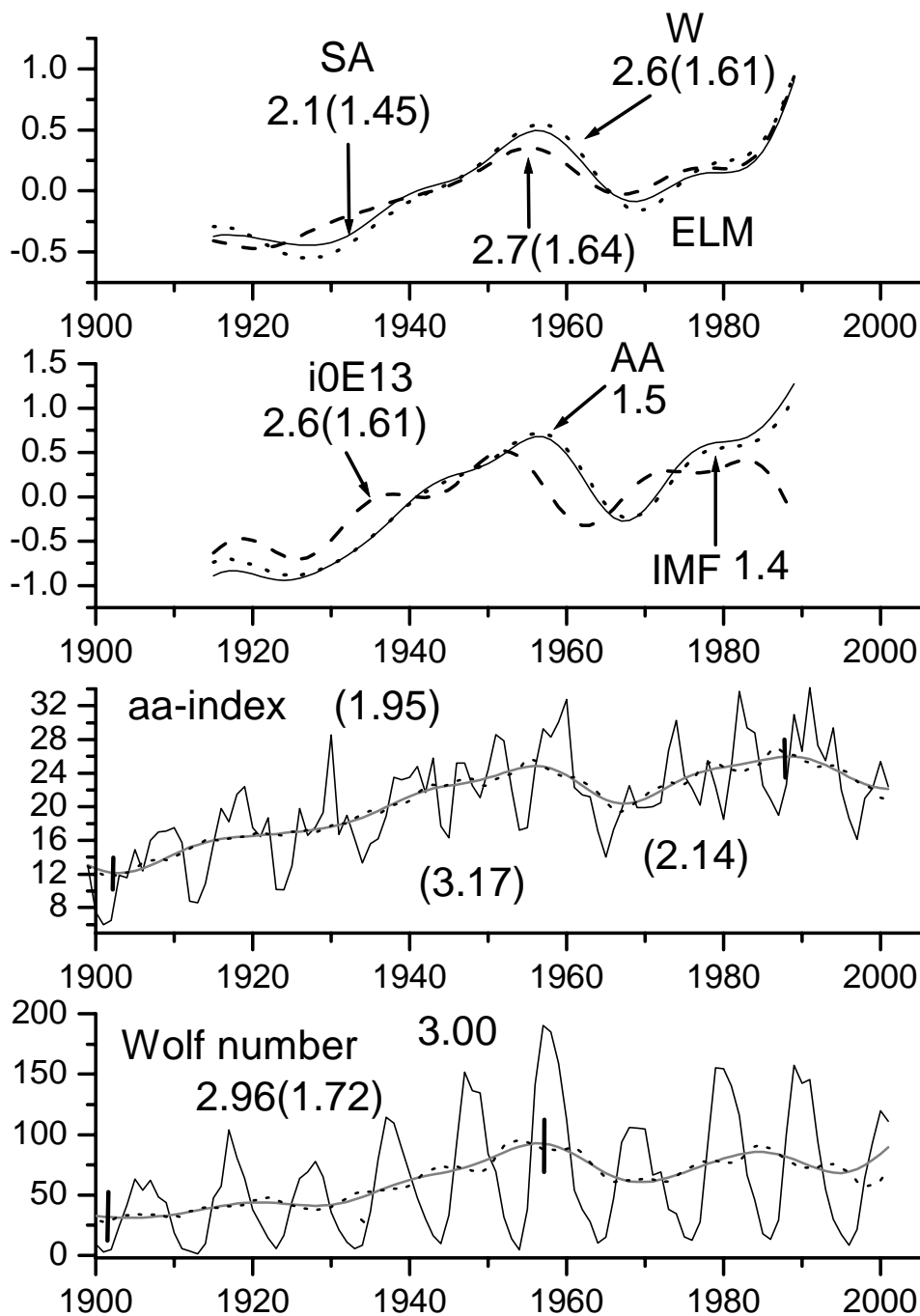


Рис. 4.

Следует также отметить, что, поскольку вариации долгопериодических компонент традиционных индексов пятенной активности SA и W в 20-м веке хорошо согласуются с аналогичными вариациями полного потока ГМП (см. рис. 3 и 4), то знание поведения этих индексов на подобных временных масштабах позволяет достоверно судить о соответствующих изменениях ГМП.

Значения чисел Вольфа (W) и aa-индекса (AA) известны за большой интервал времени, и мы определили долговременную компоненту у этих двух индексов, начиная с 1900 года (см. две нижние панели рис.4). Здесь пунктирами показаны тренды, полученные после обычного 11-ти точечного сглаживания, а серой линией — тренд, полученный по 7-ми точечному гармоническому сглаживанию, уже ранее применявшемуся в данной работе. Прежде всего, следует заметить, что обе сглаженные кривые оказались весьма сходны. Однако на 11-точечной кривой видны остаточные короткопериодические колебания, которые несколько искажают вид долгопериодических вариаций. Были вычислены факторы роста для AA и W между наименьшими и наибольшими значениями их трендовых компонент, обозначенные на рис. 4 вертикальными засечками. Для W факторы роста, определенные по максимумам 11-летних циклов и по тренду, оказались равны соответственно 3.00 и 2.96. Для AA факторы роста, определенные по локальным максимумам и минимумам 11-летних циклов, а также по тренду равны соответственно 1.95, 3.17 и 2.14. Приняв во внимание, что на промежутке реконструкции величина полного потока ГМП (MX) выросла в 1.4 раза, а величина индекса AA в 1.5 раза (т. е. почти одинаково), и, зная, что на всем интервале (начиная с начала века) AA вырос в 2.14 раза, можно заключить, что фактор роста для MX приблизительно равен 2. Это хорошо согласуется с выводами авторов работ [1, 2], об «удвоении магнитного потока» в первой половине 20-го века.

На наш взгляд, резонно считать, что такое увеличение связано с фазой роста солнечного векового цикла. Однако, как известно, физические причины таких длинных циклов все еще остаются невыясненными.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-07-90289 и программы ГНТП «Астрономия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Lockwood M., Stamper R., & Wild M. N. 1999, Nature, 399, 437
2. Solanki S.K., Schussler, M., Fligge M./ Astr. Astrophys., 2002. V.383, P.706-712.
3. Arge, C.N.; Hildner, E.; Pizzo, V.J./ J. Geophys. Res. 2002. V.107(A10), P.1319.

4. Макаров В.И., Обридко В.Н., Тлатов А.Г. / Астрон. журн. 2001. Т.78. № 9. С. 859-564.
5. Obridko V.N., Shelting B.D./ Solar Phys. 1992. V.137. P.167-177.
6. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В./ Труды конфер. "Крупномасштабная структура солнечной активности". СПб. 1999.
7. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В./ Известия ГАО. 2000. Т. 215. С. 69.
8. Милецкий Е.В., Иванов В.Г./ Труды конфер. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля" СПб. 2001.
9. Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А./ Солнечно-земная физика. 2002. Вып. 2. С. 137-139.
10. Hoeksema J.T., Scherrer P.H. / Solar magnetic Field: 1976 –1985, WDCA, Boulder, 1986.
11. Иванов В.Г., Милецкий Е.В. / настоящий сборник стр.
12. Михайлуца В.П./ Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца.1989. Вып. 87.С. 199-206.
13. <http://quake.stanford.edu/~wso/>
14. Makarov V.I., Tlatov A.G./ in A.Wilson (ed.), Magnetic Fields and Solar Processes. Proc. 9<sup>th</sup> Europ. Meeting on Solar Physics. 1999. P.125.
15. Obridko V.N., Shelting B.D. / Solar Phys. 1999. V. 184. P. 187.
16. <http://www.izmiran.ru/>
17. <http://www.nso.edu/>
18. <http://www.omniweb.edu/>
19. Farlow, S. J. (ed.), Self-organizing Method in Modeling: GMDH Type Algorithms. Statistics: Textbooks and Monographs, 54, 1984.
20. Madala, H.R., Ivakhnenko, A.G. Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling. CRC Press Inc., Boca Raton, 1994.
21. Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П. Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М. Радио и связь. 1987. 115 С.



## **ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВАРИАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА РАДОНА И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ**

**Милецкий Е.В.<sup>1</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Зуевич Ф.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН,*

<sup>2</sup>*ГУП НИИ промышленной и морской медицины Минздрава РФ;  
solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

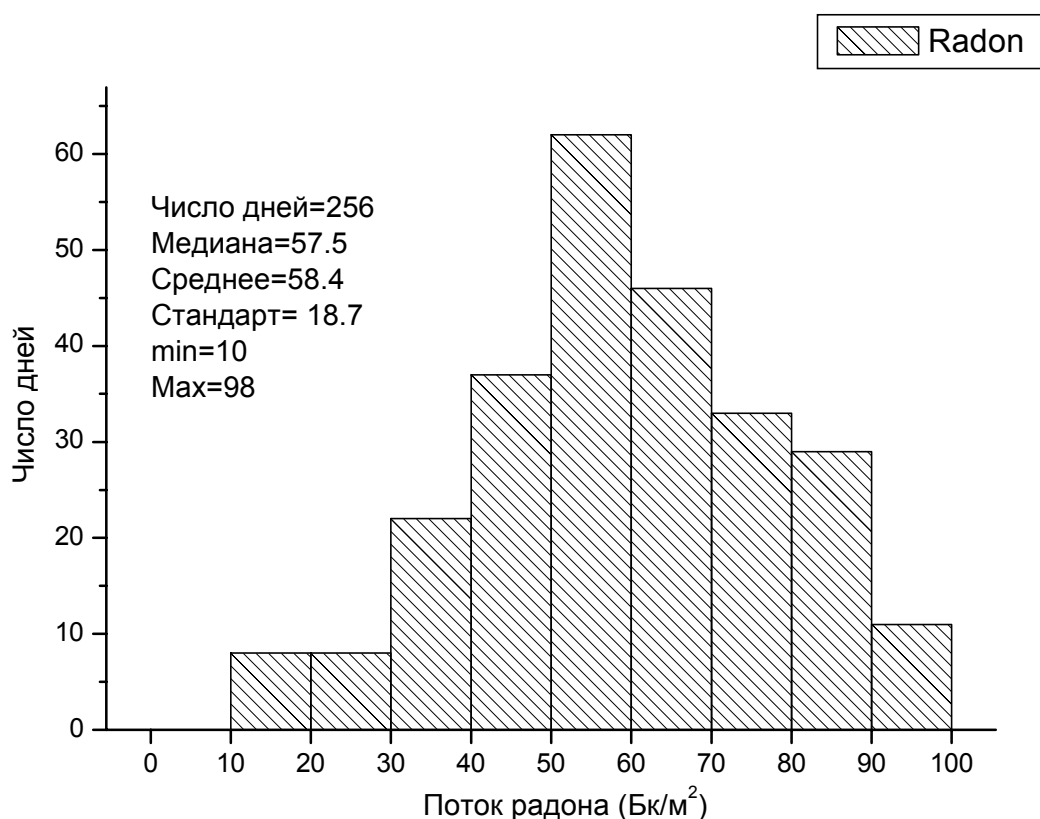
Based on more than 1.5 year length times series of Radon flux density measurements  $P(t)$ , four significant periodic components of  $P(t)$  variations with mean periods 102, 37, 25 and 12.8 days are found. Procedures of spectral-time and wavelet analysis allow revealing character of time variations of the components magnitudes and periods. The main peculiarity of these variations is such an alternation of separate components, when in different time intervals only one or two components dominate. The tendency of dominant component period elongation during increasing of sunspot activity is found. The Multi-scale regression model [2] of long-periodical flux density variations of Radon is constructed.

Известно, что “Радон-222” ( $^{222}\text{Rn}$ ) это инертный газ в 7,5 раз тяжелее воздуха, являющийся продуктом распада радия-226, который в свою очередь образуется в результате распада урана-238. Уран и радий практически всегда содержатся в земной коре в больших или меньших количествах, поэтому и радон можно найти практически на любой территории. Период полураспада радона составляет 3,8 дня. Среди продуктов полураспада присутствует полоний-218 и полоний-214, являющиеся источником альфа-излучения.

В данной работе нами было выполнено исследование данных ежедневных измерений потока радона, полученных за период с 29.05.2000 по 27.07.2001. В нашем распоряжении были данные 256-ти дней измерений, что составило около 60% от общего числа (425) календарных дней за этот период времени.

На рис. 1 представлены статистические характеристики данных и гистограмма, позволяющая оценить характер их распределения. Следует отметить явно выраженную асимметрию гистограммы, что свидетельствует о значимом отклонении оцениваемого распределения от нормального.

На первом этапе была поставлена задача проверки оценки существования возможных периодических компонент в самом ряду потока радона. Для её решения вначале была выполнена процедура заполнения пропусков ряда путем интерполяции. Затем были вычислены различные оценки спектров этого ряда, давшие весьма близкие оценки.

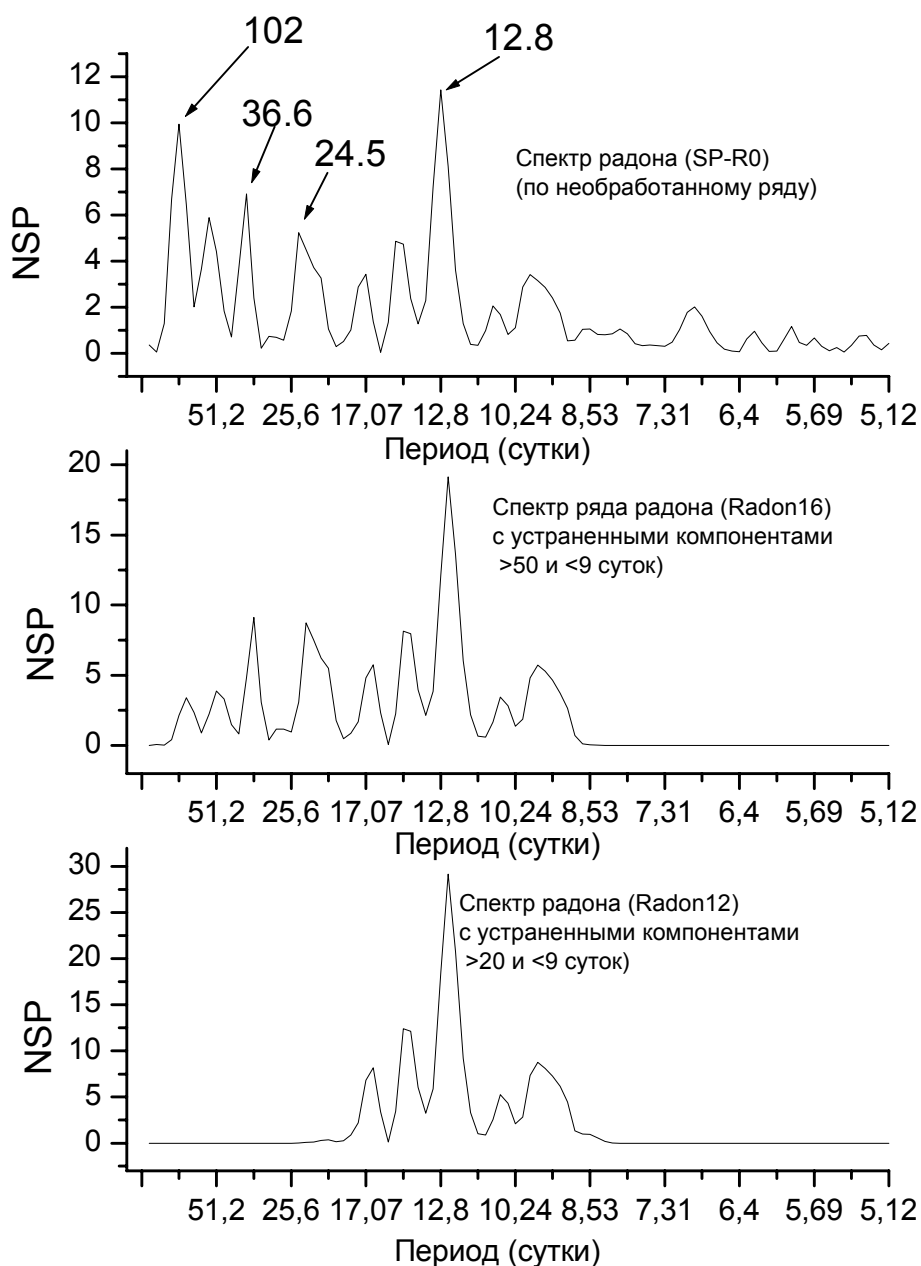


**Рис. 1.**

На верхней панели рис. 2 представлен график нормированного спектра-периодограммы, вычисленная по ряду радона. Числами со стрелками показаны значения периодических компонент (102, 36.6, 24.5 и 12.8 суток), амплитуды которых при данном числе точек наблюдений превышают уровень надежности 99%. Т.о. есть веские основания именно эти периодические компоненты процесса считать значимыми.

В связи с этим, однако, возникают следующие вопросы. Не меняются ли со временем величины амплитуд и периодов выделенных компонент? Для проверки этого нами с помощью полоснопропускающих рекурсивных фильтров Баттеруорта [1] были поочередно выделены вышеуказанные компоненты.

На рис. 3 представлены временные вариации следующих компонент: около 25-ти суточной (верхняя панель рис. 3), около 102-х суточной, около 37-ми суточной и около 12-ти суточной (нижняя панель, штриховая, сплошная и пунктирная линии соответственно). Из рассмотрения рис.3 следует, что все выделенные компоненты испытывают амплитудные модуляции. Наиболее сильной из них является модуляция амплитуды 12-ти суточной периодической компоненты. Наименьшая - соответствует 102-х суточной компоненте.

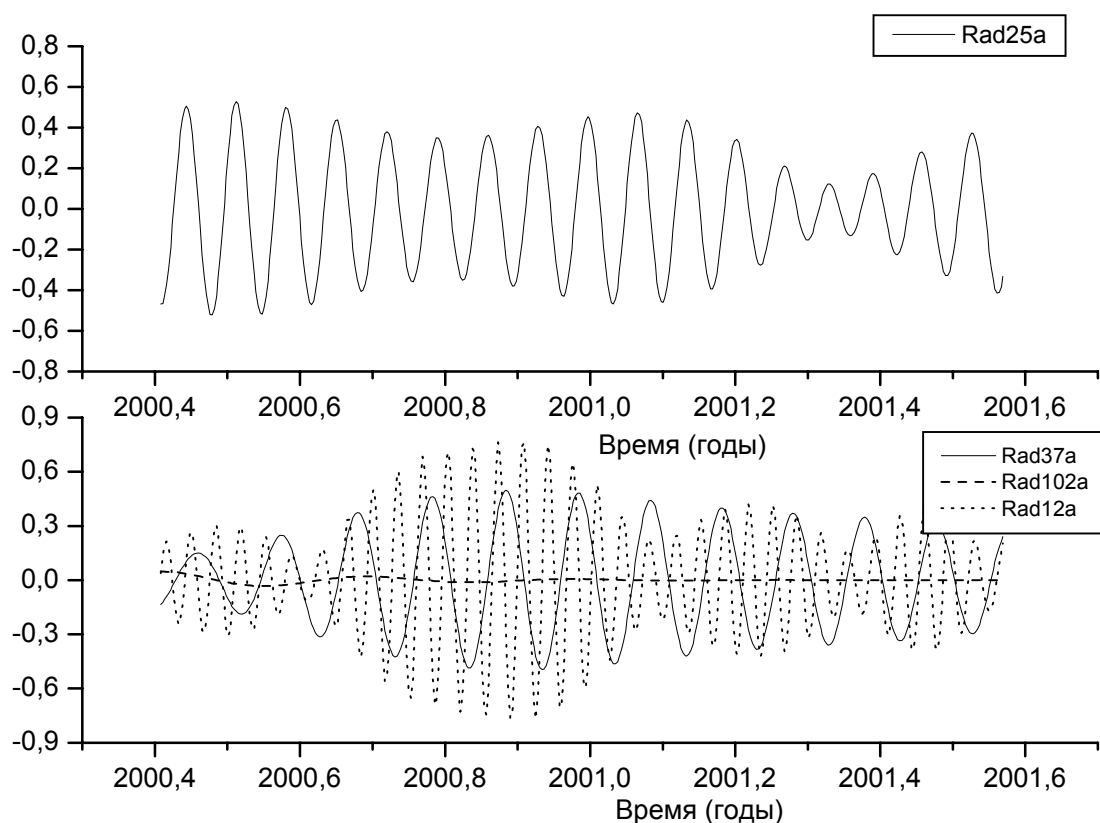


**Рис.2.**

Для проверки того, насколько сильно влияние амплитудной модуляции на точность представления ряда в виде суммы таких периодических составляющих мы провели следующее исследование.

Были сгенерированы 4 гармоники компоненты, имеющие периоды, равные найденным в ряде радона (102, 36.6, 24.5 и 12.8 суток). Затем, по МНК были определены амплитуды и фазы соответствующих гармоник для модели, составленной из их суммы. Сравнение двух нормированных рядов - радона и полученного модельного, показывает их невысокое сходство (коэфф. корреляции  $R=0.46$ ). Удивительно, учет изменения

амплитуд в модели практически не улучшает ее сходства с исходным рядом радона. Это обстоятельство указывает на то, что происходят изменения во времени не только амплитуд выделенных периодических компонент, а и самих значений периодов. Так, выделив (фильтром Баттеруорта) из ряда радона даже лишь одну его составляющую, расположенную в частотном диапазоне 9-20 суток (показанном на нижней панели рис. 2) и, сравнив ее с рядом радона, мы получили коэффициент корреляции  $R=0.55$  выше, чем в предыдущем случае. А если выделить таким же образом из ряда радона диапазон периодов 9-50 суток, то полученное сходство ( $R=0.80$ ) становится достаточно сильным. Это позволяет сделать вывод, что наибольшее значение имеет фактор изменения во времени вклада в общую вариацию радона тех или иных периодических компонент.



**Рис.3.**

Чтобы выявить интервалы времени, когда те или иные периодические компоненты вносят наибольший вклад в общую дисперсию ряда радона, нами были использованы два метода: спектрально-временной-анализ (СВАН) и вейвлет-анализ (ВА). Результаты применения метода СВАН показаны на рис. 4 в виде двумерной карты.

Из рассмотрения рис. 4 отчетливо видно, что в различные интервалы времени доминирующими оказываются одна или максимум две

какие-либо компоненты. Происходит как бы чередование доминирования отдельных компонент. Такое чередование позволяет дать наглядное объяснение неудачности попытки аппроксимировать ряд на всем протяжении комбинацией всех компонент.

На следующем этапе ставилась задача проверки наличие взаимосвязей временных вариаций потока радона с вариациями других природных процессов. Использовались данные ежедневных значений нескольких характеристик солнечной и геомагнитной активности: чисел Вольфа, площадей групп солнечных пятен, количества вспышек различных баллов в рентгеновском и оптическом диапазонах, потока солнечного радиоизлучения на волне 2800 МГц (10.7 см), величины магнитного поля Солнца как звезды, Ар-индекса геомагнитной активности. Кроме того, были рассмотрены характеристики таких земных явлений как приливное воздействие, длина земных суток (определяющая неравномерность земного вращения вокруг оси), а также несколько параметров погоды (атмосферное давление, скорость ветра, влажность и температура воздуха). В общей сложности была проведена проверка наличия корреляции с 19-тью рядами. Как было установлено, наилучшим образом ряд радона коррелирует ( $R=0.21$ ) с рядом площадей солнечных пятен. Значения коэффициентов корреляции остальных индексов с рядом радона не превышают по абсолютной величине 0.17. Такие малые величины полученных коэффициентов свидетельствуют о слабой связи вариаций рассмотренных факторов с вариациями потока радона при сравнении их одновременных значений. Однако, как показали дальнейшие более тщательные исследования, эта связь все же является значимой.

Как было установлено выше, во временных вариациях ряда радона существуют временные интервалы, на которых доминируют одна-две из всего набора выявленных периодических компонент. Мы подметили некую тенденцию, состоящую в том, что увеличение периода доминирующей компоненты связано с увеличением уровня пятенной активности (см. верхнюю панель рис.4).

Далее мы рассмотрели возможность дифференциального, для разных временных масштабов, характера обусловленности медленных – в данном случае более, чем полумесячных, – вариаций плотности потока радона солнечной активностью с помощью подхода кратномасштабных регрессий (MSR) [2].

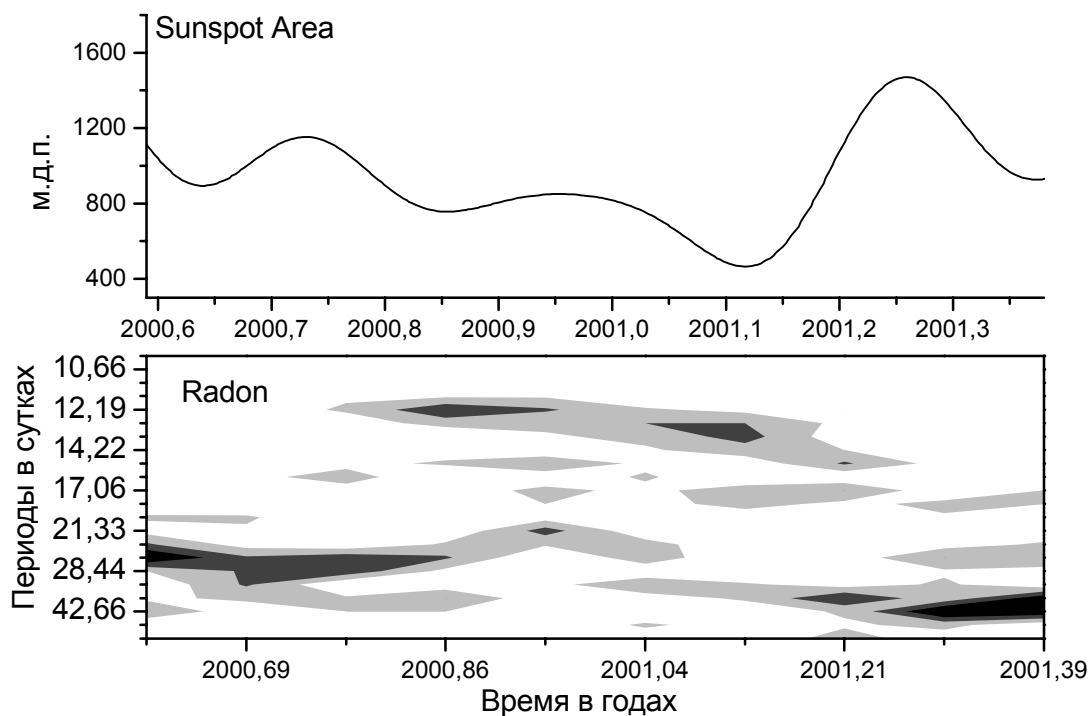


Рис. 4.

По линейно сглаженным за 15 точек рядам плотности потока радона  $P(t)$ , суммарных площадей солнечных пятен  $S(t)$ , а также первой и второй временных производных  $\dot{S}(t)$  на интервале с 29.05.2000 по 27.07.2001 мы построили линейные регрессионные приближения

$$[WP](2^q, t) = c_0^q + c_1^q [WS](2^q, t) + c_2^q [W\dot{S}](2^q, t) + c_3^q [W\ddot{S}](2^q, t),$$

где квадратные скобки означают вещественное вейвлет-преобразование

$$[WX](a, t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} X(\tau) \psi\left(\frac{\tau-t}{a}\right) d\tau$$

для масштаба  $a = 2^q$ ,  $q = 1, 2, \dots, p$  по вейвлету  $\psi(t)$ . Далее с помощью МНК-оценок коэффициентов регрессий  $c_i^q$  и коэффициентов вейвлет-преобразования рядов  $S(t)$ ,  $\dot{S}(t)$  и  $\ddot{S}(t)$  выполнялись оценки  $[WP](2^q, t)$  и по ним с помощью обратного вейвлет-преобразования – MSR оценка ряда  $P_{MSR}(t)$ . Оказалось, что такая процедура, учитывающая дифференциальность влияния изменений солнечной активности на плотность потока радона для разных временных масштабов, позволяет достаточно хорошо представить ход  $P(t)$  (коэффициент корреляции 0.73). Соответственно, мы можем связать медленные вариации  $P(t)$  с влиянием солнечной активности. Для проверки этого заключения мы продлили MSR-

модель на независимый временной интервал и сравнили ее с не участвовавшими в построении модели более поздними измерениями  $P(t)$  в период с 28.07.2001 по 8.07.2002 – см. рис.5. Коэффициент корреляции лишь незначительно снизился до величины 0.67; собственно же профиль вариаций плотности потока радона, как это видно даже без применения статистических мер сходства, очень неплохо описывается MSR-моделью на основе ряда площадей солнечных пятен.

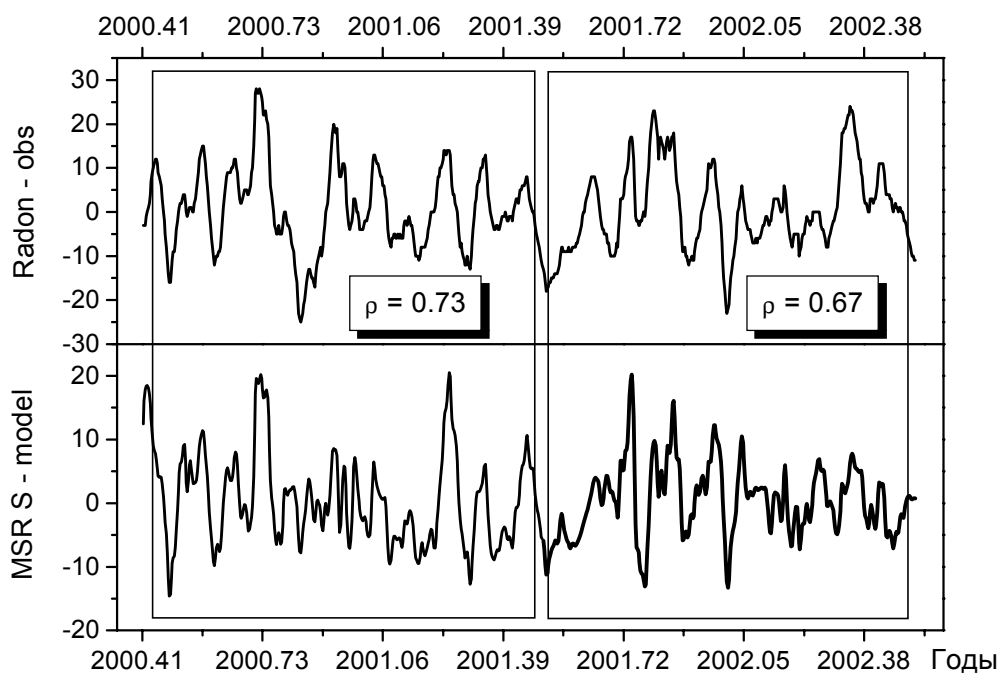


Рис.5.

Дальнейшее накопление наблюдательных данных и проведение на их основе новых исследований смогут более надежно установить факторы, определяющие процессы генерации и изменения во времени потока радона, а также наилучшим образом представить возможное многообразие существующих здесь причинно-следственных связей.

Работа выполнена на основе договора о научно-техническом сотрудничестве между ГУП НИИ ПММ Минздрава РФ и ГАО РАН, а также при частичной поддержке программы Президиума РАН «Нестационарные процессы в астрономии» и программы Минпромнауки «Астрономия», тема 1105.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Отнес Р., Эноксон Л. / Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир. 1982.
2. Наговицын Ю.А. О связи индекса геомагнитной активности  $aa$  с характеристиками солнечной активности (метод кратномасштабных регрессий) – этот сборник.



## **АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ И СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА КАК ПРОЯВЛЕНИЯ РЕЛИКТОВОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

**Мордвинов А.В., Кичатинов Л.Л.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033 Иркутск, а/я 4026;  
avm@iszf.irk.ru , kit@iszf.irk.ru*

### **Abstract**

Distributions of dominant magnetic polarities are studied using the sequence of synoptic maps of the Wilcox Solar Observatory for activity cycles 21, 22, 23. Large-scale magnetic patterns are revealed in the near-equatorial region of the Sun. Both dipolar and quadrupolar magnetic structures are present in the distributions of the dominant polarities. In the distributions, there are patterns antisymmetric about the solar equator that reverse in sign between sequential cycles. Magnetic field strength in these large-scale patterns is about 20  $\mu\text{T}$ . The most stable patterns recur at antipodal heliographic longitudes and thereby reveal persistent magnetic structure seems related to the relic magnetic field of the Sun. The nature and the behavior of these patterns are interpreted in terms of a superposition of the cyclic dynamo field with the nonaxisymmetric relic magnetic field of the Sun. The contribution of the relic magnetic in rotational modulation of solar mean magnetic field is about 8  $\mu\text{T}$ .

### **1. Введение**

В пространственно-временных закономерностях солнечной цикличности известен ряд фактов, которые можно объяснить существованием на Солнце реликтового магнитного поля, замороженного в лучистое ядро и проникающего в конвективную зону. Впервые на теоретическую возможность существования на Солнце реликтового поля указал Каулинг [1]. Согласно его оценкам, время омического затухания крупномасштабного поля лучистой зоны сравнимо с возрастом Солнца. Наиболее крупномасштабная составляющая этого поля должна сохраниться до наших дней. Такие представления получили развитие в работах [2-5].

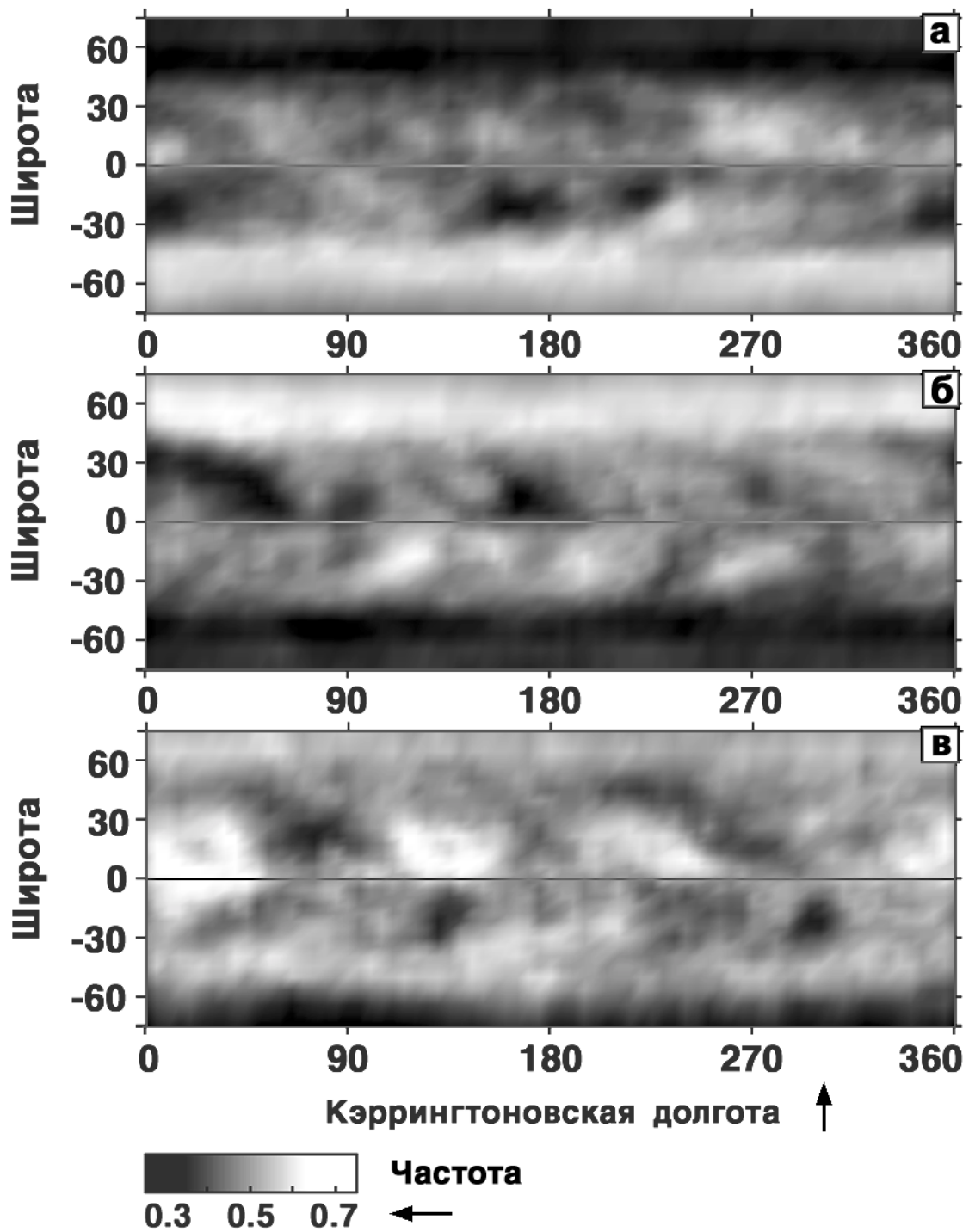
Реликтовое магнитное поле, по-видимому, было захвачено из окружающей конвективной оболочки формирующимся лучистым ядром Солнца на ранних стадиях его эволюции [6]. Реликтовое поле неосесимметрично, содержит значительную полоидальную компоненту и его напряженность составляет десятые доли Гаусс. В течение 11-летнего цикла активности реликтовое поле складывается с магнитным полем, которое генерируется солнечным динамо. В результате смены полярностей поля динамо от цикла к циклу, в соответствии с законом Хейла,

результатирующее полоидальное поле может усиливаться или ослабляться. В соответствии с этим, генерируются разные по величине тороидальные поля, и амплитуды следующих друг за другом 11-летних циклов чередуются по высоте [7].

Известно эмпирическое правило Гневывшева-Оля [8], согласно которому, амплитуда нечетных циклов превышает амплитуду предыдущих четных циклов. На регулярное чередование амплитуд накладывается модуляция вековым циклом. Правило Гневывшева-Оля не всегда строго выполняется, так, например, амплитуда текущего цикла 23 оказалась ниже, чем амплитуда цикла 22, аналогичные сбои в режиме солнечной цикличности наблюдались и ранее [9].

Имеется и другие косвенные указания на существование реликтового магнитного поля. Известно, что различные проявления солнечной активности неравномерно распределены по поверхности Солнца. Группы пятен, комплексы активности имеют тенденцию концентрироваться внутри интервалов активных долгот. Наиболее устойчивые активные долготы существуют в течение нескольких 11-летних циклов, часто они расположены антиподально, т.е. разнесены по гелиографической долготе примерно на  $180^\circ$  [10,11]. В результате неравномерного распределения магнитной активности в распределении интегрального потока излучения Солнца по гелиографической долготе существуют два максимума, связанных с долгоживущими магнитными структурами, расположение которых также близко к антиподальному [12]. Этот результат показывает, что в усредненном смысле, имеется выделенное направление, вдоль которого интегральный поток излучения повышен.

Таким образом, имеется много косвенных указаний на существование реликтового магнитного поля. Однако прямых доказательств его присутствия на Солнце до сих пор получено не было, поскольку слабое реликтовое поле трудно обнаружить на фоне сильных фотосферных магнитных полей. В настоящей работе, проделан анализ синоптических карт магнитного поля Солнца, изучены изменения среднего магнитного поля Солнца как звезды и получены прямые указания на существование реликтового магнитного поля. Предложено также качественное объяснение поведения долготной структуры солнечной активности в 11-летнем цикле взаимодействием реликтового магнитного поля с механизмом динамо.



**Рис. 1.** Частота встречаемости полярностей фотосферных магнитных полей, оцененная для циклов активности 21 (а), 22 (б), 23 (в) по синоптическим картам обсерватории Вилкокса [13]

## 2. Доминирующие полярности в распределении фотосферных магнитных полей

Для изучения долгоживущих крупномасштабных структур в распределении магнитных полей были проанализированы синоптические карты фотосферных магнитных полей, полученные на солнечной обсерватории Вилкокса за 1976-2002 годы [13]. Каждая синоптическая карта представлена матрицей значений продольного магнитного поля за полный кэррингтоновский оборот  $B_{i,j}$ , где индекс  $i=1,2,\dots,30$  соответствует равномерной развертке карты по синусу широты от  $-14.5/15$  до  $+14.5/15$ , а второй индекс соответствует развертке по гелиографической долготе с шагом через  $5^\circ$   $j=1,2,\dots,73$ .

Метод обработки состоит в суммировании синоптических карт отдельно для циклов активности 21, 22, 23. Поскольку мы ищем слабое крупномасштабное магнитное поле на фоне сильных локальных магнитных полей, то очень важно применить для этого робастную процедуру суммирования, т.е. такую процедуру, которая устойчива относительно больших флуктуаций магнитного поля от точки к точке и мало зависит от ошибок магнитографических измерений. Мы просуммировали синоптические карты как матрицы, учитывая только знак магнитного поля в каждом узле сетки. Полученные суммарные распределения были нормированы на число кэррингтоновских оборотов в цикле. Такие суммарные карты характеризуют распределение вероятности появления положительной и отрицательной полярностей в циклах активности 21, 22 (полных) и в цикле 23 (неполном). Полученные суммарные распределения показаны на рис. 1. в сглаженном виде после усреднения по площадкам размером  $3 \times 3$  узлов сетки. На рис. 1 (а,б,в) показаны доминирующие полярности в циклах 21, 22, 23, соответственно. Светлыми тонами показаны структуры, где доминирует положительная полярность, темными - отрицательная. Шкала тонов, которая количественно характеризует распределение вероятностей, показана снизу. Так, например, если в какой-то точке мы имеем частоту 0.5, то это значит, что здесь положительная и отрицательная полярности встречаются одинаково часто. Знаки высокоширотных полей в 23-м цикле не изменились по сравнению с предыдущим циклом, поскольку в полученном распределении просуммированы синоптические карты от начала цикла до момента переполюсовок.

В полученных распределениях видны регулярные структуры, которые меняются от цикла к циклу. Так в цикле 21 в приэкваториальной области северного полушария положительная полярность доминирует в интервалах гелиографических долгот  $47^\circ$ - $84^\circ$ ,  $142^\circ$ - $165^\circ$ ,  $240^\circ$ -  $320^\circ$ , а в приэкваториальной области южного полушария доминирует

отрицательная полярность в интервалах долгот  $335^{\circ}$ -  $60^{\circ}$  и  $135^{\circ}$ - $227^{\circ}$ . Тогда как в цикле 22 в северном полушарии доминирует отрицательная полярность в интервалах долгот  $355^{\circ}$ - $104^{\circ}$  и  $151^{\circ}$ - $200^{\circ}$ , а в южном полушарии доминирует положительная полярность в интервалах долгот  $95^{\circ}$ - $165^{\circ}$ ,  $182^{\circ}$ - $228^{\circ}$ ,  $252^{\circ}$ - $290^{\circ}$  и  $310^{\circ}$ - $30^{\circ}$ . Распределение доминирующих полярностей в приэкваториальной области, как правило, противоположно по знаку относительно экватора и меняется от цикла к циклу на противоположное. Несмотря на чередование полярностей в циклах 21-23 наиболее устойчивые и обширные по площади структуры приходятся на антиподальные гелиографические долготы центрированные приблизительно на  $30^{\circ}$ ,  $180^{\circ}$  и  $270^{\circ}$  градусов.

Таким образом, сложение синоптических карт фотосферных магнитных полей позволило выявить устойчивые крупномасштабные структуры магнитного поля и их изменения от цикла к циклу. Такой подход дает возможность картографировать структуру доминирующих полярностей по гелиографической долготе и широте, но не позволяет оценить напряженность магнитного поля. Для того, чтобы оценить значения напряженности магнитного поля этих крупномасштабных структур был выполнен анализ временного ряда Среднего Магнитного Поля Солнца (СМПС) в долготно-временном аспекте.

### 3. Долготно-временной анализ СМПС

Фоновые магнитные поля, наблюдаемые на синоптических картах, дают основной вклад в сигнал СМПС, измеряемого как свертка распределения продольной компоненты магнитного поля с весовой функцией магнитографа [14-16]. Свой вклад в наблюдаемые изменения СМПС дают динамо-моды с азимутальными волновыми числами 1, 2 [17-18] и реликтовое магнитное поле Солнца.

Для выявления крупномасштабных магнитных структур был применен долготно-временной анализ ряда СМПС на основе метода вейвлет-деконволюции [19-20]. Основная идея этого метода состоит в том, чтобы из исходного сигнала выделить компоненту, содержащую информацию о неоднородности в распределении магнитных полей по гелиографической долготе, которая проявляется на вращательной шкале времени и построить ее в виде долготно-временной диаграммы с кэррингтоновской разверткой по времени.

Для численной реализации этого метода и выполнения фильтрации использовалась техника ортогонального вейвлет-разложения, которая хорошо подходит для анализа нестационарных процессов. В качестве анализирующих функций выбраны вейвлеты Добеши, имеющие хорошую частотно-временную локализацию. Временные масштабы вейвлет-функций, по которым осуществлялось разложение, дискретны и равны

степеням двойки. В полученном разложении оставлялись только те вейвлет-коэффициенты, которые соответствуют масштабам времени 8, 16, 32 суток, а остальные отбрасывались. Далее выполнялось обратное вейвлет-преобразование, которое позволило оценить компоненту сигнала, содержащую основные эффекты вращательной модуляции СМПС из-за пространственной неоднородности крупномасштабного магнитного поля.

На рис. 2 показан ряд СМПС по данным обсерватории Вилкокса [13] и его долготно-временная диаграмма, которая содержит информацию о распределении крупномасштабного магнитного поля в зависимости от кэррингтоновской гелиографической долготы. По данным о временных изменениях СМПС метод вейвлет-деконволюции позволил построить полную картину вращения Солнца и выявил жестковращающиеся когерентные структуры в динамике крупномасштабного магнитного поля [19-20].

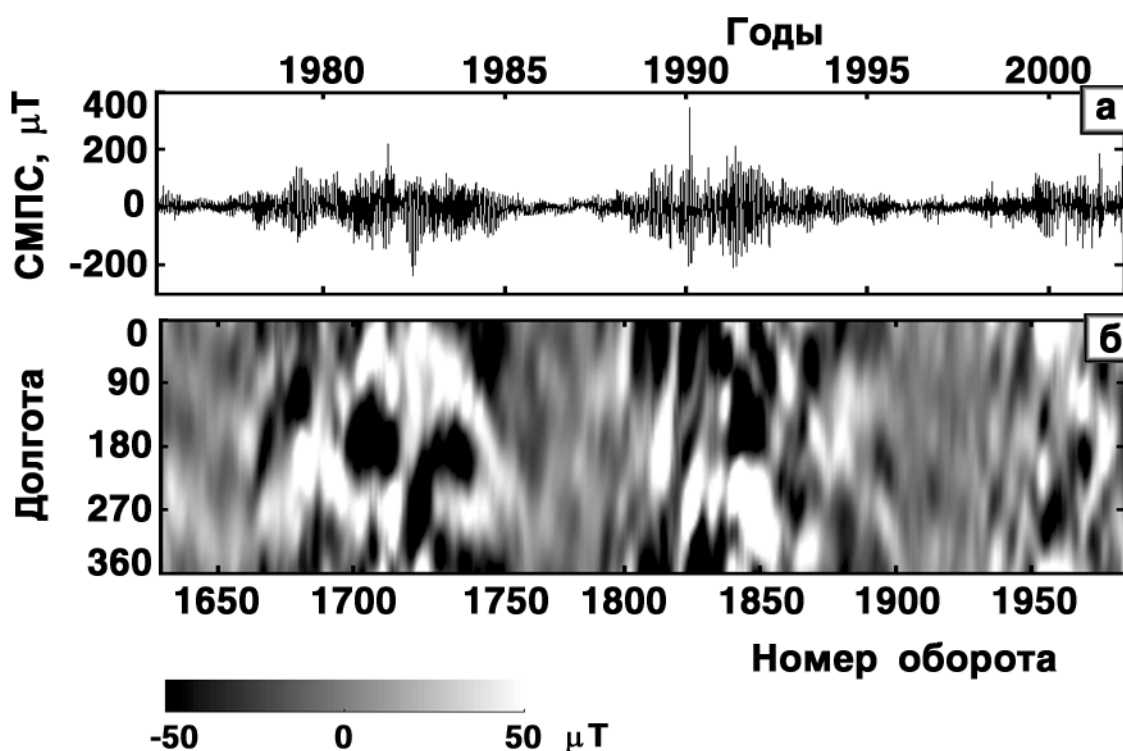


Рис. 2. График СМПС (а) и его долготно-временная диаграмма (б).

В настоящей работе долготно-временное распределение СМПС проанализировано с точки зрения выявления долгоживущих магнитных структур. Для этого распределение усреднено по интервалам времени, которые соответствуют циклам активности 21, 22, 23. Средние по циклам распределения крупномасштабного магнитного поля в зависимости от гелиографической долготы показаны на рис. 3.

Пунктирной линией показана структура магнитного поля в цикле 21, она характеризуется квадрупольным распределением полярностей или

четырёхсекторной структурой. Положительные полярности центрированы на гелиодолготы  $86^\circ$  и  $263^\circ$ , а отрицательные на  $177^\circ$  и  $353^\circ$ . Такая зависимость качественно согласуется с распределением наиболее мощных структур в распределении доминирующих полярностей показанных на рис. 1 (а).



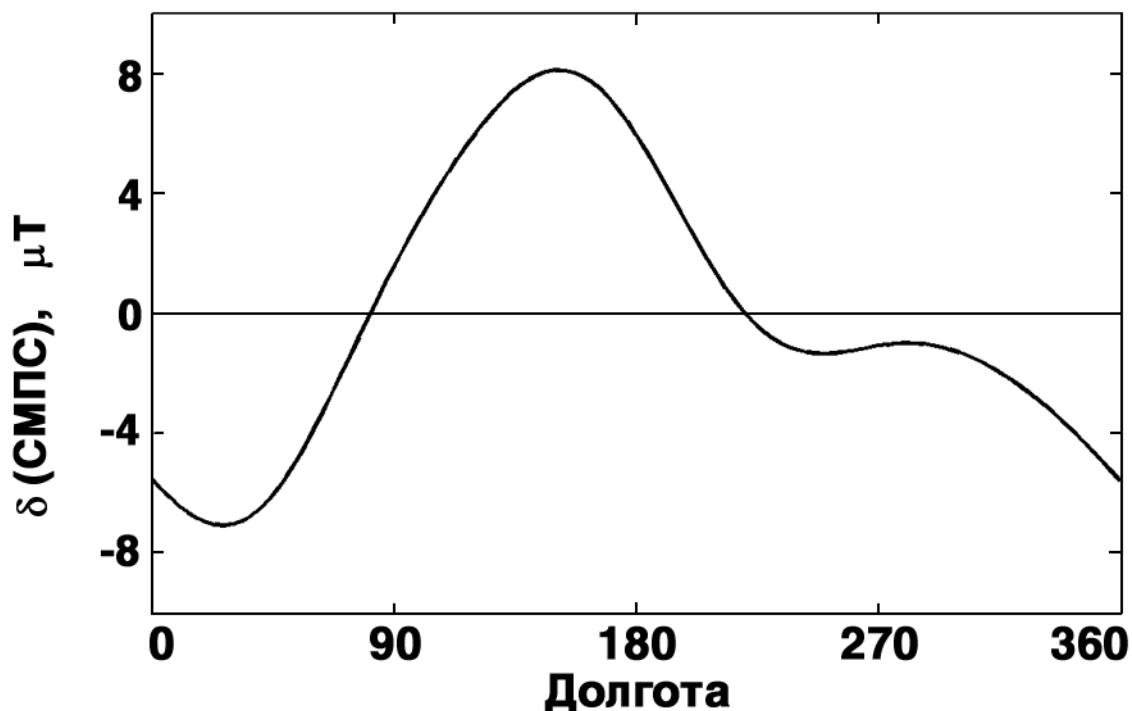
**Рис. 3.** Усредненные по циклам распределения магнитного поля в зависимости от кэррингтоновской долготы

Сплошной жирной линией показана структура крупномасштабного магнитного поля в цикле 22. Здесь доминирует двухсекторная структура поля, в которой отрицательная и положительная полярности центрированы на гелиодолготы  $37^\circ$  и  $240^\circ$ . Такая структура поля качественно согласуется с распределением доминирующих полярностей показанных на рис. 1 (б). При сравнении структуры крупномасштабного магнитного поля в циклах 21, 22 следует отметить, что при их различии положение главных максимумов положительной полярности изменилось сравнительно мало.

В этом смысле неожиданно выглядит структура крупномасштабного магнитного поля в цикле 23. Структура поля для первой половины текущего цикла почти противоположна структуре предыдущего цикла: отрицательная полярность центрирована на долготу  $277^\circ$ , а положительная на  $8^\circ$ . Характер зависимости от долготы в цикле 23 также качественно согласуется с распределением доминирующих полярностей на рис. 1 (в).

Несмотря на все различия в распределении крупномасштабного магнитного поля от цикла к циклу можно отметить, что наиболее важные

экстремумы для циклов 21-23 приходятся на интервалы долгот  $10^\circ - 40^\circ$ ,  $150^\circ - 180^\circ$  и  $240^\circ - 280^\circ$ . Напряженность магнитного поля этих крупномасштабных структур достигает  $20 \mu\text{T}$ .



**Рис. 4.** Усредненное распределение магнитного поля в зависимости от условной долготы в системе координат, вращающейся с периодом вращения лучистой зоны Солнца.

Согласно данным гелиосейсмологии частота вращения лучистой зоны Солнца составляет  $433 \text{ нГц}$  [21], что соответствует сидерическому периоду вращения  $26.7300$  суток. Для того, чтобы выяснить существуют ли устойчивые магнитные структуры на поверхности Солнца, связанные с твердотельно вращающейся лучистой зоной, был выполнен анализ отфильтрованной компоненты СМПС с разверткой  $28.8406$  суток, соответствующей синодическому периоду вращения лучистой зоны Солнца. На рис. 4 показано распределение магнитного поля в зависимости от условной долготы, усредненное за 1975-2001 гг. При этом нулевая условная долгота приходится на начало временного ряда СМПС 16 мая 1975 г и вращается с сидерическим периодом  $26.7300$  суток. В системе координат, связанной с лучистой зоной Солнца, хорошо выражена лишь дипольная компонента магнитного поля и ее напряженность не превышает  $8 \mu\text{T}$ . Сложное поведение крупномасштабных структур в кэррингтово-вской системе координат упрощается и выявляется компонента сигнала, характеризующая поведение магнитного поля на большей временной



шкале. Природа такой стабильной дипольной компоненты в суммарном распределении СМПС и других магнитных индексов Солнца, по-видимому, связана с магнитным полем реликтового происхождения, которое «вморожено» во внутренние области Солнца не охваченные конвекцией.

#### 4. Интерпретация результатов

На качественном уровне полученные результаты можно объяснить сложением осесимметричного циклически изменяющегося динамо-поля  $A0$ , неосесимметричных динамо-мод  $A1$ ,  $A2$  и стационарного реликтового поля. Последнее должно быть близким к типу симметрии  $S2$ . Вспомним, что в классификации типов симметрии глобального поля [22] буквами  $S$  и  $A$  обозначают симметричное и антисимметричное состояние относительно плоскости экватора, соответственно, а после буквы ставится азимутальное волновое число. Осесимметричная составляющая солнечного полоидального поля близка к симметрии  $A0$  [23], причем большую часть времени радиальная составляющая поля для одного полушария имеет противоположные знаки на низких и высоких широтах.

Динамо-поле  $A0$  и гипотетическое реликтовое поле  $S2$  на некоторой долготе будут совпадать по знаку в одном полушарии и иметь противоположные знаки в другом. В результате в одном полушарии суммарное поле будет усилено, а в противоположном - ослаблено. В следующем цикле динамо-поле изменит знак и область усиленного поля перейдет в противоположное полушарие. Приблизительно такую картину и показывают рис. 1 (а,б,в).

Необходимо, однако, признать слабость такой интерпретации заключающуюся в том, что расчеты реликтового поля [6] предсказывают для него тип симметрии  $S1$ , либо  $A1$ , но не  $S2$ . Возможно, эта трудность связана с использованием кэррингтоновского периода вращения при обработке данных. Для реликтового поля вмороженного в лучистую зону предпочтительным является период вращения этой зоны.

#### 5. Выводы

Изучены распределения доминирующих полярностей фотосферных магнитных полей для циклов активности 21, 22 и 23. В приэкваториальных областях Солнца обнаружены устойчивые структуры как с дипольным так и с квадрупольным распределением полярностей по гелиографической долготе. Распределение полярностей в северном и южном полушариях, как правило, противоположно по знаку и меняется от цикла к циклу на противоположное. Несмотря на чередование полярностей в циклах 21-23

наиболее устойчивые и мощные структуры приходится на антиподальные гелиографические долготы.

На основе метода вейвлет-деконволюции изучены усредненные по циклам распределения фоновых магнитных полей, оценены напряженности магнитного поля долгоживущих структур, суммарный вклад которых не превышает 20  $\mu\text{T}$ . Аналогичный анализ фотосферных магнитных полей в системе координат, связанной с лучистой зоной Солнца выявил устойчивую дипольную компоненту, напряженность которой составляет 8  $\mu\text{T}$ , эта величина и составляет верхний предел в оценке напряженности реликтового магнитного поля Солнца. На качественном уровне такое поведение можно объяснить наложением циклического динамо-поля, генерируемого в конвективной зоне, и стационарного реликтового магнитного поля, захваченного твердотельно вращающейся лучистой зоной.

Таким образом, включая реликтовое магнитное поле Солнца в схему действия динамо-механизма, можно качественно объяснить существование активных долгот и северо-южную асимметрию активности. Реликтовое поле может воздействовать двояко на магнитные поля в конвективной зоне. Во-первых, реликтовое поле само по себе создает постоянно действующие возмущения в конвективной зоне и оказывает воздействие на распределение мелкомасштабной активности. Кроме того, оно может оказывать управляющее воздействие на динамо-моды с азимутальными волновыми числами 1, 2, упорядочивая их по гелиографической долготе. Эти моды в свою очередь воздействуют на распределение активности в 11-летних циклах. В этом проявляется направляющее и организующее воздействие реликтового поля на магнитную активность Солнца на меньших масштабах. Иерархические магнитные структуры, складываясь с флуктуационными магнитными полями в конвективной зоне, проявляются в распределении различных проявлений активности видимой на поверхности Солнца на своих характерных пространственных и временных масштабах.

Авторы благодарны сотрудникам Стэнфордской обсерватории, проф. Ф. Шерреру за возможность работы с данными СМПС и синоптическими картами фотосферных магнитных полей, полученными по сети Интернет <http://quake.stanford.edu>. Авторы выражают благодарность участникам настоящей конференции, а также Д.В. Ерофееву за обсуждение работы и полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 02-02-16044 и INTAS-2001-0550.

## Литература

1. Cowling T.G. // MNRAS. 1945. V. 105. P. 166.
2. Sonett C.P. // Nature. 1983. V. 306. P. 670.
3. Levy E.H., Boyer D. // Astrophys. J. 1982. V. 254. L19.
4. Benevolenskaya E.E., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., Scherrer P.H. // Astrophys. J. 1999. V. 517. P. 163.
5. Mursula K., Usoskin I.G., Kovaltsov G.A. The solar cycle and terrestrial climate. Proc. 1st Solar & Space Weather Euroconference / ed. A. Wilson. 25-29 September 2000, Spain. P. 387.
6. Kitchatinov L.L. // Astron. Astrophys. 2001. V.374. P.250.
7. Пудовкин М.И., Беневоленская Е.Е. // Письма в Астрон. журн. 1982. Т.8. С. 506.
8. Гневышев М.Н., Оль А.И. // Астрон. журн. 1948. Т. 25. С. 18.
9. Mordvinov A.V., Kuklin G.V. // Solar Phys. 1999. V. 187. P. 223.
10. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. / Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. Москва, Наука, 1986.
11. Jetsu L., Pohjolainen S., Pelt J., Tuominen I. // Astron. Astrophys. 318, 293.
12. Мордвинов А.В., Виллсон Р. // Письма в Астрон. журн. 2001. Т. 27. С. 528.
13. Hoeksema J.T., Scherrer P.H., <http://quake.stanford.edu>
14. Scherrer P.H., Wilcox J.M., Kotov V.A., Severny A.B., Howard R. // Solar Phys. 1977. V. 52. P. 3.
15. Котов В.А., Северный А.Б. // Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968-1976 / Ред. Дубов Э.Е.: Междуведомств. геофиз. комитет АН СССР, 1983.
16. Grigoryev V.M., Demidov M.L. // Solar Phys. 1987. V. 114. P. 147.
17. Ruzmaikin, A. // Solar Phys. 1998. V. 181. P. 1.
18. Ruzmaikin, A. // Solar Phys. 2000. V. 192. P. 49.
19. Mordvinov A.V., Plyusnina L.A. // Solar Phys. 2000. V. 197. P. 1.
20. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. // Астрон. журн. 2001. Т.78. С. 753.
21. Schou J., Antia H.M., Basu S., et al. // Astrophys. J. 1998. V.505. P.390.
22. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. / Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984.
23. Stenflo J.O. // Astrophys. Space Sci. 1988. V.144. P.321.



## **VARIATIONS OF ALTITUDINAL PROFILES OF TEMPERATURE, PRESSURE, AND WIND VELOCITY DURING FORBUSH-DECREASES FOR HIGH-LATITUDE STATIONS**

**Morozova A.L., Denisov E.V., Arkhipov S.N., Pudovkin M.I.**  
*Institute of Physics, St.-Petersburg University, anita@geo.phys.spbu.ru*

### **Abstract**

The study presents results of analysis of altitudinal profile variations of atmospheric pressure, air temperature, and local wind velocity associated with Forbush-decreases of the galactic cosmic rays (GCR) intensity. The analysis is based on the data recorded at North-Atlantic high-latitude meteorological stations (Denmark, Greenland, Iceland, Faeroes, Jan Mayen) and shows that the effect strictly depends on location, predominant climate conditions as well as the weather conditions (cyclonic or anti-cyclonic) before the GCR events.

The influence of Forbush-decreases of the galactic cosmic rays (GCR) intensity on the atmospheric parameters (temperature, pressure, wind velocity etc.) in the low atmosphere has been studied before in some details (see e.g. Pudovkin et al. (1997), Stolov and Shapiro (1974)). It was shown that the effect is especially significant for high-latitude regions.

It was also shown that GCR and solar cosmic ray (SCR) events cause an appearance of cells with increased and decreased atmosphere pressure (Schuurmans, 1982). The existence of these cells could be explained by the influence of local climate features, such as predominant cyclonic or anti-cyclonic conditions, influence of ocean, orographic features etc. Therefore, a study of variations of meteorological parameters during GCR and SCR events for regions with unstable weather conditions (like the North-Atlantic region) is a matter of major interest.

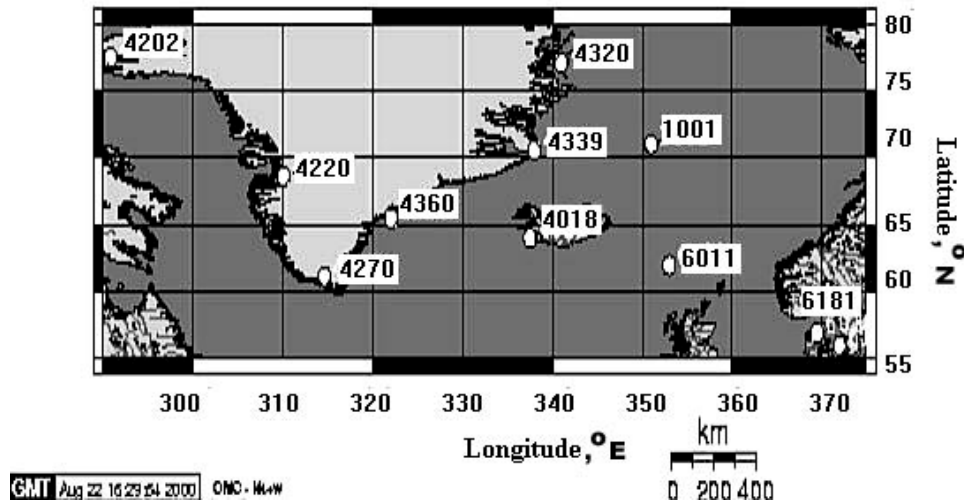
Our previous study of variations of meteorological parameters in the North-Atlantic region presented in Morozova et al. (2002b) allowed us to conclude that significant variations of height profiles of pressure happen during Forbush-decreases.

In this paper we extend this analysis on variations of temperature and wind velocity height profiles. We also study how the weather conditions before the GCR events affect the character of variations of the atmosphere parameters.

### **Analysis of experimental data**

To study the effect of solar activity on weather conditions in the North-Atlantic region we have used a dataset provided by the Danish Meteorological Institute (DMI). This dataset contains selected data from the database of

aerological soundings held at the DMI. These data include records of atmosphere pressure, temperature and wind velocity height profiles measured at local noon at ten meteorological stations situated in Iceland, Faeroes, Denmark, Jan Mayen and Greenland (see Figure 1).



**Figure 1.** The locations of the meteorological stations in the North-Atlantic region.

**Table.** List of the Forbush-decreases of GCR flux intensity used in the analysis

N	Dates of Forbush-decreases of GCR		
	Year	Month	Day
1	1978	January	03
2	1978	February	15
3	1978	November	12
4	1979	February	18
5	1981	November	12
6	1981	December	29
7	1982	December	10
8	1988	January	05
9	1991	November	01
10	1994	February	21

To study the variations of the meteorological parameters during Forbush-decreases we analyzed changes of height of some isobaric surfaces ( $p = 900, 700, 500$  and  $300$  mbar) as well as temperature and wind velocity at these pressure levels.

At first, height profiles of all meteorological parameters have been interpolated to a uniform pressure scale. Then for each of the stations we used

the superposed epoch method to calculate the average effect of Forbush-decrease on the height profiles of the meteorological parameters. The dates of Forbush-decreases in GCR fluxes with magnitude more than 2.5 % during winter seasons have been used as "key dates" (see list of events in Table). The only GCR events that are isolated from other by at least 5 days were taken into consideration. Because of some gaps in the meteorological data the number of analyzed events changes with stations (from 6 to 10 events).

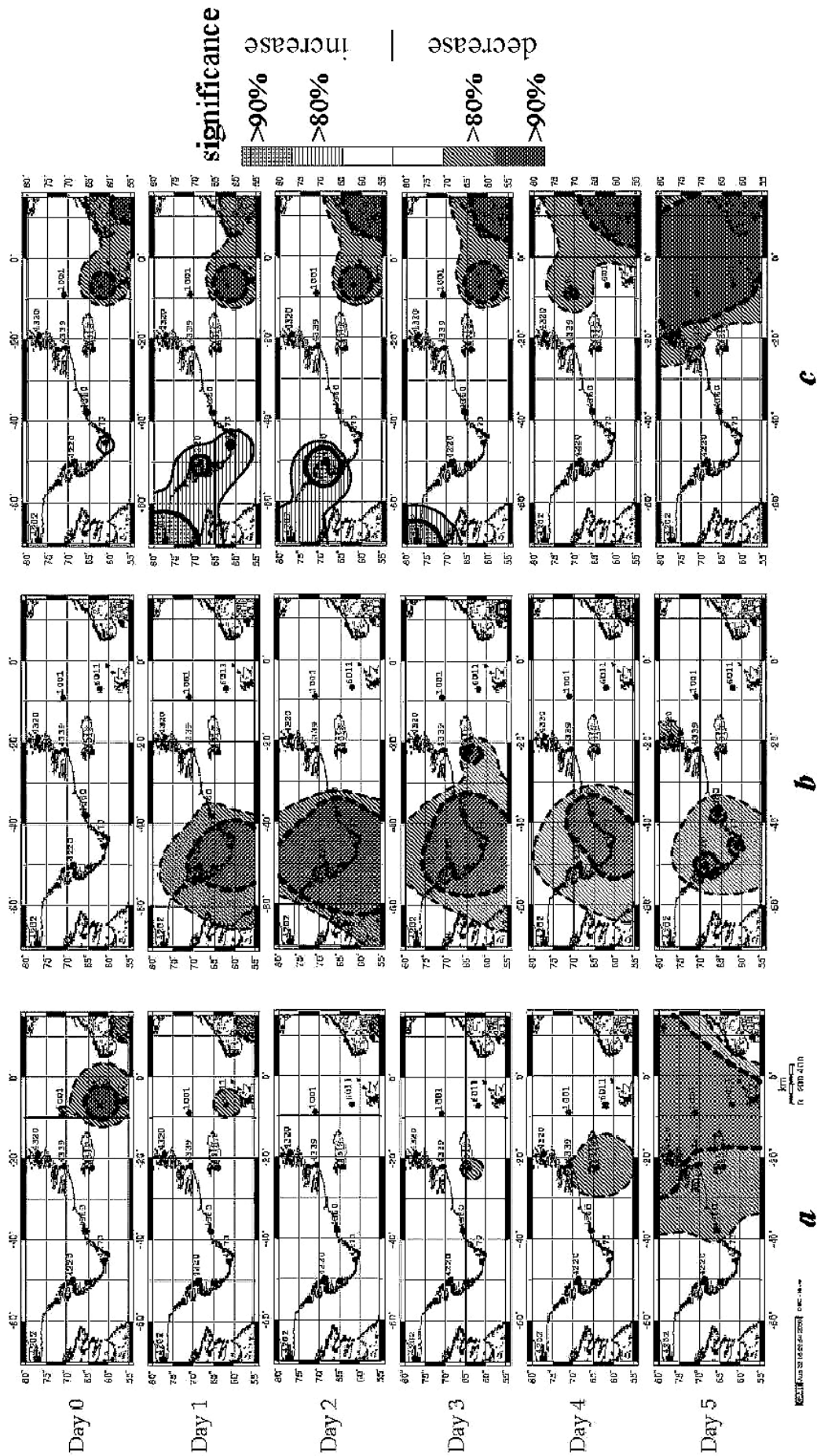
The results of this analysis are presented in Morozova et al. (2002a) as variations from mean values. In the paper it have been shown that the atmospheric parameters vary during at least the first 5 days after the events. In average, the GCR events are associated with a decrease of air pressure, temperature and wind velocity (excluding north-western and south-eastern parts of the North-Atlantic region).

To study the effect of initial weather conditions (weather condition before GCR events), which are the background for atmosphere parameter variations caused by cosmic ray events, we divided our "key dates" set in the two groups: *group 1* – the Forbush-decreases occurred with a "cyclonic" background (the events with low surface pressure on the Greenland coast) and *group 2* – the Forbush-decreases occurred with an "anti-cyclonic" background (the events with high surface pressure on the Greenland coast). The results of separate analysis of each group of GCR events show that the initial weather conditions dramatically define the character of the variations of the meteorological data:

— *group 1*. The air pressure, temperature and wind velocity increase in the eastern part and decrease in the western part of the region.

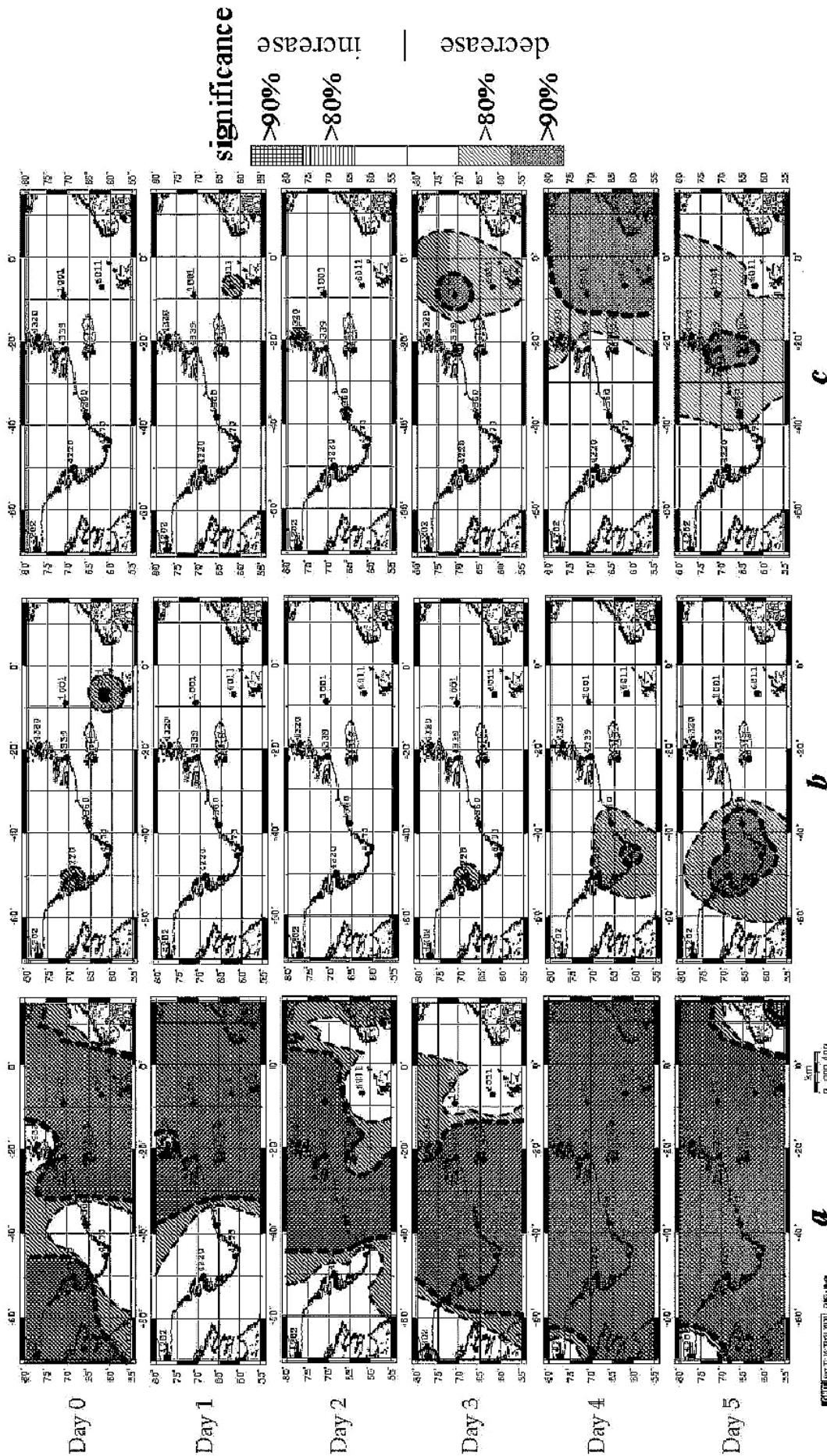
— *group 2*. On the contrary, the cosmic ray events of this group cause a decrease of air pressure, temperature and wind velocity in the eastern part and an increase of these parameters in the western part of the region.

To estimate a significance of the described above variations of the meteorological parameters we have used the Student criterion. Figures 2 – 4 show the results of the statistic analysis of the meteorological parameters. Figure 2 presents variations of height of isobaric surface  $p = 500$  mbar, Figures 3 – 4 show variations of air temperature and wind velocity at this pressure level. Data for all GCR events (both group together) are shown on Figures *a*, data for *group 1* are shown on Figures *b*, data for *group 2* are shown on Figures *c*. In these Figures the regions of decrease (or increase) of corresponding parameters with significance more than 80% are shadowed.

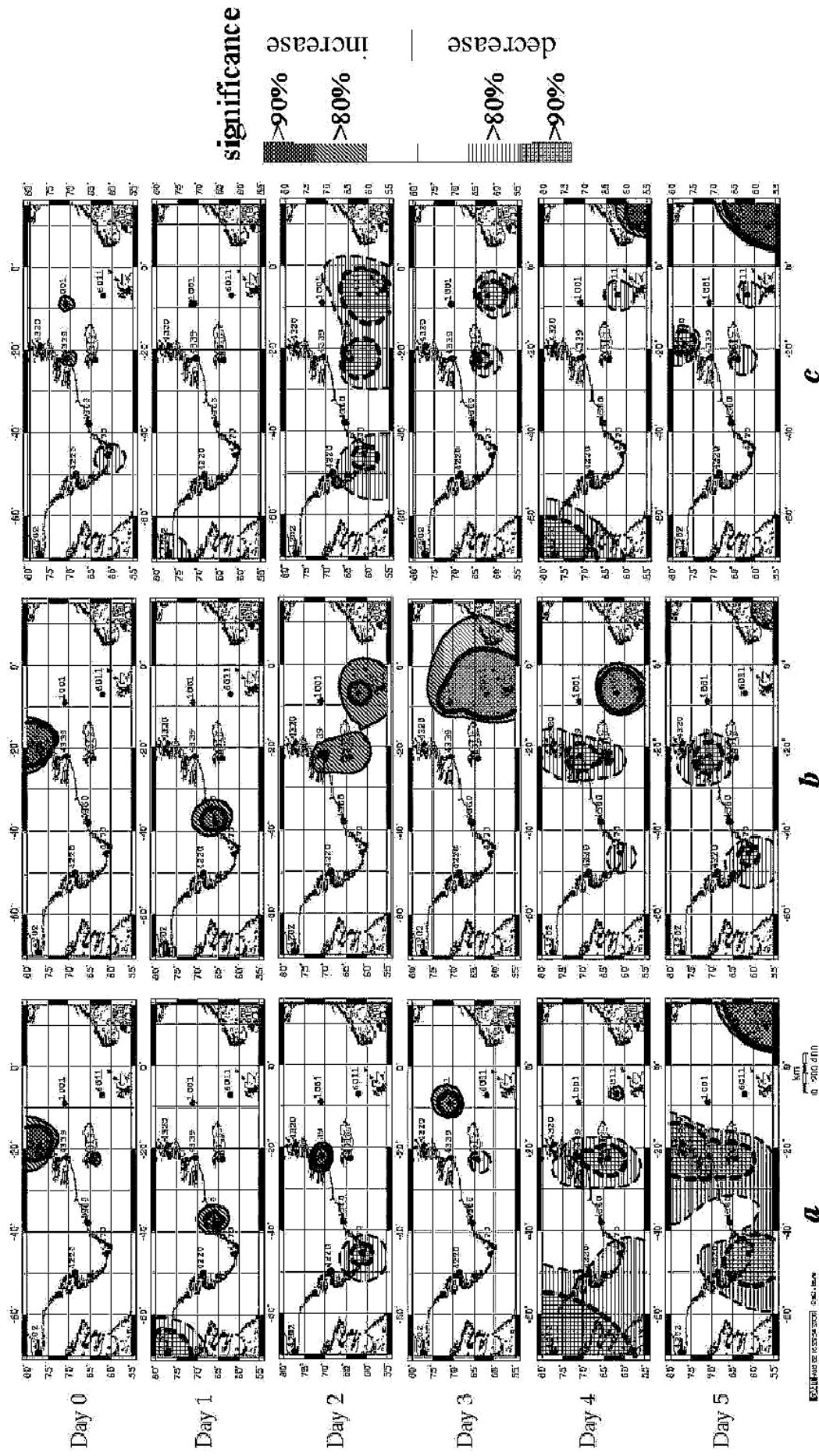


**Figure 2.** Regions of increase and decrease of the height of the isobaric surface  $p = 500$  mbar during 5 days after a GCR event with significance more than 80% and more than 90%: all events (a), group 1 (b), group 2 (c) – see text for comments.





**Figure 3.** Regions of increase and decrease of the atmosphere temperature at the isobaric surface  $p = 500$  mbar during 5 days after a GCR event with significance more than 80% and more than 90%: all events (a), group 1 (b), group 2 (c) – see text for comments.



**Figure 4.** Regions of increase and decrease of the wind velocity at the isobaric surface  $p = 500$  mbar during 5 days after a GCR event with significance more than 80% and more than 90%: all events (a), group 1 (b), group 2 (c) – see text for comments.

## Results

The statistic analysis of variations of meteorological parameters during Forbush-decreases for the North-Atlantic region has shown that the atmospheric parameters vary significantly at least for the first 5 days after the events. This effect depends on the geographical location of a given meteorological station as well as on the weather conditions (cyclonic or anti-cyclonic) before the GCR events.

In average all GCR events are associated with a decrease of air pressure and temperature. Wind velocity significantly decreases in the south-eastern part of the region (on the 5th day) and increases in the central and western part of the region (on the 2nd and the 4th - 5th days).

The separate analysis of both groups of GCR events shown that the character of the variations of the meteorological data depends on the initial weather conditions:

— *GCR events from group 1: events with "cyclonic" weather conditions (surface pressure falls).* The GCR events are associated with a significant decrease of air pressure and temperature in the western part of the region. Wind velocity decreases in the eastern part of the region (on the 2nd - 4th days).

— *GCR events from group 2: events with "anti-cyclonic" weather conditions (surface pressure rises).* The events are associated with a significant decrease of air pressure and temperature in the eastern part of the region, and a slight increase of air pressure in the western part of the region on the 1st-3rd days. Wind velocity decreases in the most eastern part of the region and increases in the central and western part of the region.

These data show that the influence of GCR events on meteorological parameters in the North-Atlantic region is a stabilization of weather conditions that taken place before Forbush-decreases. During GCR events started at period of low surface pressure measured on the Greenland coast (*group 1*) the further decrease of atmosphere pressure takes place (see Figure 1b). Contrary, during GCR events started at period of high surface pressure on the Greenland coast (*group 2*) the further increase of atmosphere pressure takes place (see Figure 1c).

Some uncertainty in the variations of wind velocity could be explained by a fact that we have analyzed only the absolute value of the wind velocity and had not considered the wind direction, whereas it is well know that the wind direction seriously changes during Forbush-decreases of the GCR intensity (see e.g. Pudovkin and Babushkina, 1992; Pudovkin and Veretenenko, 1996). Due to considerable difficulties of statistical treatment of vector variables the analysis of wind direction requires an additional study.

## Acknowledgement

The Danish Meteorological Institute is gratefully acknowledged for the supplied meteorological data. Authors are deeply grateful to Dr. P. Thejll (DMI)

for stimulating discussion. This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, grant No 00-15-98555.

### References

Morozova A.L., E.V. Denisov, S.N. Arkhipov, M.I. Pudovkin (2002a) Variations of height distribution of temperature, pressure, and wind velocity during Forbush-decreases, *Proceedings of the 4th International Conference "Problems of Geocosmos"*, St.Petersburg, 2002, p. 257.

Morozova, A.L., M.I. Pudovkin, P.Thejll (2002b) Atmosphere pressure variations during SPE and Forbush-decreases, *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, in press.

Pudovkin M.I., Babushkina S.V. (1992) Influence of the solar flares and disturbances of the interplanetary medium on the atmospheric circulation, *JATPh*, **54**, 7/8, p. 841.

Pudovkin M.I., Veretenenko S.V. (1996) Variations of the cosmic rays as one of the possible links between the solar activity and lower atmosphere, *Adv. Space Res.*, **17**, 11, p. (11)161.

Pudovkin, M.I., S.V. Veretenenko, R. Pellinen, E. Kyro (1997) Meteorological characteristic changes in the high-latitude atmosphere associated with Forbush-decreases of the galactic cosmic rays, *Adv. Space Res.*, **20**, 6, 1169.

Schuurmans C. J. E. (1982) Effects of solar flares on the atmosphere circulation. *In: Solar-Terrestrial influence on weather and climate. Russian translation*, Moscow, Mir, p. 129.

Stolov, H.L., R. Shapiro (1974) Investigation of the response of the general circulation at 700 mbar to solar geomagnetic disturbance, *JGR*, **79**, 15, 2161.

## **ОБ «ИСТОРИИ» СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА БОЛЬШОЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ**

**Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург; nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

The multi-scale approach to study of the “History” of Solar Activity in the Past is proposed. Based on the available data the investigation of solar activity process for four time scales 100, 1000, 10000 and  $10^8$  years is offered. Some new facts of “the history of the Sun” are discussed.

В последнее время в связи с фиксируемыми сильными изменениями земного климата широко дискутируется вопрос об относительной роли в этих изменениях техногенных и солнечно-обусловленных факторов. Исследования же солнечно-земных связей на этот предмет как необходимый атрибут должны содержать достоверные и разнообразные сведения о различных характеристиках солнечной активности (СА) за большой промежуток времени. В этой работе мы остановимся на некоторых аспектах нашего подхода к изучению долгопериодного поведения СА – создания удовлетворительной базы данных о ее «Истории».

Специфика наших знаний об истории какого-либо природного процесса такова, что чем далее мы углубляемся в прошлое, тем меньшим объемом фактических данных мы располагаем – происходит естественное рассеяние (потеря) информации. Поэтому, если изучаемый процесс обладает развитой частотной структурой, на первый взгляд кажется, что мы обречены на худшее описание более длинных вариаций по сравнению с короткими. Однако, с другой стороны, для описания длинных вариаций априори и требуется меньше информации, чем для коротких. Хорошей аналогией для понимания этого является практика вейвлет (или какого-либо подобного)-преобразования: при увеличении масштаба вейвлета в 2 раза требуемая плотность измерений изучаемого ряда может быть в 2 раза меньшей. Таким образом, для принципиального описания процесса для всего набора временных шкал мы можем использовать различные по качеству ряды: более детальные и качественные для малых масштабов, более грубые – для больших. Подобная "логарифмическая логика" и определяет основу нашего подхода к задаче адекватного описания солнечной активности: мы изучаем этот процесс на нескольких временных

шкалах отдельно, предъявляя – исходя из имеющихся в нашем распоряжении данных – различные требования к качеству используемых рядов для разных шкал. Условно такой подход мы будем называть "мультимасштабным". Всего в наше рассмотрение включены четыре временных интервала-шкалы.

1. Шкала от  $10^2$  до нескольких сотен лет (обозначим ее SC+2). Этот временной интервал, начиная с середины XIX века, обеспечен в той или иной степени регулярными наблюдениями Солнца (а также физических характеристик Земли и ее атмосферы). Требование, которое мы предъявляем к наблюдательным данным - их адекватность и максимальная комплексность в смысле физического описания процесса. Временные ряды должны быть максимально продолжительными, однородными и регулярными.

2. Шкала  $\sim 10^3$  лет (SC+3). На этом временном интервале мы не можем рассчитывать на регулярные данные физически осмысленных индексов. Однако, для него имеется набор различных косвенных данных, и их аккуратное взаимное использование, вероятно, поможет как составить представление о временном ходе основной (пятенной - низкоширотной) компоненты СА, так и определить надежность этого представления. Эта временная шкала имеет фундаментальный интерес для понимания физики солнечной активности, поскольку на ней мы имеем возможность изучения экстремальных проявлений СА таких, как Маундеровский минимум, максимум Позднего средневековья и им подобных.

3. Шкала  $\sim 10^4$  лет (SC+4). Для этого временного интервала мы располагаем лишь т.н. "декадным" рядом Стюйвера концентрации радиоуглерода, косвенно отражающим ход солнечной активности через процесс модуляции солнечным магнитным полем потока галактических космических лучей (возможное использование длинных рядов бериллия-10 пока под вопросом). Однако, если мы научимся "правилам игры" радиоуглерода на шкале SC+3, мы и здесь сможем составить определенные суждения о поведении СА на временах порядка 10000 лет. Данный интервал для нас важен постольку, поскольку для него мы имеем дело с временами порядка продолжительности Голоцена, т.е. характерных крупных изменений земного климата.

4. Еще одна шкала нашего рассмотрения –  $10^8$  лет (SC+8). Этот временной интервал лишь гипотетически обеспечен данными о СА. Здесь речь будет идти о ряде толщин варв формации Элатина (см. ниже), и одна из конкретных задач – подтверждение (или опровержение) гипотезы о солнечном происхождении вариаций параметров рассматриваемых слоев. Если гипотеза подтвердится, мы сможем представить сверхдолгопериодические изменения СА.

По поводу общей стратегии здесь следует сделать замечание: кроме рассматриваемых шкал SC+2, SC+3, SC+4 и SC+8, для достаточно полного

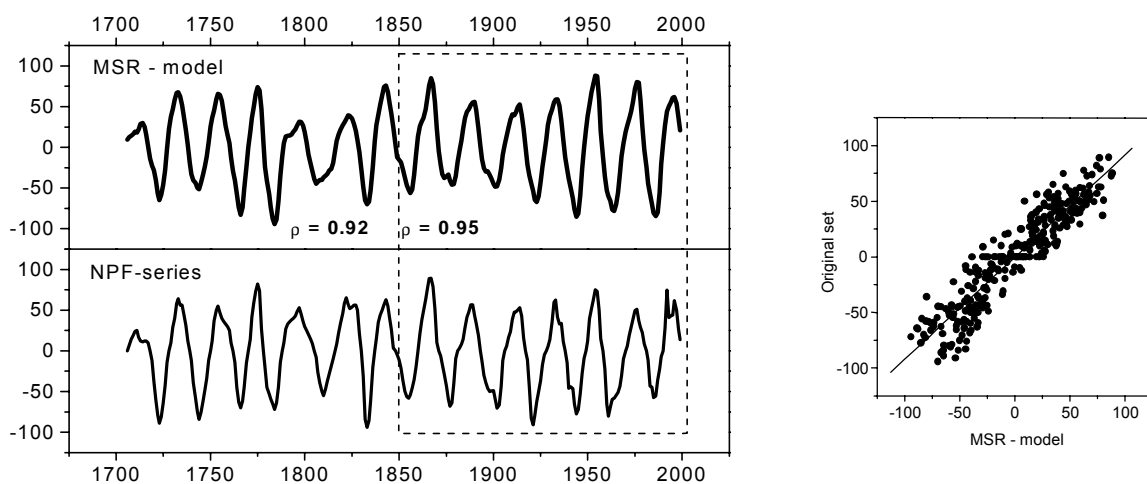
описания СА требовалось бы рассмотреть и другие шкалы. Например, шкала SC+1 (т.е. ~10 лет) прекрасно обеспечена данными наблюдений (включая данные SOHO, TRACE и пр.), а для шкал SC 0 и SC-1 (т.е. порядка 1 года и 1-2 месяцев) имеются серии даже еще более уникальных наблюдений. Но переход к таким короткопериодным шкалам уже качественно повышает требования к наблюдательному материалу и резко расширяет его объем, поэтому мы ограничиваемся рассмотрением главным образом долгопериодной динамики СА, т.е. масштабом  $> 100$  лет.

Рассмотрим теперь некоторые уже имеющиеся у нас данные о поведении СА на разных шкалах, не претендуя, впрочем, на полноту изложения.

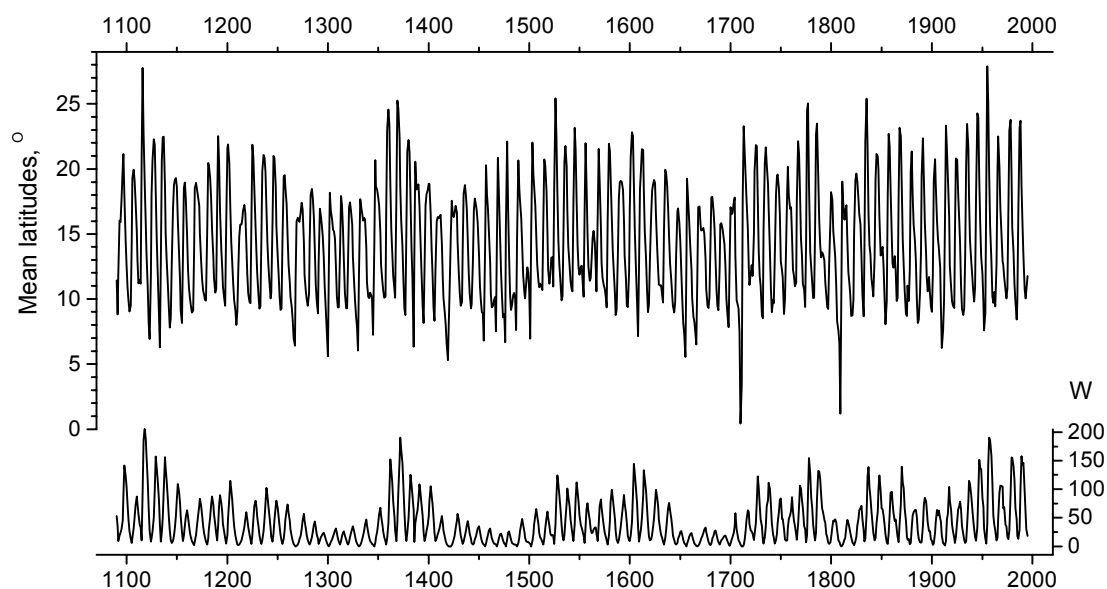
Шкала SC+2. Архивы, описывающие СА на этой шкале, состоят из данных о СА, полученных из непосредственных наблюдений Солнца. Эти данные представляют, вообще говоря, различные пространственные компоненты солнечного магнитного поля, и поэтому достаточно комплексно описывают его эволюцию. Именно на них основаны разнообразные «законы» и «правила» солнечной активности: Швабе-Вольфа, Шперера, Гневешева-Оля, Вебера и т.п. В последнее время предприняты попытки продления рядов индексов солнечной активности на более протяженные промежутки времени (до 150-200 лет), что необходимо как для проверки наших представлений о ней, так и для обобщений этих представлений. Упомянем в этой связи наши реконструкции рядов чисел полярных факелов, суммарных площадей пятен, средних широт пятен, индексов N-S асимметрии полушарий Солнца, а также ряды ярких K-CaII-точек и  $H_{\alpha}$ -карт крупномасштабного магнитного поля Солнца В.И.Макарова и А.Г.Тлатова.

Шкала SC+3. Эта шкала в каком-то смысле является ключевой в нашем рассмотрении. Одна из главных задач, которую мы перед собой ставим, это расширение описанных выше данных SC+2 на ее характерные времена, т.е. на 300-1000 лет.

Один из таких путей – путь построения математических моделей. В [1] мы предложили нелинейную «дуффинговскую» модель солнечной цикличности и привели версию ряда чисел Вольфа, начиная с 11 века н.э. В [2] была предложена аналогичная модель для ряда чисел полярных факелов, начиная с 1700 года. На рис.1 приведены последние результаты моделирования знакопеременного ряда чисел полярных факелов методом MSR [3]. На рис.2 показан модельный ряд средних широт пятен, полученный тем же методом.



**Рис.1.** Знакопеременный ряд NPF и его MSR-модель. Пунктир – опорный интервал построения модельных соотношений.

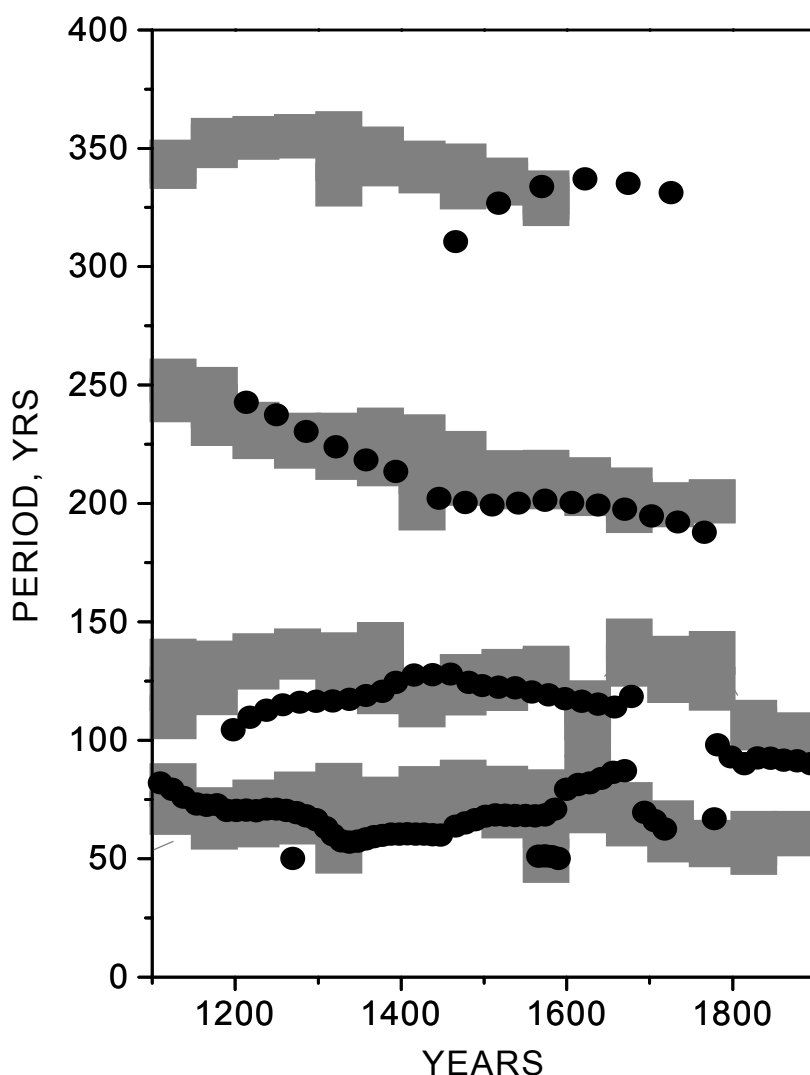


**Рис.2.** MSR-модель ряда среднегодовых широт пятен (сверху) и «дуффинговская» модель ряда чисел Вольфа (снизу).

Второй путь описания СА на шкале SC+3 – обобщение разного рода косвенных данных. Заметим, что если ранее авторы использовали для восстановления хода солнечной активности в прошлом отдельные избранные источники данных о ней (углерод-14, бериллий-10, полярные сияния, пятна, замеченные невооруженным глазом и т.п.), то мы полагаем, что только синтез этих разнородных данных может обеспечить достоверность проводимых реконструкций. Иллюстрацией нашего оптимизма в этом плане может служить рис.3, на котором серым цветом изображены сведенные вместе данные о вариациях периодов длинных



циклов (от 70 до 350 лет) солнечной активности, полученные на основе применения вейвлет-преобразования (Морле-6) к радиоуглеродному ряду Стюйвера, ряду полярных сияний Крживского, нашему ряду пятен, видимых невооруженным глазом и нелинейной модели [1]. Заметим, что черными кружками отмечены изменения соответствующих периодов для ряда глобальной температуры Земли (Манн), и, поскольку сходство поведения солнечных и температурного показателей весьма заметно, данный рисунок подкрепляет нашу веру об обусловленности климатических изменений солнечной активностью (по крайней мере, на больших временах).

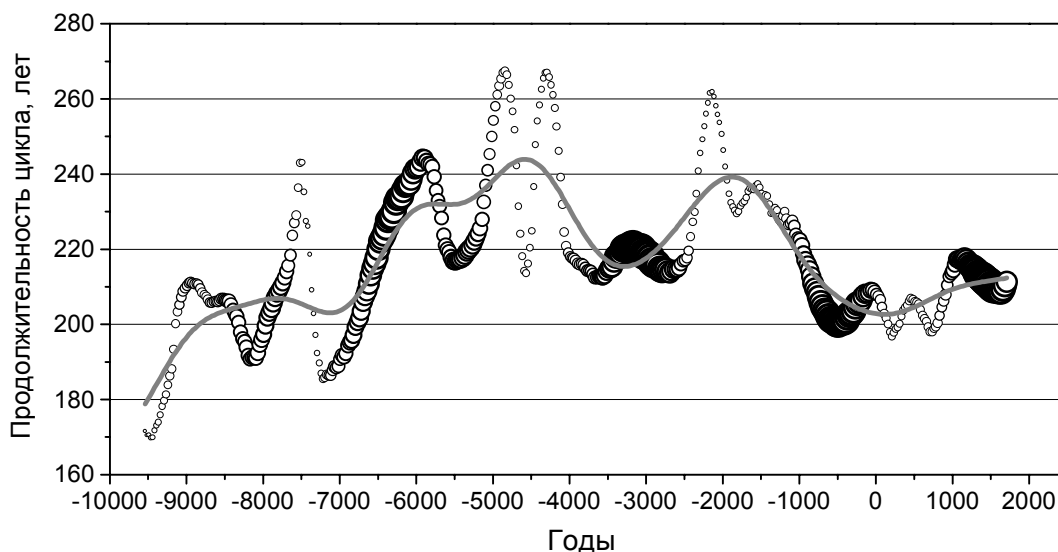


**Рис.3.** Изменения периодов длительных циклов солнечной активности (серые области) и глобальной земной температуры по Манну (черные кружки).

Шкала SC+4. На этой временной шкале, как уже указывалось, мы располагаем, главным образом, «декадным» рядом Стюйвера. Этот ряд (и

его предшественник – ряд с 20-летней разрядкой) неоднократно исследовался. Наши исследования направлены, прежде всего, на изучение нестационарной (и нелинейной) динамики этого ряда, отражающей нестационарные свойства СА.

Так, на рис.4. приведен ход изменения продолжительности «200-летнего» цикла солнечной активности, полученный с помощью вейвлет-преобразования. Видно, что «стандартная» продолжительность этого цикла, встречающаяся в целом ряде работ по радиоуглероду, – 200-210 лет – на самом деле сильно варьирует на временах SC+4 и составляет от 180 до 260 лет.



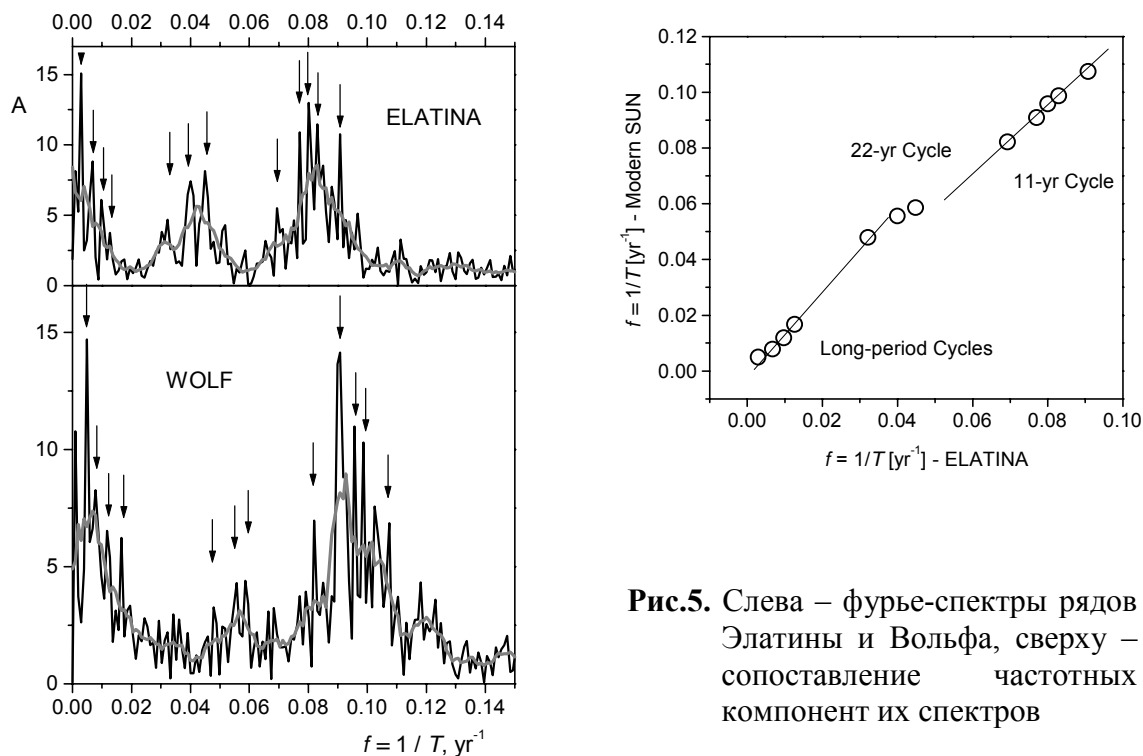
**Рис.4.** Продолжительность «200-летнего» цикла солнечной активности за последние 12000 лет (диаметры кружков пропорциональны текущим амплитудам циклов).

Шкала SC+8. Около 20 лет назад в литературе широко дискутировался вопрос о солнечной (или не-солнечной) обусловленности толщин варв поздне-докембрийской (возраст – почти 700 млн. лет) формации Элатина в Австралии по данным Вильямса. Сам автор опубликованных рядов в конце концов склонился к гипотезе о приливном механизме вариаций размеров слойков. Однако, как нам представляется, окончательно точки над «и» в этом вопросе не расставлены. Обратим внимание на сходство фурье-спектров Элатины и нашей версии 900-летнего ряда чисел Вольфа – рис.5.

Как мы видим, сходство спектров весьма высокое, причем частоты отдельных периодических компонент у Элатины и чисел Вольфа связаны преобразованием  $f_{Wolf} = kf_{Elatina}$ , таким что коэффициент пропорциональности универсален, хотя и различается для коротких (~ 11 лет) и длинных (>100 лет) циклов. Заметим, что это различие согласуется с нашим заключением о существовании на Солнце двух физически

разделенных нелинейных колебательных систем, отвечающих соответственно за короткие и длинные циклы [1].

Для дальнейшей проверки гипотезы о солнечном происхождении природного архива Элатины мы предполагаем использовать более развитые методы анализа, чем гармонический анализ.



**Рис.5.** Слева – фурье-спектры рядов Элатины и Вольфа, сверху – сопоставление частотных компонент их спектров

Таким образом, в этой работе мы предложили «мультимасштабный» подход к исследованию «истории» солнечной активности и отметили некоторые новые факты этой истории.

Работа выполнена при поддержке грантов ИНТАС 00-0752, 01-0550, 00-543 (частично), «Астрономия» № 1105 Минпромнауки РФ, РФФИ 01-07-90289 (частично) и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии».

## Литература

1. Наговицын Ю.А. Нелинейная математическая модель процесса солнечной цикличности и возможности для реконструкции активности в прошлом – Письма в астрон. журн. Т.23. № 11. 1997.
2. Наговицын Ю.А. Солнечная цикличность на большой временной шкале. // Труды конференции «Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты». Пулковое. СПб. 1998.

3. Наговицын Ю.А. О связи индекса геомагнитной активности  $aa$  с характеристиками солнечной активности (метод кратномасштабных регрессий) – этот сборник.

## **О СВЯЗИ ИНДЕКСА ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ *aa* С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (МЕТОД КРАТНОМАСШТАБНЫХ РЕГРЕССИЙ)**

**Наговицын Ю.А.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

For the processing of experimental time sets, characterized by the variable interconnections on the different time scales, new Multi-Scale Regression (MSR-) method is offered. The method is based on the constructing of the multivariate regression models in the wavelet-coefficient space, and the realization of the inverse wavelet-transform, finally. Two mathematical models of the time variations of *aa-index* beginning from 1868 and 1821 respectively, provided by a correlation coefficient  $\sim 0.9$  are constructed.

К настоящему времени выпущено много работ, в которых авторы из тех или иных соображений пытаются построить модель временного поведения индекса геомагнитной активности *aa*. Заметим, что эта задача является типичной среди других в рамках проблемы солнечно-земных связей, и тот факт, что ее удовлетворительного решения до сих пор не предложено (исследователи в лучшем случае приходят к модельным коэффициентам корреляции 0.7 или чуть выше), говорит о том, что необходимы новые подходы к решению.

На наш взгляд, в этой задаче, как и в ряде других, имеющих отношение к поискам соотношений между параметрами различных природных процессов, необходимо учитывать возможность дифференциального характера связей на различных характерных временных масштабах развития этих процессов. Для иллюстрации такого вывода достаточно вспомнить, например, то обстоятельство, что хотя индексы чисел Вольфа *W* и суммарных площадей пятен *A* описывают одну и ту же компоненту глобального магнитного поля Солнца, вековой цикл на фоне 11-летнего выражен в числах Вольфа слабее; поэтому, вообще говоря, регрессии *W vs A* для этих циклов должны быть разными. Другой пример: вариации концентрации радиоуглерода  $^{14}C$  в кольцах деревьев, вызванные модуляцией солнечным магнитным полем потока галактических космических лучей. Мы знаем, что вековые циклы дают больший вклад в вариацию  $^{14}C$ , чем 11-летние, а 200-летние – больший, чем вековые, и попытки получения универсального соотношения  $W = f(^{14}C)$  не приносят удовлетворительного результата.

Ниже мы предлагаем метод, который условно может быть назван методом кратномасштабных регрессий (Multi-Scale Regressions - MSR), позволяющий выявлять и учитывать возможные связи между временными рядами, корреляция между которыми различна для разных временных шкал. Метод основан на построении многомерных регрессионных моделей в пространстве вейвлет-коэффициентов рядов с последующим обратным вейвлет-преобразованием.

Вейвлет-преобразование исходного ряда  $f(t)$

$$[Wf](a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt \quad (1)$$

позволяет разложить его по базису, сформированному из ортогональных растяжений и сдвигов базового вейвлета – функции, локализованной во времени и частоте одновременно. Набор значений  $a = 2^q, q = 1, 2, \dots, p$  позволяет «расщепить»  $f(t)$  на  $p$  компонент, представляющих различные масштабы, с покрытием всей частотной области. Предположим, что мы хотим рассмотреть связь поведения функции  $Y(t)$  с некоторым набором функций  $X_i(t), i = 1, 2, \dots, m$ . Согласно идее метода MSR, мы выполняем вейвлет-преобразование всех этих функций (1) и рассматриваем для каждого из масштабов (компонент вейвлет-преобразования) МНК-приближения возможных функциональных соотношений

$$[WY](2^q, t) = F([WX_1](2^q, t), [WX_2](2^q, t), \dots, [WX_m](2^q, t)), \quad (2)$$

например, в этой работе, – в виде многомерной регрессионной модели:

$$[WY](2^q, t) = c_0^q + c_1^q [WX_1](2^q, t) + c_2^q [WX_2](2^q, t) + \dots + c_m^q [WX_m](2^q, t). \quad (3)$$

После нахождения МНК-приближений  $[WY]^*(2^q, t), q = 1, 2, \dots, p$ , мы можем выполнить обратное вейвлет-преобразование, получив тем самым представление хода  $Y(t)$  с помощью «факторов»  $X_i(t)$ , дающих, вообще говоря, разный вклад в регрессию для различных масштабов. Правила построения многомерных регрессионных моделей позволяют оценивать различия этого вклада, и мы можем говорить о достоверности обусловленности вариаций  $Y(t)$  масштаба  $2^q$  вариациями  $X_i(t)$ . Коэффициент корреляции между полученным рядом  $Y^*(t)$  и исходным  $Y(t)$  будет свидетельствовать об успехе (или его отсутствии) в процедуре аппроксимации.

В этой работе мы рассмотрели связь временных изменений *aa*-индекса с изменениями шести различных индексов солнечной активности в русле предложенного подхода. Использовалась база продленных в прошлое среднегодовых значений индексов, созданная автором ранее. Рассматривалось следующее: суммарные площади пятен *S* (более точно, в этой работе мы применили индекс, определяемый как корень квадратный из суммарной площади пятен), средние широты зоны пятнообразования *F*, числа полярных факелов *P*, а также значения северо-южной асимметрии для *S*, *F*, *P* – *QS*, *QF* и *QP*, так что  $QX = (X_N - X_S) / (X_N + X_S)$ . Из рядов вычитались средние значения, они нормировались к своим стандартам, с помощью МНАТ-вейвлета производилось преобразование (1) и, далее, по МНК строились регрессионные модели (3). В таблице приведены полученные значения параметров  $t_i = c_i^q / \sigma c_i^q$  ( $\sigma c_i^q$  – МНК оценка средней ошибки), обычно используемых в регрессионном анализе для оценки достоверности вклада различных факторов в суммарную корреляцию (обеспеченности отклонения параметра от нуля). Жирным шрифтом помечены выявленные таким образом наиболее существенные корреляции, обеспеченные не менее, чем утроенным значением средней ошибки оценки параметра.

**Таблица**

Шкала, годы	Площади пятен <i>S</i>	Ср. широты пятен <i>F</i>	Числа полярных факелов <i>P</i>	N-S асимметрия:		
				<i>QS</i>	<i>QF</i>	<i>QP</i>
2.5	<b>4.4</b>	-1.6	0.1	0	0.8	1.8
5	<b>6.6</b>	<b>-5.7</b>	0.9	0	-0.3	1.9
10	<b>5.2</b>	<b>-5.2</b>	0.7	0.1	-0.2	2.5
20	<b>5.0</b>	0.7	1.5	<b>-4.3</b>	1.5	-0.3
40	<b>5.9</b>	-1.4	0.6	-0.6	0.7	0.9
80	<b>29.3</b>	<b>-3.0</b>	<b>4.9</b>	<b>5.9</b>	-1.3	1.7
Тренд	<b>4.0</b>	-0.6	0.2	1.3	-0.4	0.6

Проведенные вычисления позволяют сделать следующие выводы:

а). Наибольшую корреляцию с *aa*-индексом в целом показывают суммарные площади пятен, однако регрессионные коэффициенты оказались различными для разных временных шкал.

б). Для временной шкалы 11-летнего цикла значимый вклад в дисперсию вносят также средние широты пятен, причем коэффициент

регрессии имеет знак минус, так что в соответствии с разумными соображениями меньшим широтам зоны пятнообразования соответствуют большие значения  $aa$ . Для 22-летнего цикла значимыми являются вариации индексов S и QS.

в). Для временной шкалы векового цикла значимый вклад в корреляцию дают индексы S, F, P и QS, так что вековой цикл носит универсальный характер для различных компонент солнечного магнитного поля.

г). Индексы N-S асимметрии QF и QP не участвуют в формировании вариаций  $aa$ -индекса ни на одном из временных масштабов.

Далее, с использованием полученных оценок  $c_i^q$ , выполняя обратное вейвлет-преобразование, как описано выше, мы построили собственно кратномасштабную многомерную регрессионную модель временного поведения  $aa$ -индекса (см. рис.1), которая позволила представить его ход на временном интервале 1868-1985 гг. через рассмотренные солнечные индексы с весьма высоким коэффициентом корреляции  $\rho = 0.90$  (см. рис.2).

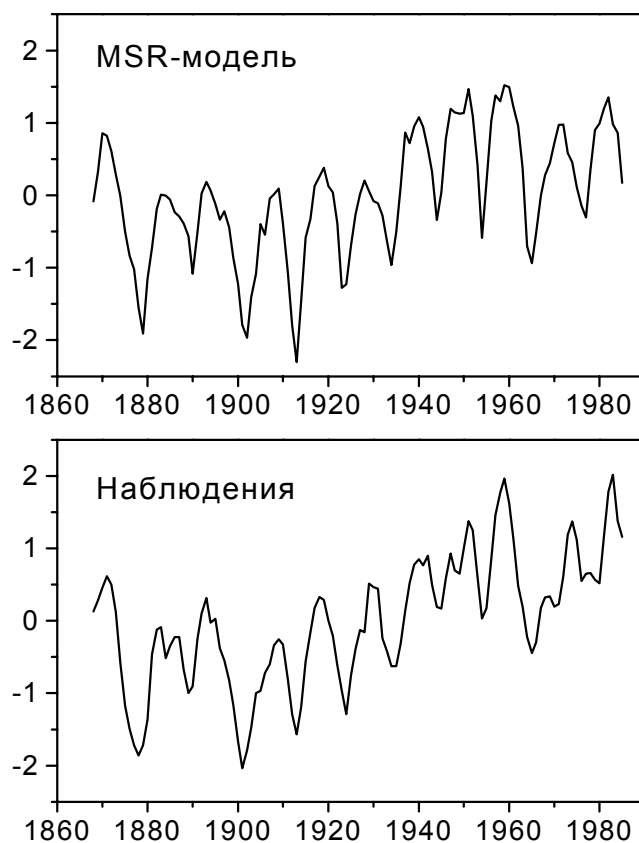


Рис.1.



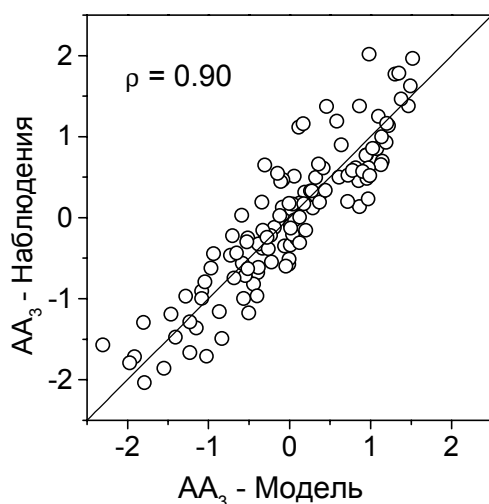


Рис.2.

Кроме того, для получения оценки хода *aa*-индекса на большем временном интервале мы построили методом MSR также «облегченную» модель, основанную на рядах  $S(t)$  (квадратного корня из суммарной площади пятен) и его первой производной  $\dot{S}(t)$ . Эта модель, обеспечивающая описание вариаций сглаженных за три точки среднегодовых значений *aa*-индекса с коэффициентом корреляции 0.87, позволила составить эпигноз его поведения, начиная с 1821 года (см.рис.3).

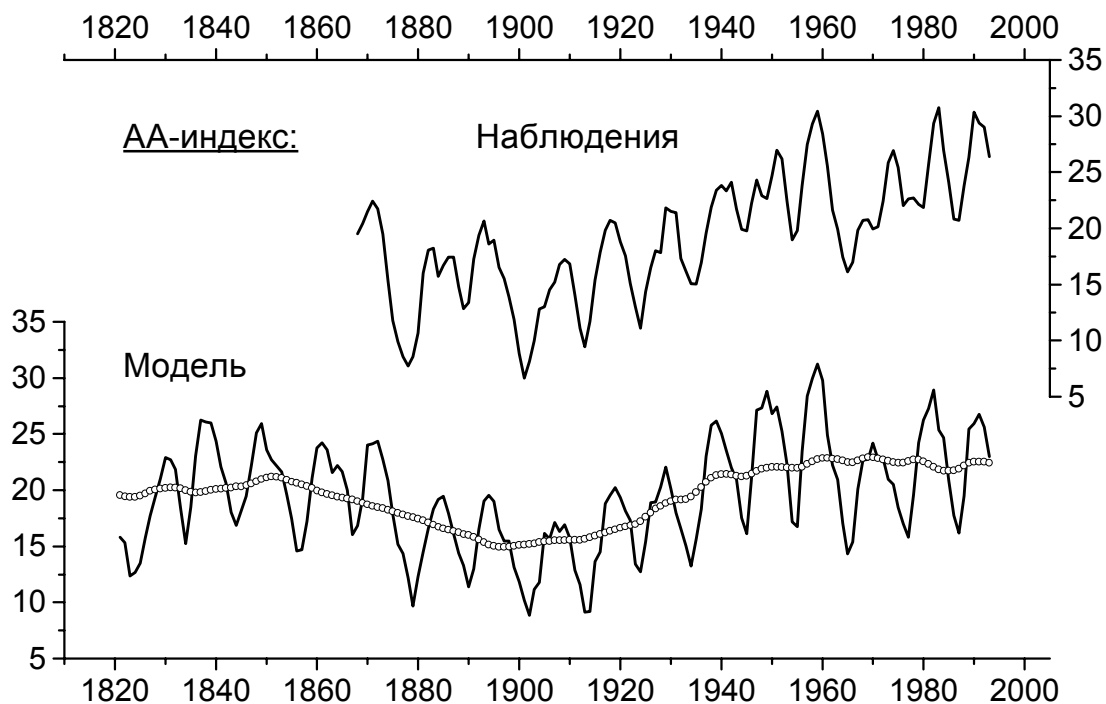


Рис.3.

Из рис.3 видно, что на больших временах *aa*-индекс испытывает вековую вариацию циклического типа, так что максимальные его значения в середине 19-го века сравнимы со значениями в середине-конце 20-го века. Говорить о каком-то экстраординарном его увеличении в последнее время, если опираться на данные построенной MSR – модели, не приходится.

Таким образом, в этой работе мы предложили подход к изучению связей между параметрами различных природных процессов, взаимодействие которых имеет дифференциальный характер на различных масштабах времени. Предложенный метод кратномасштабных регрессий позволяет корректировать эту дифференциальность и, как представляется, может быть весьма полезен как в гелиофизике, так и в физике солнечно-земных связей.

Работа выполнена при поддержке грантов ИНТАС 00-0752, 01-0550, Минпромнауки РФ и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии».

## МЕТОД КРАТНОМАСШТАБНЫХ РЕГРЕССИЙ: РАДИОУГЛЕРОД И ЧИСЛА ВОЛЬФА В ПРОШЛОМ

Наговицын Ю.А., Иванова К.Г.

Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург

E-mail: nag@gao.spb.ru

### Abstract

Non-linear version of multiple scale regressions method is applied to task of reconstruction of solar activity behavior in the past. Models of time variations of yearly mean Wolf numbers from 1510 and the decade Wolf numbers from 2000 BC are obtained on the basis of radiocarbon concentration series. The latter model provides sufficiently high correlation coefficient 0.8.

Для представления о ходе солнечной активности в прошлом, до начала телескопических наблюдений, мы вынуждены использовать косвенные источники данных. Эти источники представлены, в частности, данными по концентрации космогенных изотопов в природных архивах. Однако концентрация космогенных изотопов связана с солнечной активностью весьма сложным образом, и задача реконструкции активности в прошлом математически не является тривиальной.

Во-первых, как известно, существует запаздывание по времени между концентрацией изотопов в природных архивах и солнечной активностью, измеряемой индексом чисел Вольфа [1]. Во-вторых, передаточный коэффициент между этими двумя характеристиками зависит от частоты, что хорошо видно, например, при взаимном сравнении (нестационарных) амплитудно-частотных зависимостей, построенных с помощью вейвлет-преобразования [2] – см. рис.1. Так, 11-летняя периодичность солнечной активности отражена в концентрациях изотопов значительно слабее, чем

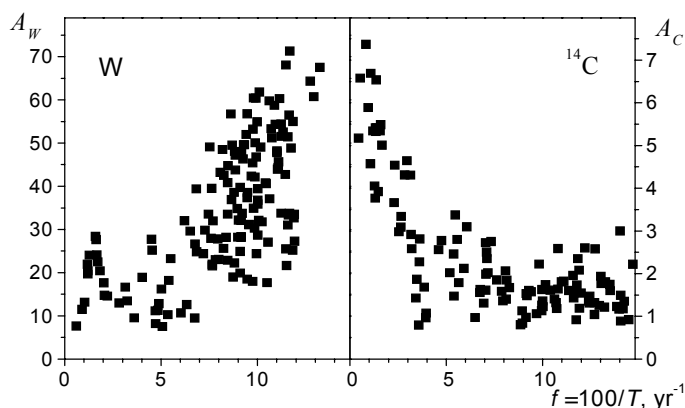


Рис.1.

вековые циклы. Поэтому для решения возникающих таким образом реконструкционных задач необходимо использовать специальные методы. В этой работе использован нелинейный вариант метода кратномасштабных регрессий, предложенного в [3].

В качестве исходных данных для реконструкции мы использовали ряд Стюйвера ежегодных концентраций изотопа углерода  $^{14}\text{C}$  в годовых кольцах деревьев за 1510-1889 гг. Как опорные данные использовался ежегодный ряд чисел Вольфа. Эти ряды пересекаются на интервале 1700-1889 годов. Для каждого из рядов в данном интервале с помощью дискретного вейвлет-преобразования была выделена частотная компонента с характерным периодом  $2^n$  лет, где  $n = 1, 2, \dots, N$  при  $N = 7$  (см. рис.2). В качестве базового вейвлета был выбран так называемый симплет-вейвлет 6-го порядка. Затем было сделано предположение, что для каждой из  $N$  частотных компонент связь между ежегодными значениями числа Вольфа и радиоуглерода имеет следующий, вообще говоря, нелинейный, вид:

$$W_i = k(^{14}C_{i+s})^p, i = 1700, \dots, 1889,$$

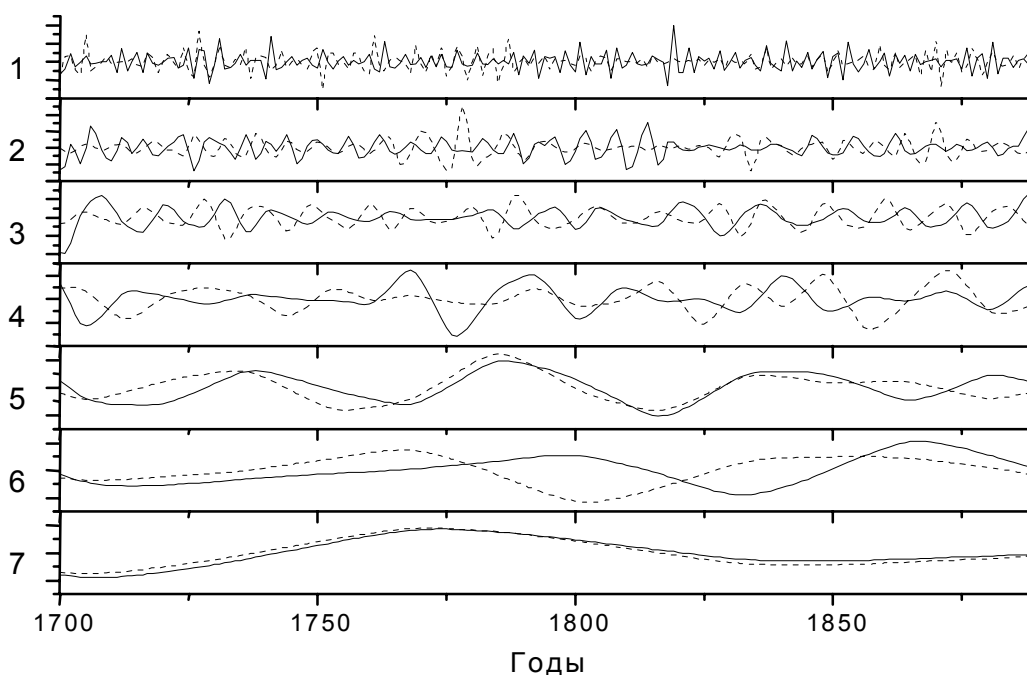
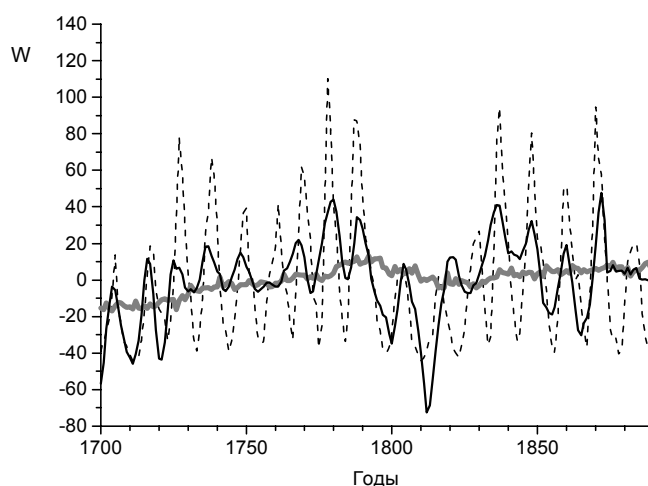


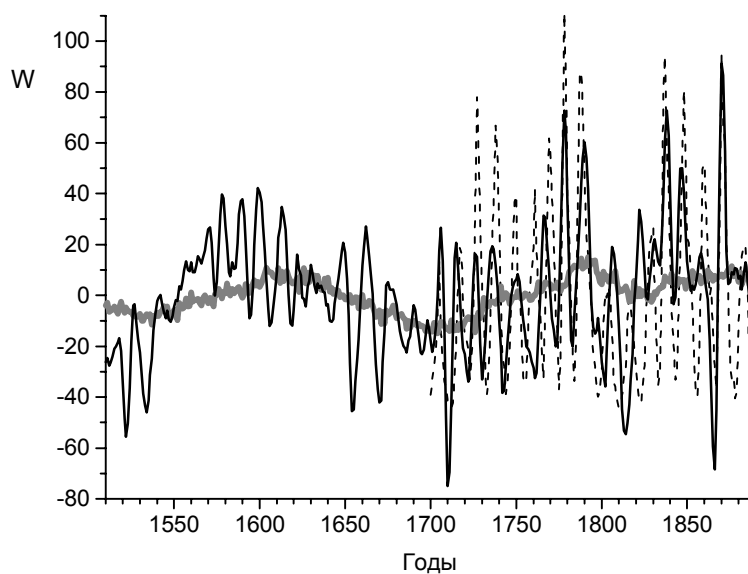
Рис.2.

где  $s$  — отставание компоненты индекса радиоуглерода по отношению к числу Вольфа. Значения  $s$ ,  $k$  и  $p$  подбирались таким образом, чтобы минимизировать отклонение реконструированной частотной компоненты от ее действительного значения на опорном интервале. Наконец, восстановление чисел Вольфа



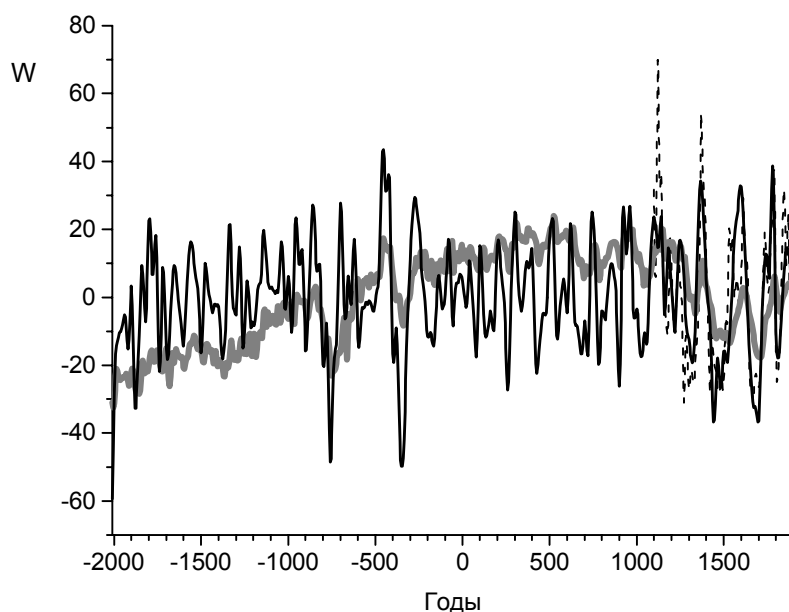
**Рис.3.**

производилось с помощью обратного вейвлет-преобразования соответствующих реконструированных частотных компонент. Результат реконструкции изображен на рис.3, где для сравнения приведен также известный ряд среднегодовых чисел Вольфа (ряды приведены к одному масштабу). Коэффициент корреляции между реконструированными и исходными рядами равен 0.61. Восстановленные по полному ряду радиоуглерода числа Вольфа изображены на рис. 4.



**Рис.4.**

Аналогичный метод мы применили для реконструкции чисел Вольфа за больший промежуток времени при помощи ряда Стюйвера с шагом в 10 лет с 2010 д.н.э. по 1900 н.э. Коэффициент корреляции между исходным и реконструированным рядами Вольфа на опорном интервале составляет 0.80. Восстановленный ряд чисел Вольфа изображен на рис. 5.



**Рис.5.**

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS 2001-550, ГНТП «Астрономия» Минпромнауки РФ и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии».

### **Литература**

1. Дамон П. Вариации потоков энергичных частиц на расстоянии 1 а.е., связанные с солнечной активностью. // В сб. «Поток энергии Солнца и его изменения», М.: Мир, с.458.
2. Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г. 11-летний солнечный цикл и космогенные архивы. // Изв. ГАО, № 215, с.271.
3. Наговицын Ю.А. О связи геомагнитного aa-индекса с индексами солнечной активности (метод кратномасштабных регрессий) – этот сборник.

## **СРЕДНЕГОДОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В 1956 -1974 гг.**

**Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург; nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

The measurements of sunspot magnetic field strengths by various observatories of the Soviet Solar Patrol (Central astronomical observatory, Crimean astrophysical observatory etc), in 1956-1974 are processed to general system. The random errors of yearly means of the various stations accounted for 60-80 Gs. It is shown that intensity varies according to the run of a cycle, so that  $H \approx 1850 + 0.4 \cdot A$  during minima of the 11-yr cycles ( $A < 500$  mhp) and  $H \approx const = 2100$  Gs for  $A > 500$  ( $A$  - yearly means of total sunspot areas, measured in millionth parts of hemisphere).

В основу этой работы положены данные из объединенной базы магнитных полей солнечных пятен, созданной в Пулковской обсерватории по материалам прошлых наблюдений программы «Служба Солнца СССР» в рамках гранта РФФИ 01-07-90289.

Изменения напряженностей магнитных полей солнечных пятен  $H$  от пятна к пятну – хорошо известный факт. У мелких пятен с площадью несколько миллионных долей солнечной полусферы (мдп) центральные (максимальные для данного пятна) значения  $H \sim 1000 - 1500$  Гс, у крупных, с площадью более 1000 мдп – до 3000 Гс и даже более [1]. Задача этой работы – рассмотрение средних *временных* вариаций  $H(t)$  на интервале продолжительностью более 11-летнего цикла. Более конкретно, мы изучаем изменения среднегодовых значений напряженностей магнитных полей пятен для временного промежутка 1956 – 1974 гг. по данным 7 различных обсерваторий СССР, которые в этой статье будут иметь обозначения:

CRAO – Крымская астрофизическая обсерватория,

GAO – Главная астрономическая обсерватория,

IMIS – Сибирский институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (г. Иркутск),

IZMR – Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (г. Троицк),

SHAO – Шамахинская астрофизическая обсерватория,

URAO – АО Уральского государственного университета,

USAO – Уссурийская астрономическая станция.

Наблюдения  $H(t)$  различных обсерваторий, как и других индексов солнечной активности, обладают своей собственной индивидуальной системой. Различия между этими системами, как это видно даже при поверхностном сопоставлении, могут быть более сотен гаусс. Случайные ошибки измерений  $H$  из-за влияния атмосферных факторов также могут достигать нескольких сотен гаусс. Поэтому, если мы хотим исследовать долгопериодические изменения средних значений напряженности магнитных полей пятен, для методической осмысленности задачи мы должны ограничиться большими временными интервалами усреднения, а также привлечь максимально большое количество независимых рядов наблюдений.

Приведение различных наблюдательных рядов какого-либо индекса к общей, «генеральной» системе – типичная задача мониторинга любых природных процессов. Однако, в силу ряда причин эта задача не имеет универсального решения, и в каждом случае из-за специфики эксперимента требуются специальные подходы. Здесь важны такие факторы, как количество независимых рядов, сопоставимость их продолжительности, разброс средних величин случайных ошибок и т.п.

В этой работе процедура приведения рядов разных обсерваторий  $H_i(t)$  к единой системе в целом соответствовала подходу выведения среднего ряда [2], примененному ранее к различным рядам чисел Вольфа, хотя и отличалась некоторыми деталями.

В качестве масштабирующего ряда  $H_0(t)$  выводимой генеральной системы мы выбрали пулковский ряд, главным образом из-за того обстоятельства, что пулковские наблюдения магнитных полей к настоящему моменту уже полностью приведены в электронную форму. Кроме того, заметим, что 40-летние пулковские наблюдения магнитных полей пятен обладают «первичной однородностью», поскольку выполнялись в 1956 – 1996 гг. одним и тем же наблюдателем – Г.Ф.Вяльшиным.

Определим для рядов

$$H_0(t_i), H_1(t_i), H_2(t_i), \dots, H_N(t_i), \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (1)$$

методом наименьших квадратов коэффициенты  $k_j$ , масштабирующие системы  $j = 1, 2, \dots, N$  к опорной, пулковской:

$$k_j H_j(t) = H_0(t) . \quad (2)$$

В качестве пояснения заметим, что аналогичные коэффициенты, например, для чисел Вольфа, масштабирующие различные ряды,



регулярно подсчитывались и публиковались в прошлые годы М.Вальдмайером с целью контроля стабильности систем при заполнении лакун. В нашем случае коэффициенты  $k_j$  нужны лишь для первичного масштабирования на первом этапе построения общей системы. Создадим средний ряд в первом приближении по формуле:

$$\bar{H}(t) = \frac{1}{N+1} \left[ H_0(t) + \sum_{j=1+N} k_j H_j(t) \right]. \quad (3)$$

Для второго приближения приведем ряды (1) в систему нового ряда  $\bar{H}(t)$  линейным преобразованием (естественно, также с помощью МНК):

$$l_j + m_j H_j(t) = \bar{H}(t). \quad (4)$$

На этом шаге в принципе мы могли бы использовать и какую-либо нелинейную форму связи систем, но в нашем случае этого не понадобилось. Окончательно, образуем искомое приближение среднего ряда:

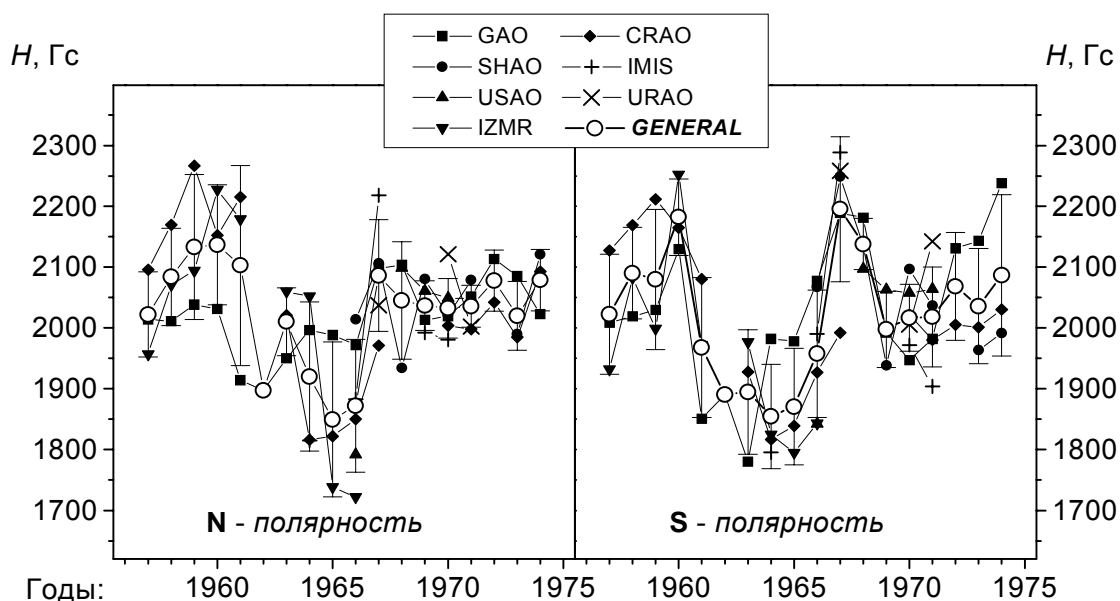
$$\bar{H}^*(t) = \frac{1}{N+1} \sum_{j=0+N} (l_j + m_j H_j(t)). \quad (5)$$

В таблице 1 приведены результаты вычислений редуцированных коэффициентов по процедуре, описанной выше. В последнем столбце указаны средние ошибки (несмещенные стандарты) исходных рядов, вычисленные по отношению к ряду (5). Для увеличения статистики данные по пятнам северной и южной полярности рассматривались как независимые.

**Таблица 1**

Обсерватория	Число точек	$k_j$	$l_j$	$m_j$	$\sigma_H, Гс$
CRAO	30	1.096	1010	0.506	75
GAO	36	(1)	750	0.627	80
IMIS	10	1.121	690	0.640	80
IZMR	18	0.960	640	0.691	85
SHAO	16	1.035	1150	0.431	70
URAO	6	1.018	1250	0.411	70
USAO	10	0.879	1170	0.419	60

Мы видим, что средние ошибки рядов достаточно выравнены между собой и составляют 60-85 Гс. Практически, это означает, что при известной теперь линейной редукции индивидуальных систем рядов мы можем рассчитывать на соответствующее значение ошибки среднегодовых значений  $H(t)$  (т.е. около 4% от значения величины).



**Рис.1.** Временные изменения среднегодовых напряженностей магнитных полей солнечных пятен для рядов различных обсерваторий и средний ряд в генеральной системе.

В таблице 2 приведены полученные значения среднегодовых напряженностей магнитных полей солнечных пятен в генеральной системе  $H_G(t)$  и их ошибки  $\sigma_H$ , а на рис. 1, кроме того, – наблюдаемые значения  $H_i(t)$ , скорректированные за систему в смысле (5). Мы видим, что прослеживается тенденция к изменению магнитных полей со временем. Сравним ход  $H_G(t)$  с изменением глобальной солнечной активности в одиннадцатилетнем цикле: вариациями суммарных площадей пятен  $A(t)$  – см.рис.2 и 3. Из рис.3 можно сделать вывод, что вблизи минимума цикла, когда  $A < 500$  мдп, напряженность поля увеличивается пропорционально площади:  $H \approx 1850 + 0.4 \cdot A$ , а для  $A > 500$  мдп напряженность практически неизменна и составляет  $H \approx 2100$  Гс.

Таблица 2

Год	N - полярность		S - полярность	
	$H_G(t)$ , Гс	$\sigma_H$ , Гс	$H_G(t)$ Гс	$\sigma_H$ , Гс
1957	2020	70	2020	100
1958	2085	80	2090	75
1959	2135	120	2080	115
1960	2135	100	2180	65
1961	2100	165	1970	115
1962	1900	85	1890	85
1963	2010	55	1895	100
1964	1920	125	1855	85
1965	1850	125	1870	95
1966	1870	110	1960	105
1967	2085	90	2195	120
1968	2045	95	2140	40
1969	2035	40	2000	60
1970	2030	50	2015	55
1971	2035	35	2020	80
1972	2080	50	2070	90
1973	2020	55	2035	95
1974	2080	50	2085	130

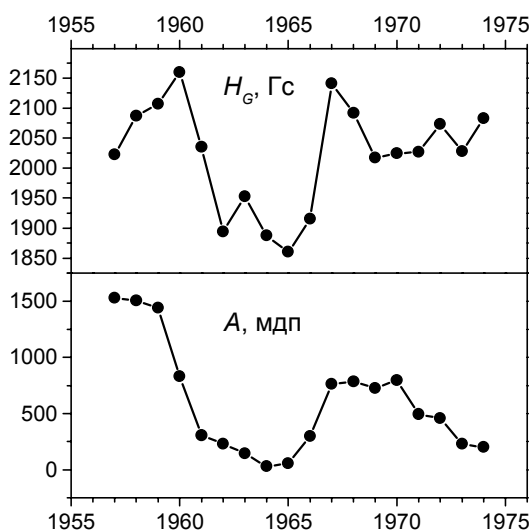


Рис.2. Сравнение временного хода среднегодовых значений напряженностей магнитного поля и суммарных площадей солнечных пятен в 11-летнем цикле солнечной активности.

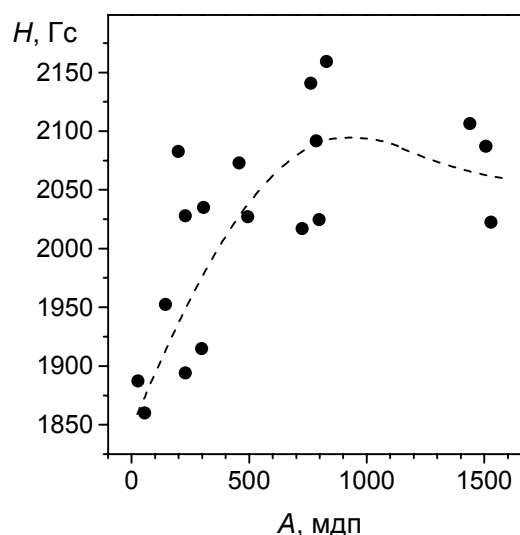


Рис.3. Зависимость среднегодовых значений напряженности магнитных полей солнечных пятен от суммарной площади пятен как индекса активности.

Таким образом, мы можем предположить, что средние свойства магнитных полей солнечных пятен связаны с фазой цикла активности. Поскольку в настоящее время подготавливаются данные для объединенной базы магнитных полей солнечных пятен за период 1975-1996 гг., мы собираемся в ближайшем будущем проверить это предположение на более обширном наблюдательном материале, т.е. на общем промежутке около четырех 11-летних циклов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-07-90289, и, частично, грантов ИНТАС 00-0752, 01-0550, Минпромнауки РФ и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии» (разд.12, 18).

### **Литература**

Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 1967.

Гневыхев М.Н., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. Исследование стабильности и сравнение различных рядов чисел Вольфа // Солн. данные. № 2. 1985. С.72.

## **МЕРИДИОНАЛЬНЫЙ ДРЕЙФ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ**

**Обридко В.Н. и Шельтинг Б.Д.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
РАН; solter@izmiran.troitsk.ru*

## **MERIDIONAL DRIFT OF LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELDS**

**Obridko V.N. and Shelting B.D.**

*IZMIRAN, Russia; solter@izmiran.troitsk.ru*

### **Abstract**

It has been shown again that the meridional drift of large-scale fields starts immediately from the equatorial zone and lasts for 15-16 (or, alternatively, 16-17) years, i.e., three quarters of a 22-year cycle. At the latitudes of 30-50 deg. the drift slows down abruptly, and a stagnation region is formed, where the drift velocity does not exceed a few m/s. At higher latitudes, the drift speeds up again. The stagnation region coincides with the region, where the radial gradient of the rotation rate in the convection zone is close to zero. A comparison has been made with helioseismological data on rotation in the convection zone, and a model has been proposed taking into account some results of the dynamo theory.

### **1. Введение**

В настоящей работе мы рассмотрим проблему меридионального дрейфа крупномасштабных полей на большом временном интервале, уделяя специальное внимание выявлению именно крупномасштабных полей. Для анализа используются магнитные поля как полученные на разных магнитографах и сведенные в единую систему за 40 лет, так и восстановленные по наблюдениям  $N\alpha$  волокон за 85 лет.

Поскольку в задачу настоящей работы входит анализ циклических свойств крупномасштабного магнитного поля, пространственные размеры поля снизу ограничены методикой получения данных. При использовании магнитографических данных пространственные размеры поля снизу определяются тремя ограничениями:

1. При наблюдениях на магнитографе в Стэнфорде пространственное разрешение составляет 3 угловых минуты ( $\approx 0.2R_{\odot}$ ). Наблюдения на других магнитографах велись с более высоким разрешением, но сами данные впоследствии усреднялись.

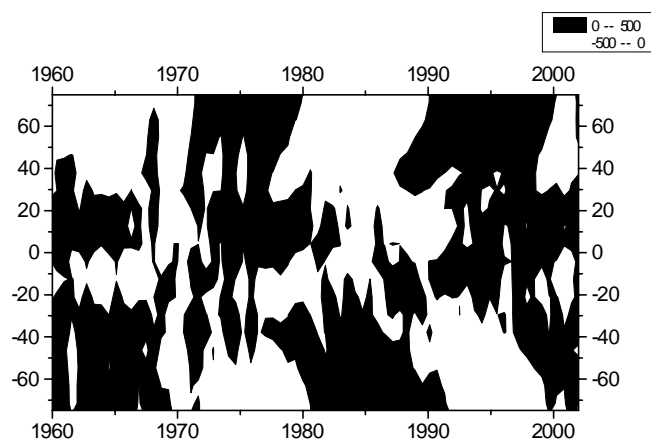
2. Для анализа перед построением диаграмм широта-время результаты наблюдений магнитных полей на различных широтах усреднялись по всему Кэррингтоновскому обороту.

3. Число гармонических коэффициентов при расчетах компонент магнитного поля из продольного поля по полиномам Лежандра ограничено. Мы учитываем только первые десять гармоник, что соответствует размерам снизу не менее  $0.2R_0$ . Мы имеем, таким образом, дополнительное ограничение снизу на пространственный размер поля.

Для  $N\alpha$ -данных второй и третий пункты используются таким же образом. Кроме того, сама методика в процессе реконструкции поля по спектрогелиограммам такова, что восстанавливается именно крупномасштабное поле вдали от активных областей. Кроме того, поскольку в анализе отсутствуют напряженности поля, в реконструированных полях резко уменьшен вклад сильных локальных полей, что делает реконструированные поля особенно удобными для анализа меридионального дрейфа [1,2].

## 2. Сопоставление дрейфа локальных и крупномасштабных полей

На основании этих данных построены диаграммы широта – время для средних за Кэррингтоновский оборот значений *продольного* магнитного поля (Рис.1).



**Рис. 1.** Диаграмма широта – время радиального магнитного поля, непосредственно измеренного на магнитографе.

Сразу бросаются в глаза тонкоструктурность поля, большое количество “язычков” и “заливов”, а, главное, кажущееся отсутствие выраженного направления меридионального дрейфа, особенно в низких широтах. Очевидно, причина в том, что отсутствует третий пункт ограничения полей снизу по масштабам. Мы имеем все поле, а не только композицию самых крупномасштабных его компонент ( $l \leq 9$ ). Поэтому вклад интенсивных мелкомасштабных локальных полей усилен. Это в первую очередь, естественно, проявляется на низких широтах, где происходит суперпозиция двух меридиональных дрейфов: от экватора к

полюсу крупномасштабных полей и от средних широт к экватору локальных полей.

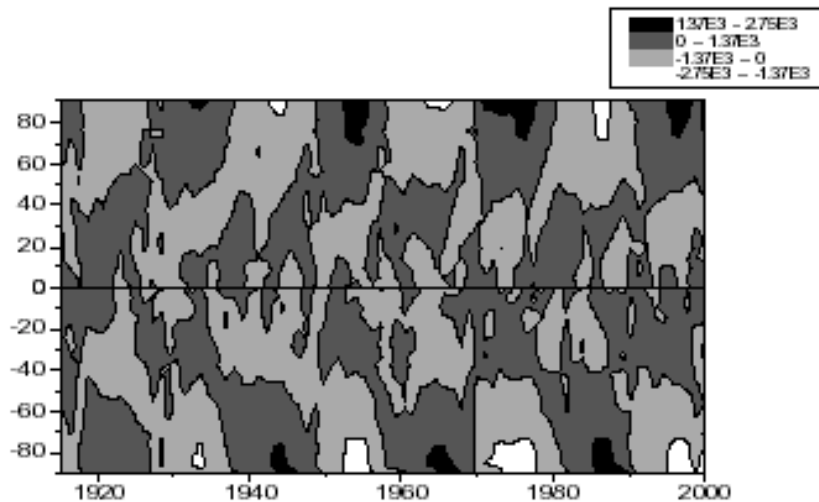
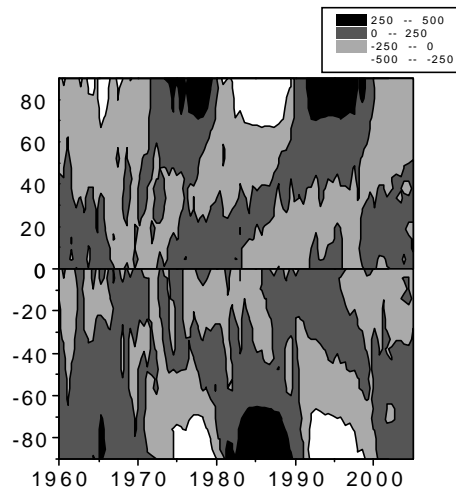
Второй массив крупномасштабных полей по  $H\alpha$  данным имеет протяженность 85 лет (1915-2000 гг.). Часть этих данных взята из Атласа Р. McIntosh (1964–1974 гг.) и публикаций в Solar Geophysical Data (1975-1985), остальные данные – из опубликованных или непосредственно предоставленных нам В. И. Макаровым данных (1915–1964 и 1986-2000 гг.). При работе с  $H\alpha$  данными, как мы отмечали в предыдущих наших публикациях, мы использовали оригинальную методику перевода данных из синоптических карт, где фиксируется только знак магнитного поля, в величины магнитного поля. Для получения разумных величин мы проводили сравнение результатов, полученных из непосредственно измеренных магнитных полей и вычисленных по  $H\alpha$  наблюдениям, на перекрывающихся временных интервалах [3].

Анализ *непосредственно* полярностей крупномасштабных полей, восстановленных по  $H\alpha$  данным (то есть без расчета радиального поля по полиномам), был выполнен [4]. Как и следовало ожидать, оказалось, что направленный к полюсу меридиональный дрейф выражен гораздо более четко, чем по магнитографическим данным. Экваториальный дрейф почти не просматривается и выражен только в малых "языках" вторичной полярности вблизи экватора. Тем не менее, необходимость более тщательной фильтрации очевидна и здесь.

### **3. Расчет циклических вариаций радиального поля в фотосфере**

Расчет всех компонент магнитного поля на уровне фотосферы был произведен в потенциальном приближении из измеренного продольного поля. Затем было проведено усреднение по Кэррингтоновским оборотам и все данные скомпоновали в один файл и построили диаграммы широта – время. Рассмотрим их подробнее (Рис. 2).

На верхней панели рисунка 2 имеем диаграмму широта – время для радиального магнитного поля  $V_r$ , вычисленного из прямых измерений крупномасштабного продольного магнитного поля. На нижней панели имеем диаграмму широта – время для радиального магнитного поля  $V_r$ , вычисленного из  $H\alpha$  измерений крупномасштабного продольного магнитного поля. Полосы темно-серого цвета, переходящего у полюсов в черный цвет, соответствуют N полярности магнитного поля ( $>0$ ). Полосы светло-серого цвета, переходящего у полюсов в белый цвет, соответствуют S полярности магнитного поля ( $<0$ ).



**Рис. 2.** Диаграмма широта–время радиального магнитного поля.

Хорошо видны движения полос крупномасштабного магнитного поля одного знака от экватора к полюсам. Сразу видно принципиальное отличие исследуемого нами дрейфа крупномасштабных полей от дрейфа локальных полей, в частности, бабочек Маундера, которые движутся от средних широт к экватору. Дрейф крупномасштабных полей происходит с переменной скоростью. Вначале дрейф поля от экватора до широт 20- -25° следует довольно быстро, магнитное поле проходит этот широтный интервал за 2 – 3 года. В интервале широт 25 – 50° скорость дрейфа резко уменьшается (не более 1 м/с), и широтный интервал в 25° магнитное поле проходит уже за 15 лет. Затем скорость дрейфа к полюсу снова быстро возрастает, и оставшийся интервал в 40 – 50° магнитное поле проходит за время порядка одного года. Таким образом, полное время переноса крупномасштабного поля составляет приблизительно 17 – 18 лет, т.е. мы имеем расширенный цикл. Интересно, что центры полос крупномасштабных полей одного знака на экваторе всегда лежат по



времени в районе максимумов локальных полей, а на полюсе – в районе минимумов локальных полей. Каждая очередная полоса крупномасштабного поля определенного знака возникает на экваторе тогда, когда на полюсе происходит переполюсовка двух предыдущих полей (более раннего поля того же знака, что и на экваторе, и следующего – противоположного знака). Ширина полосы одного знака по времени составляет 11 лет. На этом временном интервале по широте от экватора до полюса встречаются друг над другом три полосы крупномасштабного поля разных знаков, принадлежащих трем разным циклам. Вспомним, что в локальных полях расширенный цикл занимает 12 – 13 лет, при этом тоже происходит частичное перекрытие, но двух соседних циклов, по широте на крыльях “бабочек” Маундера. Следует еще обратить внимание на то, что, если у локальных полей максимальные напряженности встречаются в узкой полосе широт около  $20^\circ$ , то у крупномасштабных полей они находятся в приполярных областях.

Сравнение полученных нами диаграмм крупномасштабных полей с “бабочками Маундера” приводит к следующим выводам.

Сразу видна противофазность в движении крупномасштабных и локальных полей: крупномасштабные поля двигаются от экватора к высоким широтам, а локальные – от высоких широт к экватору. В каждом цикле активности локальные поля возникают чуть раньше (за 2 – 3 года) момента переполюсовки крупномасштабных полей, а заканчивают свой путь у экватора в момент следующей переполюсовки крупномасштабных полей, занимая временной интервал 12 – 13 лет. Узкая полоска пересечения этих двух полос лежит на широте  $20^\circ$ .

Наклон бабочек к оси времени практически одинаковый (хорошо подходит линейная аппроксимация) на всем пути их движения от средних широт к экватору и составляет около  $5^\circ$  в год. Весь путь “бабочка пролетает” за 10 – 11 лет от минимума одного цикла до минимума следующего. Центральная часть бабочек (наибольшее число пятен) соответствует максимуму локального цикла и по широте ( $20^\circ$ ) совпадает с положением полоски пересечения диаграмм локальных и крупномасштабных полей. Поведение крупномасштабных полей отличается от поведения локальных полей. Во-первых, неодинаковая скорость движения на всем временном интервале, на что мы указали выше. Во-вторых, крупномасштабные поля этот отрезок пути от экватора до средних широт проходят в среднем за большее время порядка 17 лет от максимума локального цикла до почти минимума (не хватает 1–2 лет) цикла через один.

#### 4. Общая схема меридиональной циркуляции крупномасштабных магнитных полей

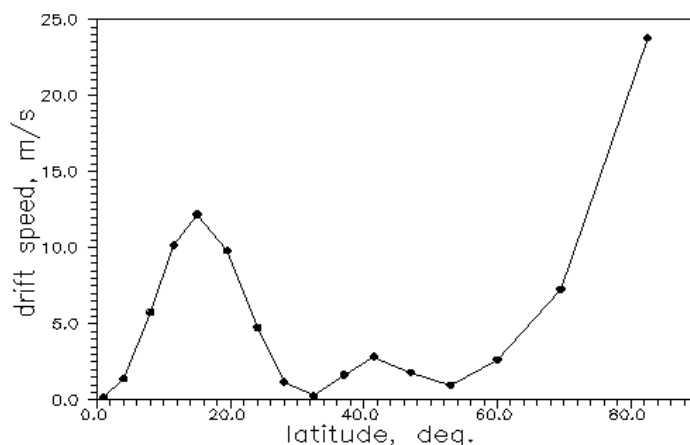
Для уточнения характеристик дрейфа мы аппроксимируем распределение поля на диаграмме широта-время для магнитографических исследований (см. рис 2а, северное полушарие ) функцией

$$B_r / \sigma(\vartheta) = \sum_{\omega} A_{\omega}(\vartheta) \exp(i\omega(t + \varphi(\vartheta))) \quad (1)$$

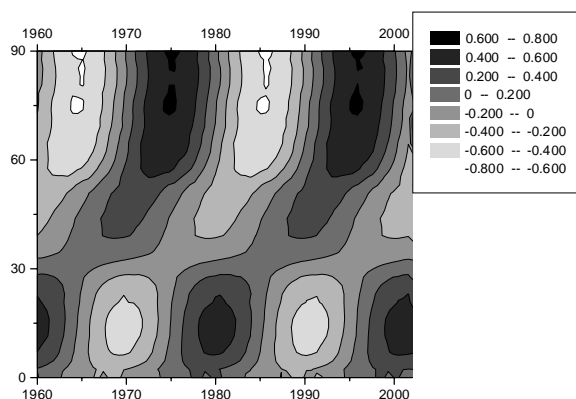
$$\sum_{\omega} A_{\omega}^2 = 1 \quad (2)$$

Не совсем обычная форма применения разложения в ряд Фурье вызвана желанием проанализировать именно меридиональный дрейф и отделить его от вариации напряженности крупномасштабного поля с широтой. Поэтому сначала для каждой широты по всему интервалу времени (1960-2002 годы) вычислялись среднее значение  $\langle B_r \rangle$  и дисперсия  $\sigma(\theta)$ . Среднее значение  $\langle B_r \rangle$  оказалось близким к нулю (как и следовало ожидать) и в дальнейшем все значения  $B_r(\theta, t)$  были нормированы на соответствующие значения  $\sigma(\theta)$ . Далее амплитуда  $A_{\omega}(\theta)$ , частота  $\omega$  и фаза  $\varphi(\theta)$  находились для каждого значения широты разложением в ряд Фурье с дробными гармониками. Оказалось, как и было отмечено выше, что частота  $\omega$ , соответствующая максимуму (вблизи 20 лет), практически не зависит от широты и составляет 8.706 рад/сек (т. е., период составляет 20.87года). Этот период мы в дальнейшем будем условно называть "22-летним", а относящиеся к нему значения снабжать индексом "22". Фаза, соответствующая этому периоду, с точностью до произвольного начального значения, представляет собой довольно сложную функцию  $\theta$ .

Зависимость  $\varphi(\theta)$  легко пересчитывается в скорость меридионального дрейфа, показанную на рис. 3. Из рисунка видно, что, как уже отмечалось выше, имеются две области быстрого дрейфа. Скорость дрейфа начинает расти от почти нулевых значений вблизи экватора и достигает максимума 13м/с около широты 20°. Приблизительно такие же значения скорости были получены в работах [5, 6, 7]. На более высоких широтах в диапазоне от 33° до 53° скорости очень малы, всего лишь 1-3 м/с. И затем начинается резкий рост скорости вплоть до 25 м/с вблизи полюса.



**Рис.3.** Модельная скорость меридионального дрейфа крупномасштабных магнитных полей.



**Рис. 4.** Схема циклической вариации меридионального дрейфа.

На рис. 4 приведена схема циклической вариации меридионального дрейфа, полученная по формуле

$$B_r = A_{22}(\vartheta) \exp(i\omega_{22}(t + \varphi_{22}(\vartheta)))$$

Это означает, что к трем типам фильтрации, определяемым ограничениями приведенными выше во Введении, мы здесь добавили еще два. Во-первых, введена частотная фильтрация, при которой мы устранили все другие циклы кроме 22-летнего. Во-вторых, мы устранили сильную зависимость крупномасштабного поля от широты, выражаемую в формуле (1) делителем  $\sigma(\theta)$ .

### 5. Обсуждение результатов

Таким образом, дрейф крупномасштабных полей из экваториальной зоны к полюсу занимает 15-16 (или по другой оценке 16-17) лет, то есть три четверти 22-летнего цикла. Обратный ход, который непосредственно нами не наблюдается, занимает 5-6 лет. В эти 5-6 лет на поверхности дрейф

практически равен нулю. Затем он резко убыстряется, и его скорость составляет более 10 м/с. На широтах 30-50 градусов наступает резкое замедление дрейфа, возникает область стагнации. Здесь скорость не превышает нескольких м/с. В еще более высоких широтах снова устанавливается быстрый дрейф. Область стагнации совпадает с областью, где радиальный градиент скорости вращения в конвективной зоне близок к нулю (смена знака в  $\partial\omega/\partial r$ ). В то же время область стагнации имеет протяженность по широте, и ее высокоширотная и низкоширотная границы выглядят на диаграммах широта-время как нейтральные линии. Их вариация с вековым циклом анализировалась нами с Макаровым [8, 9].

Средняя скорость полярного дрейфа составляет  $\sim 2$  м/с

Рассмотрим, как эти результаты согласуются с моделями классического динамо. В большинстве моделей (см., например, работу [10], где используется модель конвективной зоны [11]) меридиональный дрейф возникает естественным образом в процессе генерации как следствие отрицательного значения динамо-числа вблизи основания конвективной зоны. Однако этот дрейф направлен к экватору и объясняет бабочки Маундера локальных полей. В этих моделях не учитывается дрейф вещества в более высоких слоях конвективной зоны [12]. Меридиональный дрейф крупномасштабных полей к полюсу часто объясняют диффузией хвостовых полярностей локальных полей как следствие дифференциального вращения (см. [13,14] и ссылки в этих работах). Однако в таком случае становится непонятным то, что экваториальные поля в своем развитии повторяют эволюцию полярных полей, отставая от них на 5-6 лет (см. работу [9] и ссылки в ней). Есть претензии и непосредственно к этой схеме диффузионного распространения части локальных полей в высокоширотном направлении. Непонятно как из поверхностных образований, какими являются солнечные пятна [15,16] может возникать крупномасштабное глубоко расположенное полоидальное магнитное поле. Наконец при простом переносе хвостовых частей активных областей к полюсу остается непонятным, почему крупномасштабные поля в приполярной зоне значительно (более чем в 5 раз) превосходят крупномасштабные экваториальные поля. В работах [17,18,19] постулирован направленный к полюсу поток вещества и показано, что при надлежащем подборе параметров удастся согласовать рассчитанный и наблюдаемый дрейфы крупномасштабного поля. Однако для сравнения с наблюдениями взят слишком короткий интервал, и поэтому ветвь полярного дрейфа в этих работах составляет всего лишь около 10 лет.

Качественно схема генерации крупномасштабных полей в цикле представляется следующей. Мы изложим ее, используя терминологию концентрированных CF и диффузных полей DF, введенную в работе [17], которая представляется нам более физически удобной, чем обычно

употребляемые в теории динамо термины тороидальное и полоидальное поле.

Мы будем опираться на структуру движений в конвективной зоне, описанную в работе Schou et al, 1998. На рис.5 показаны важные для дальнейшего диаграммы  $d\Omega/dr$  и  $d\Omega/d\theta$  соответственно.

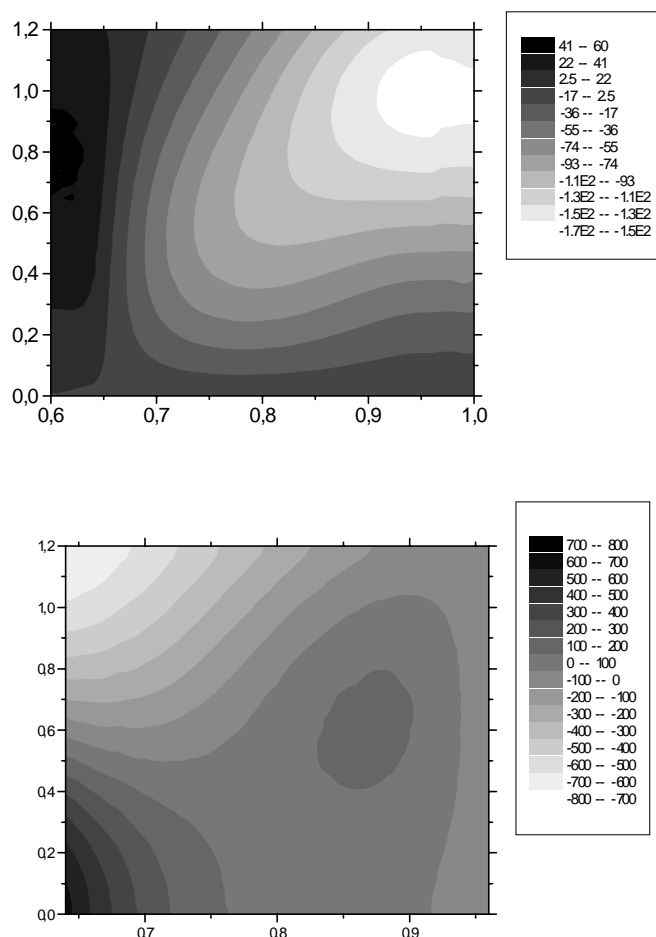


Рис. 5. Диаграммы  $d\Omega/dr$  (вверху) и  $d\Omega/d\theta$  (внизу).

Сильнейший радиальный градиент имеет место в узком слое толщиной  $0.05 R_0$  [20] непосредственно под основанием конвективной зоны на широтах меньше  $36^\circ$  ( $\sin\theta < 0.6$ ). Эта область называется тахоклином и именно здесь работает механизм  $\alpha$ - $\omega$  динамо [21]. Собственно в тахоклине работает именно  $\omega$  динамо и создает сильные концентрированные поля типа CF. Поскольку в этой области  $\alpha < 0$  [10] область образования CF дрейфует к экватору от средних широт, а сами поля под действием силы Архимеда быстро (за несколько дней) всплывают на поверхность вдоль радиуса. Эти поля представляют собой трубки концентрированного поля и за время быстрого всплытия их меридиональный снос незначителен. За 15 суток при скорости

меридионального дрейфа 10 м/с снос трубки в сторону полюса не превысит  $10^4$  км, т.е. останется в пределах размеров самой трубки. В результате на поверхности мы видим бабочки Маундера, направленные к экватору и отражающие дрейф "пятнообразовательной" зоны в тахоклине. Однако сами трубки пятен непосредственно с зоной тахоклина не связаны, они погружены в Солнце не более, чем на 6-12 тысяч км [15,16]. Таким образом, солнечные пятна являются поверхностными образованиями.

Одновременно с этим работает  $\alpha$  (или  $\alpha^2$ ) динамо [22,23]. Оно эффективней в более высоких слоях, где параметр  $\alpha$  меняет знак для  $R \geq 0.72R_0$  [10]. При этом уравнение, описывающее возникновение слабых крупномасштабных диффузных полей DF, отщепляется, и эволюция DF не зависит от наличия или отсутствия CF [17]. Волна, возникшая в  $\omega$  динамо, является нижним граничным условием для  $\alpha$  динамо. Таким образом, диффузное поле DF возникает уже не в узкой области тахоклина, а в более широкой области в конвективной зоне. Эти поля не имеют резких границ и градиенты магнитного давления малы. Поэтому они подчиняются движению среды. Всплывают эти поля медленно (плавучесть мала) и сильно сносятся меридиональным дрейфом в конвективной зоне. В приполярной области они могут дополнительно усиливаться с учетом большого отрицательного градиента  $d\Omega/d\theta$ . Значения скорости меридиального сноса получены в работе [12] по гелиосейсмологическим данным и согласуются по величине с теми, которые получены нами. Таким образом, хотя диффузное поле возникает выше, чем концентрированное, но в интерпретации наблюдений оно должно рассматриваться как более глубокое. Именно поэтому крупномасштабное и глобальное магнитное поля нами обычно рассматриваются как глубинные образования (см. обсуждение этого вопроса в работе [24]).

Аналогичный рисунок дрейфа крупномасштабных полей к полюсу, рассчитанный в рамках  $\alpha\Omega$ -динамо, приводит Стикс [25].

Неясна природа области «стагнации» на диаграммах широта-время. В [26] она интерпретирована как результат сложного взаимодействия двух источников магнитного поля разных знаков (полярного и пятенного). Оказалось, что баланс этих полей может обеспечить отсутствие полярного дрейфа в течение длительного времени.

Обратную ветвь зафиксировать очень трудно как в наших, так и в гелиосейсмологических данных. Кросскорреляционный анализ модулей напряженностей крупномасштабных полей, выполненный в работе [24], не показывает прямого дрейфа, но указывает, что структура вблизи экватора повторяет полярную с задержкой в 5-6 лет. Это должно дать скорость обратного хода  $\sim 5-6$  м/с. С другой стороны эта корреляция не противоречит и утверждению, что обратная ветвь также занимает 15-16 лет. Аргументы в пользу такого утверждения были высказаны в [27], где А.Г. Тлатов предложил модель в целом сходную с нашей, но с обратной ветвью,

существенно большей, чем 11 лет. Тогда скорость обратного дрейфа должна составлять около 2 м/с.

Автору работы [12] также не удалось непосредственно из гелиосейсмологических данных получить доказательство существования обратного хода, но из уравнения непрерывности он оценил скорость обратного потока  $\sim 3$  м/с и уровень в конвективной зоне, где направленный к полюсу меридиональный поток сменяется на обратный ( $\sim 0.80 R_{\odot}$ ).

В нашей дискуссии мы использовали модель конвективной зоны, полученную только для восходящей ветви 23-го цикла. Естественно, если в будущем эта модель будет изменена, некоторые наши результаты потребуют уточнения.

Заметим, что поскольку и крупномасштабное диффузное поле и локальные концентрированные поля образуются в результате единого процесса генерации, можно ожидать, что скорость меридионального сноса полей будет зависеть от мощности 11-летнего цикла. Именно этот результат и был получен ранее в [8].

Авторы признательны Е.В. Иванову, К.М. Кузаныну и Д.Д. Соколову за полезное обсуждение, В.И. Макарову и А.Г. Тлатову за предоставление неопубликованных данных, сотрудникам Wilcox Solar Observatory за данные, полученные нами по ИНТЕРНЕТу.

Работа поддержана грантами РФФИ 00-15-96661, 02-02-16199 и грантом ИНТАС 2000-840.

### Список литературы

1. V.N. Obridko and B.D. Shelting , *Solar Phys.* , **201**, 1 (2001).
2. B.D. Shelting and V.N. Obridko, *Astron.Astrophys. Trans.*, **20.**, N3,491 (2001).
3. V.N. Obridko and B.D. Shelting , *Solar Phys.*, **184**, 187 (1999).
4. V.N. Obridko and G.Gaziev , in *The Solar Cycle* , Ed. By K. L. Harvey , (A.S.P.Conf. Ser.,1992), Vol. **27**, p.410 .
5. R.W. Komm, R.F. Howard, and J. W.Harvey, *Solar Phys.*, **147**, 207(1993).
6. R.K. Ulrich, , 1993, In *Inside the Stars*; w.w.Ed. Weiss ( Proceedings of the 137th IAU Colloquium, Univ. of Vienna, Austria, Apr. 13-18, 1992 (A93-53126 23-90), p.25-42.
7. H.B. Snodgrass, *Solar Phys.*, **94**, 13 (1984).
8. V.I. Makarov, A.G. Tlatov., and K.R. Sivaraman, *Solar Phys* , **202.**, 11 (2001).
9. V.I. Makarov, A.G. Tlatov, D.K. Callebaut, V.N. Obridko, and B.D. Shelting, *Solar Phys.* ,**198**, 409 (2001).
10. G. Belvedere, K.M. Kuzanyan, and D.D. Sokoloff, *Mon. Not. Astron. Soc.*, **315**, 778 (2000).
11. J. Shou, et. al, *Astrophys. J.*, **505**, 390 (1998) .

12. P.M. Giles, 1999, in *Time-Distance Measurements of Large-scale Flows in the Solar Convection Zone*, (Dissertation, Stanford University.,1999).
13. Y.-M. Wang, A.G. Nash, and N.R. Sheeley, *Astrophys. J.*, **347**, 529 (1989).
14. Y.-M. Wang, A.G. Nash, and N.R. Sheeley, *Science*, **245**, 712 (1989).
15. В.Н. Обридко , *Солнечные пятна и комплексы активности*, Москва, Наука, 1985.
16. J. Zhao, A.G. Kosovichev, and T.L. Duvall, Jr., *Astrophysic. J.*, **557**, 384 (2001).
17. M. Dikpati and A.R. Choudhuri, *Astron. Astrophys.*, **291**, 975. (1994).
18. M. Dikpati and A.R. Choudhuri, *Solar Phys.*, **161**, 9 (1995).
19. A.R. Choudhuri and M. Dikpati, *Solar Phys.*, **184**, 61 (1999).
20. A.G. Kosovichev, *Astrophysic. J.*, **469**, L61 (1996).
21. E.A. Spiegel and J. P. Zahn, *Astron. Astrophys.*, **265**, 106 (1992).
22. H.K. Moffat, in *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids* (Cambridge Univ., Cambridge, 1978).
23. F.Krause and K.-H. Radler, in *Mean Field Magnetogydrodynamics and Dynamo Theory* (Pergamon, Oxford, 1980).
24. E.V. Ivanov and V.N.Obridko, *Solar Phys.*, **206**, 1 (2002).
25. M. Stix, *Astron. Astrophys. Trans.*, **20**, N3, 417 (2001).
26. В.И. Макаров, А.Г. Тлатов, *Известия РАН, серия физическая*, **62**, N9, 1853, (1998)
27. А.Г. Тлатов. *Астрон. Ж.*, **74** , 448, (1997)



**О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ ВЕКОВЫХ ВАРИАЦИЙ КЛИМАТА  
СЕВЕРНОЙ ФЕННОСКАНДИИ С СООТВЕТСТВУЮЩИМИ  
КОЛЕБАНИЯМИ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА  
ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ**

**Огурцов М.Г.<sup>1</sup>, Кочаров Г.Е.<sup>1</sup>, Юнгнер Х.<sup>2</sup>, Линдхольм М.<sup>2</sup>,  
Эронен М.<sup>2</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021,  
Политехническая 26, С.-Петербург, maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru*

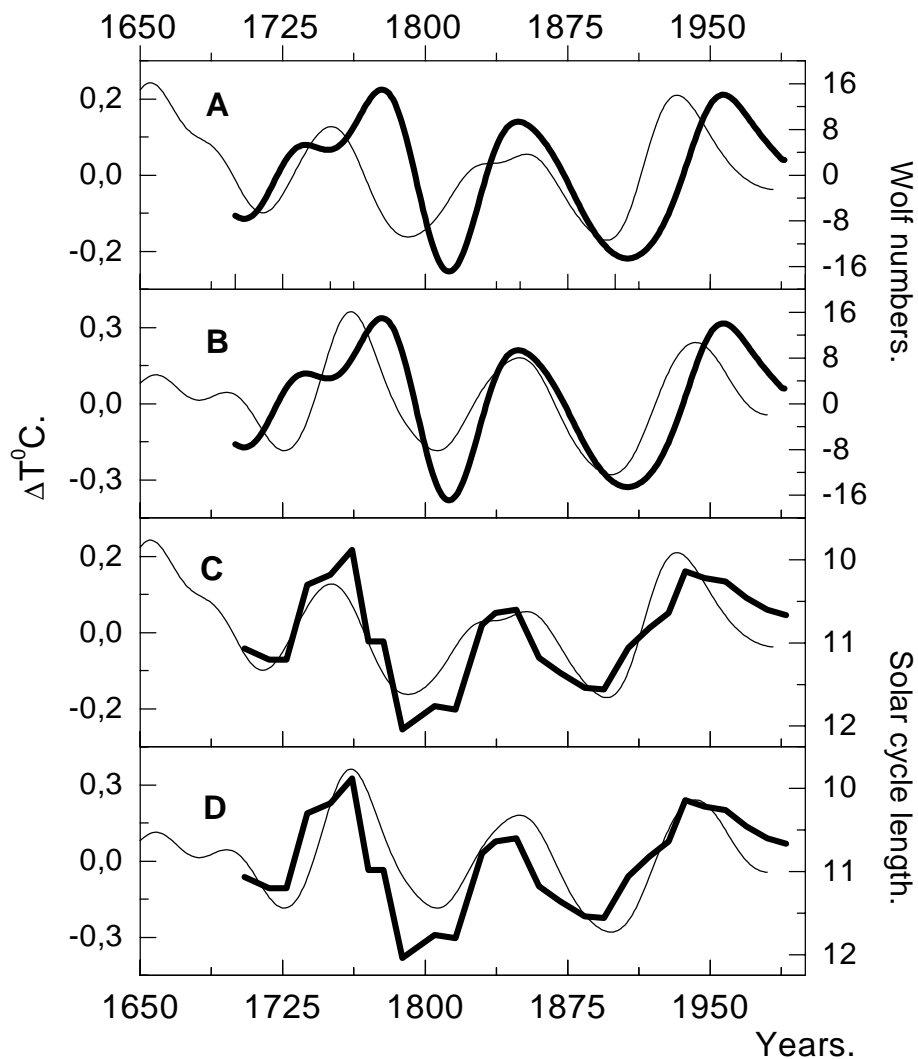
<sup>2</sup>*Университет г. Хельсинки, Финляндия, hogne.jungner@helsinki.fi*

<sup>3</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
nag@gao.spb.ru*

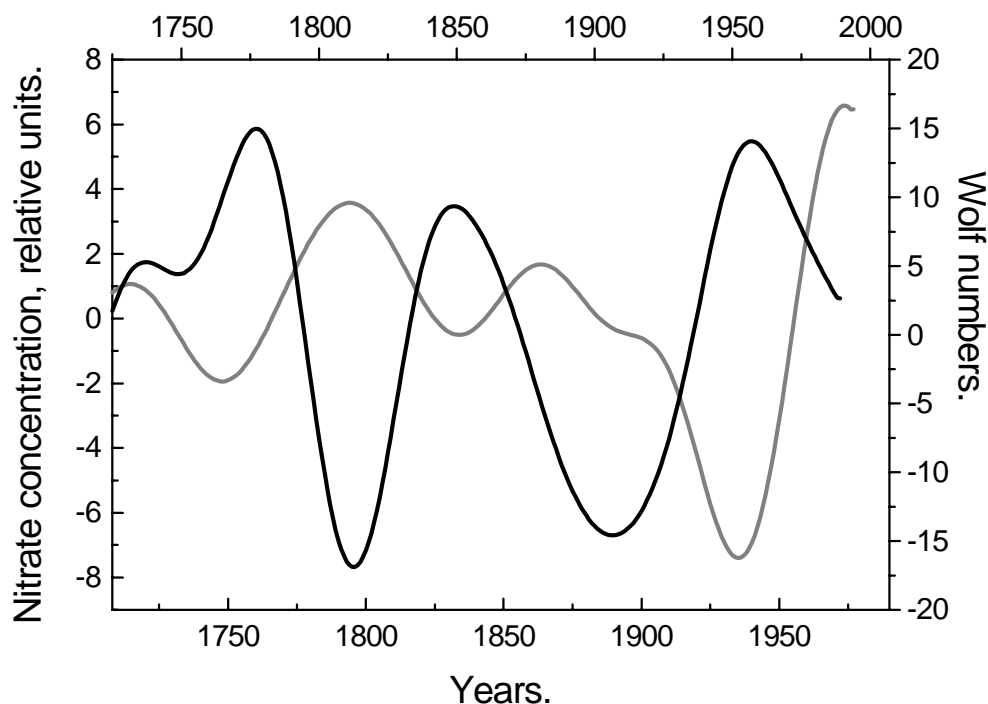
**Аннотация.** Проведён совместный анализ данных по концентрации нитратов (ионов  $\text{NO}_3^-$ ) во льду Гренландии, летней температуре в Северной Фенноскандии за последние 1500 лет, числам Вольфа за период 1700-2000 гг. Показано, что концентрация нитратов имеет вековую ( $T \cong 110$  лет) периодичность, опережающую по фазе соответствующую вариацию чисел Вольфа на 17 лет, и хорошо согласованную (нулевой фазовый сдвиг) с вековым ритмом наземной температуры. Синхронизация вековых цикличностей в нитратах и температуре особенно очевидна в регионе Сесерной Фенноскандии, где она существует на протяжении более 1000 лет. Поскольку ионы  $\text{NO}_3^-$  образуются в верхней атмосфере Земли в цепочке реакций с участием окислов азота  $\text{NO}_x$  и различных ионов ( $\text{O}_2^+$ ,  $\text{O}_3^+$ ), обнаруженная связь может означать наличие зависимости между ионизацией и химическим составом атмосферы с одной стороны, и температурой в высокоширотных районах Земли с другой стороны. Обсуждается возможный механизм подобной зависимости, связанный с воздействием на земную атмосферу высокоэнергичных галактических космических лучей. Работа выполнена при поддержке гранта INTAS 2001-550.

Analyses of reconstruction of northern Fennoscandian (NF) July temperature made by Lindholm et al (1999, NFJT) and reconstruction of NF warm season temperature made by Briffa et al (1990, NFWT) showed the presence of century-scale (60-135 yr) variation in NF climate (Ogurtsov et al, 2001a,b). It was shown by Ogurtsov et al (2001a,b) that this climatic periodicity correlates with the respective variation of solar activity – the Gleissberg cycle. But the correlation with Wolf numbers is unphysical - temperature lead Wolf numbers by 15-25 yrs. Correlation with the solar Schwabe cycle length (SCL) is much more realistic – see Fig.1 (the same effect was found by Friis-Christensen and Lassen (1991) for global temperature).

Mechanism of SCL-climate link still is unknown. That is why it is interesting to note the correlation between century-type cyclicities in NF climate and in nitrate concentration in Greenland ice. In our analyses we used the part of the long nitrate series of Mayewski et al (1993) covering time interval 664-1985 AD. Presence of 112 yr variation in this record was established by Mayewski et al (1993) and we showed correlation between this cycle and corresponding cycle in NF temperature. We found that the century-scale variation in nitrate lead centennial cycle of sunspot number by 17 yr during the last three centuries – effect the same as for SCL (see Fig.2).



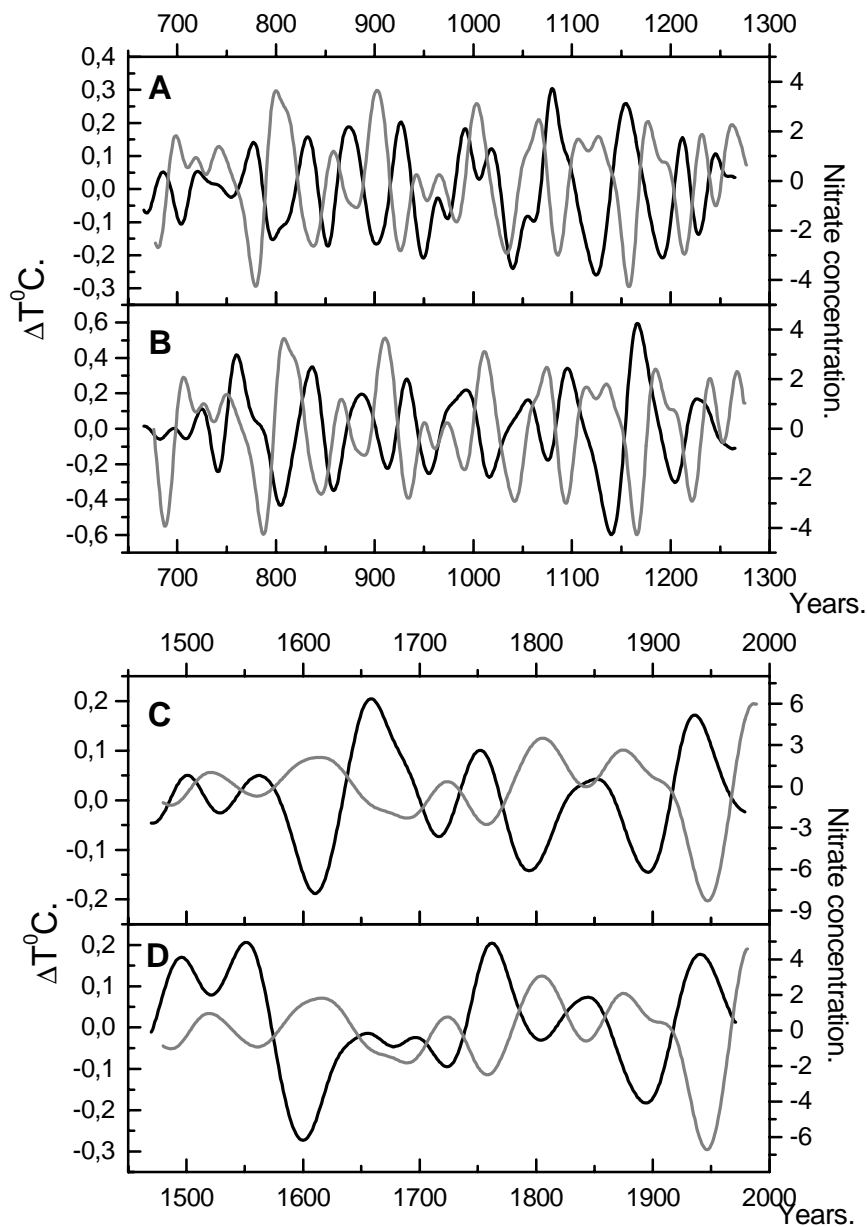
**Figure 1.** Century-type variation in northern Fennoscandian temperature and in solar activity. A – NFJT (thin line) and Wolf numbers (thick line), B – NFWT (thin line) and Wolf numbers (thick line), C – NFJT (thin line) and SCL (thick line), D – NFWT (thin line) and SCL (thick line). Wolf numbers and temperature are wavelet filtered in 55-147 yr scale band.



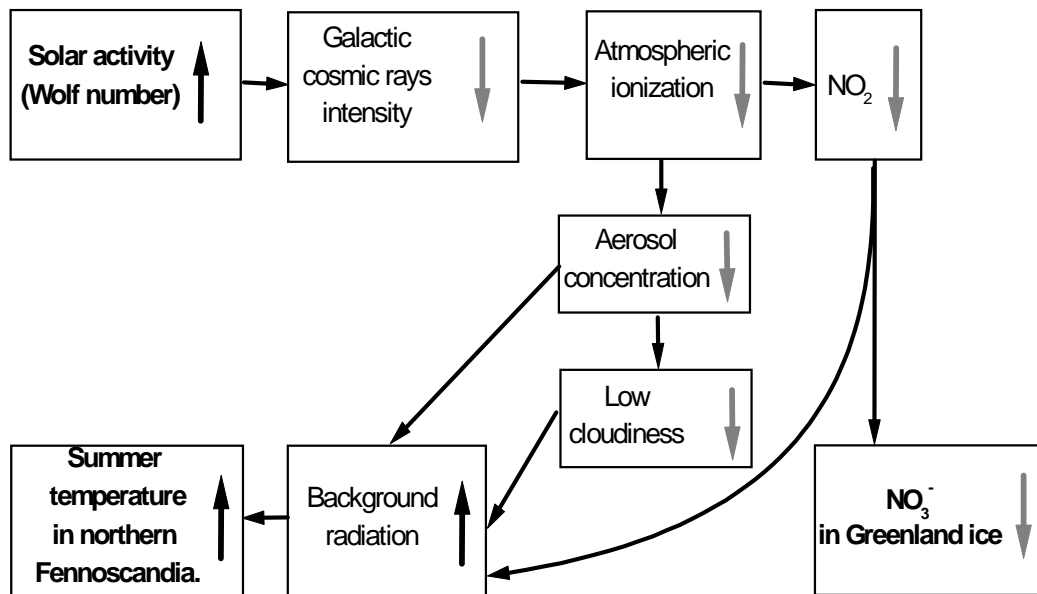
**Figure 2.** Wavelet filtered (64-128 yrs band) Wolf numbers (red curve) and nitrate in Greenland ice (blue curve). Nitrate is 17 yr shifted. Polynomial trend of 3 order is subtracted from nitrate and linear – from Wolf numbers.

The coefficient of correlation between smoothed by 31 points nitrate and Wolf numbers is about 0.6 (17 yr phase shift). Negative correlation between nitrate and NF temperature also exists: at the century-long time scale after the beginning of 16<sup>th</sup> century (about 500 yrs) and at multidecadal time scale - during 700-1350 AD (650 yrs).

This correlation may be resulted from the connection between both NF climate and concentration of nitrogen species  $\text{NO}_x$  (N, NO,  $\text{NO}_2$ ) in atmosphere with GCR intensity via atmospheric ionization. For example increase of solar activity causes decrease of GCR flux in terrestrial atmosphere and, hence, decrease of the rate of dissociation and ionization of  $\text{N}_2$  and  $\text{O}_2$  molecules. Concentration of  $\text{NO}_x$  in atmosphere drops that lead to decrease of  $\text{NO}_3^-$  concentration in ice. Simultaneously decrease of GCR intensity causes rise of solar radiation in lower atmosphere at high latitudes (the effect established by Veretenenko and Pudovkin (1997, 2001)). Rise of background radiation should warm the region of Northern Fennoscandia. This effect can explain the negative correlation between  $\text{NO}_3^-$  and NF temperature (see Fig.4).



**Figure 3.** A – nitrate in Greenland ice (blue) and NFJT (purple), B - nitrate in Greenland ice (blue) and NFWT (purple) – all the data are wavelet filtered in 32-74 scale band; C - nitrate in Greenland ice (blue) and NFJT (purple), D - nitrate in Greenland ice (blue) and NFWT (purple) – all the data are wavelet filtered in 55-147 scale band.



**Figure 4.** Possible mechanism of long-term solar-climate link for northern Fennoscandia.

Negative correlation between lower troposphere radiation and GCR intensity may be, in turn, explained by the following mechanisms:

- (a) positive correlation between low cloudiness and GCR intensity was revealed by Svensmark and Friis-Christensen (1997). According to Marsh and Svensmark (2000) this correlation is strong just in NF geographic region. Evidently, the decrease of low cloudiness should cause corresponding increase in background solar radiation.
- (b) Drop in GCR flux leads to decrease of atmospheric ionization that causes decrease of  $\text{NO}_2$  concentration in stratosphere. Because  $\text{NO}_2$  intensively absorbs solar radiation in green-blue part of spectrum (Hauglustaine and Gerard, 1990; Pudovkin, 1996) decrease of its concentration should lead to increase of atmospheric transparency and, hence, to rise in lower troposphere radiation flux.
- (c) Positive correlation between GCR intensity and atmospheric aerosol concentration is possible. Substantial increase of stratospheric aerosol concentration after solar proton event of 18 February 1984 was found by Shumilov (2002). It is reasonable to assume that decrease of flux of energetic particles in atmosphere vice versa may cause drop in concentration of aerosol. which Because aerosol reflects solar radiation it should lead to due to increase of atmospheric transparency and, in turn, to rise of background radiation. The next question is connected with the link between terrestrial temperature and SCL. This problem can be solved if GCR intensity really is an agent, which carries solar influence to earthly atmosphere. Solanki et al (2000) showed that interplanetary magnetic field (IMF) likely depends not only on solar activity

level but also on SCL. Because intensity of GCR is directly modulated just by IMF it also should be connected with SCL. Another explanation was suggested by Raspopov et al (1997). They drew attention to the fact that intensity of each solar cycle is reverse proportional to its length.

Another kind of link may arise if influence of GCR has a threshold character. Let us consider this case in more details. It is known, that more short solar cycles are more intensive. Typical form of 11 year solar cycle is described by formula of Stuart- Panofski (Vitinski et al, 1976):

$$W(t) = W_0 * t^a * \exp(-bt). \quad (1)$$

Two cycles, calculated by this formula are shown in the Fig. 5<sup>a</sup> – shorter one (a=b=1.5) and longer one (a=1.2, b=0.7). Behavior of GCR intensity, modulated by solar activity, can be estimated by formula taken from Malchenko (1979):

$$I(t) = I_0 * \exp(-A * W(t)^{0.8} * \phi(t)^{-1.2}) \approx I_0 * \exp(-A * W(t)^{0.8}). \quad (2)$$

Intensity of GCR, corresponding to two solar cycles of Fig. 5<sup>a</sup>, calculated by formula (2) is shown in the Fig. 5<sup>b</sup>.

It is seen from the Fig. 5<sup>b</sup>, that if GCR intensity begin to influence earthly climate only after it exceed some threshold value, the effect of GCR integral over solar cycle may depend on the cycle length. The cause of threshold character of GCR affecting needs to be clarified.

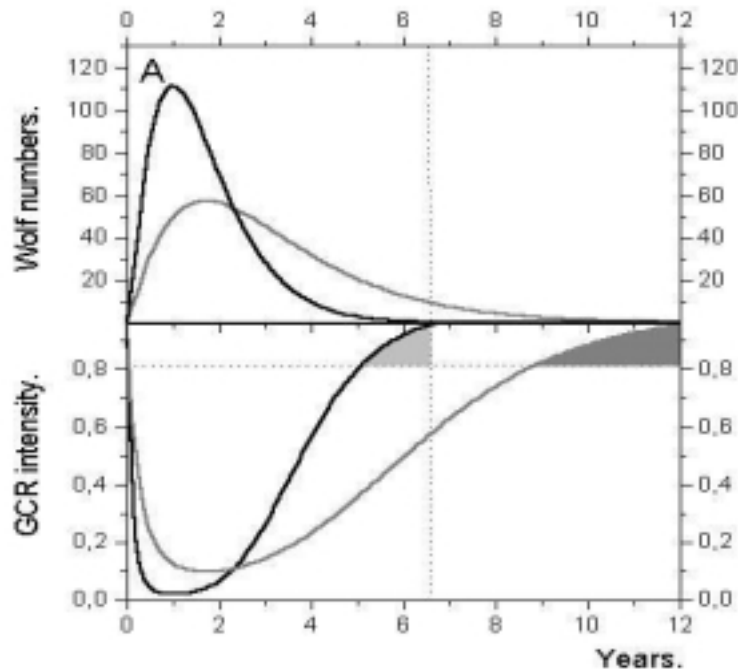


Figure 5. Cycles in Wolf number and in GCR intensity.

## Acknowledgement

This research was done in the frame of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by the program “Astronomy: nonstationary processes in astronomy” of RAN. It was also supported by grant INTAS-2001-0550.

## References

- Briffa, K.R., Bartholin, T.S., Eckstein, D., Jones, P.D., Karlen, W., Schweingruber, F.H. and Zetterberg, P.D. 1990: A 1400-year tree-ring record of summer temperatures in Fennoscandia. *Nature* **346**, 434-439.
- Friis-Christensen, E. and Lassen, K. 1991: Length of the solar cycle: an indicator of solar activity closely associated with climate. *Science* **254**, 698-700.
- Hauglustaine D, Gerard J.-C. 1990: Possible composition and climatic changes due to past intense energetic particle precipitation. *Ann. Geophys.* **8**(2), pp. 87-96.
- Lindholm, M., Eronen, M., Timonen, M. and Meriläinen, J. 1999: A ring-width chronology of Scots pine for Northern Lapland covering the last two millenia. *Annales Botanici Fennici* **36**, 119-126.
- Marsh, N. and Svensmark, H. 2000: Low cloud properties influenced by cosmic rays. *Phys. Rev. Letters* **85**(23), 5004-5007.
- Malchenko N.I. 1979: Reconstruction of the galactic cosmic ray intensity using radiocarbon data, In: XI Leningrad seminar on cosmophysics, Leningrad, pp.197-203.
- Mayewski P.A., Meeker L.D., Morrison M.C., Twickler M.S., Whitlow S.I., Ferland K.K., Meese D.A., Legrand M.R., Steffenson J.P. 1993: Greenland ice core “signal” characteristics: an expanded view of climate change, *Journ. Geophys. Res.* **98**(D7), pp. 12839-12847.
- Ogurtsov, M. G., G. E. Kocharov, Lindholm M., Eronen, M., Merilainen, J. and Nagovitsyn Yu.,: 2002a, Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions, *Solar Physics* **205**(2), pp. 403-417.
- Ogurtsov, M.G., Kocharov, G.E., Lindholm, M., Eronen, M. and Nagovitsyn, Yu., 2002b: Solar activity and regional climate, in print in *Radiocarbon*.
- Pudovkin M.I., Veretenenko S.V., Pellinen R., Kyro E.: 1995, *Adv. Space Res.* **17**(11), p. 165.
- Pudovkin M.I.: 1996, Effect of Solar activity on the lower atmosphere and weather, *Soros education Journal* **10**, p. 106 (in Russian).
- Raspopov O.M., Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Jacoby G., Dergachev V.A. 1997: The cosmic ray influence on cloudy and aerosol layers of the Earth and connection of solar cycle length to global surface temperature. *PhTI, Preprint-1694*, 20 p.

Shumilov O.I. 2002: Acting of heliogeophysical factors upon the near Earth space, ozone layer and terrestrial climate. *Doctor of science dissertation*, Apatity, 114 p (in Russian).

Svensmark H, Friis-Christensen E (1997) Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage - a missing link in solar-climate relationship, *Journ of Atmosph and Solar-Terrestr Physics* **59**: 1225-1232.

Solanki, S.K., Schussler, M. and Fligge, M. 2000: Evolution of the Sun's large-scale magnetic field since the Maunder minimum. *Nature* 408, 445-447.

Vitinski Yu. I., Ol A.I., Sazonov B.I.: 1976, Sun and the atmosphere of the Earth, Leningrad, 351 p.



## **СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ, КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И ВЕКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ КЛИМАТА**

**Огурцов М.Г.<sup>1</sup>, Кочаров Г.Е.<sup>1</sup>, Юнгнер Х.<sup>2</sup>, Линдхольм М.<sup>2</sup>,  
Эронен М.<sup>2</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021,  
Политехническая 26, С.-Петербург, maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru*

<sup>2</sup>*Университет г. Хельсинки, Финляндия, hogne.jungner@helsinki.fi*

<sup>3</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
nag@gao.spb.ru*

## **SOLAR ACTIVITY, COSMIC RAYS AND CENTENNIAL CLIMATE VARIATIONS**

**Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Jungner H., Lindholm M.,  
Eronen M., Nagovitsyn Yu.A.**

Связь между активностью Солнца и климатом исследована на шкале времени в тысячу лет. Анализ проведён с использованием современных дендрорекоkonструкций температуры и косвенных индикаторов активности Солнца, включая космогенные изотопы <sup>10</sup>Be и <sup>14</sup>C и исторические хроники. Показано, что вековой ритм присутствует в климате Северного Полушария в течение последней тысячи лет. Этот ритм состоит из двух колебательных мод (циклы длительностью 50-80 лет и 100-135 лет) и вызван, скорее всего, модуляцией климата солнечным вековым циклом (цикл Глайсберга). Обсуждены возможные механизмы солнечно-климатической связи.

### **1. Introduction**

In order to trace possible solar-climate link over a long time scale it is necessary to have information, covering many centuries and millennia. However, direct instrumental measurements of different parameters of solar activity (SA) and climate are rather short – the longest of them (Wolf number, group sunspot number, temperature in Central England) cover no more than 3-3.5 centuries. So, analyses of a long-term relationship between SA and climate can be made only using proxies. The main proxies of SA are cosmogenic isotope (<sup>14</sup>C, <sup>10</sup>Be) data and historical chronicles.

### **2. Main direct and indirect indicators of solar activity**

#### **2.1. Cosmogenic isotopes <sup>14</sup>C and <sup>10</sup>Be**

Cosmogenic isotopes <sup>14</sup>C and <sup>10</sup>Be are generating in the troposphere and lower stratosphere due to primary and secondary components of galactic cosmic rays (GCR). Their main properties are described in the Table 1.

**Table 1.**

	Rate of generation (at*cm <sup>-2</sup> *s <sup>-1</sup> )	Main reactions of generation	Life time (years)	Energies of particles, generating the isotope (GeV)	Atmospheric resident time (years)	Natural archive	Latitudinal effect
<sup>14</sup> C	≈2.2	<sup>14</sup> N(n,p) <sup>14</sup> C	5.7*10 <sup>3</sup>	0.2-50	3-4	Tree rings	Absent
<sup>10</sup> Be	≈2.0*10 <sup>-2</sup>	<sup>14</sup> N(N,X) <sup>10</sup> Be, <sup>16</sup> O(N,X) <sup>10</sup> Be	1.5*10 <sup>6</sup>	≈1-10	0.1-1	Polar ice, sediments	Present

Intensity of GCR is governed by activity of the Sun. Hence, cosmogenic isotopes must reflect changes of SA. Main shortcomings of cosmogenic isotope record are:

- 1) <sup>14</sup>C reflects long-term variations better than short-term ones – carbon exchange system works as a low-pass filter. Long-term fluctuations of <sup>14</sup>C are sensitive to climatic changes.
- 2) <sup>10</sup>Be concentration in ice is substantially influenced by local meteorology.

Correlation between smoothed over 15 years Wolf numbers and cosmogenic isotope data attains 0.65 for <sup>14</sup>C (1700-1954) and 0.67 for <sup>10</sup>Be (1700-1985).

### ***2.2. Sunspots observed by ancient Oriental astronomers***

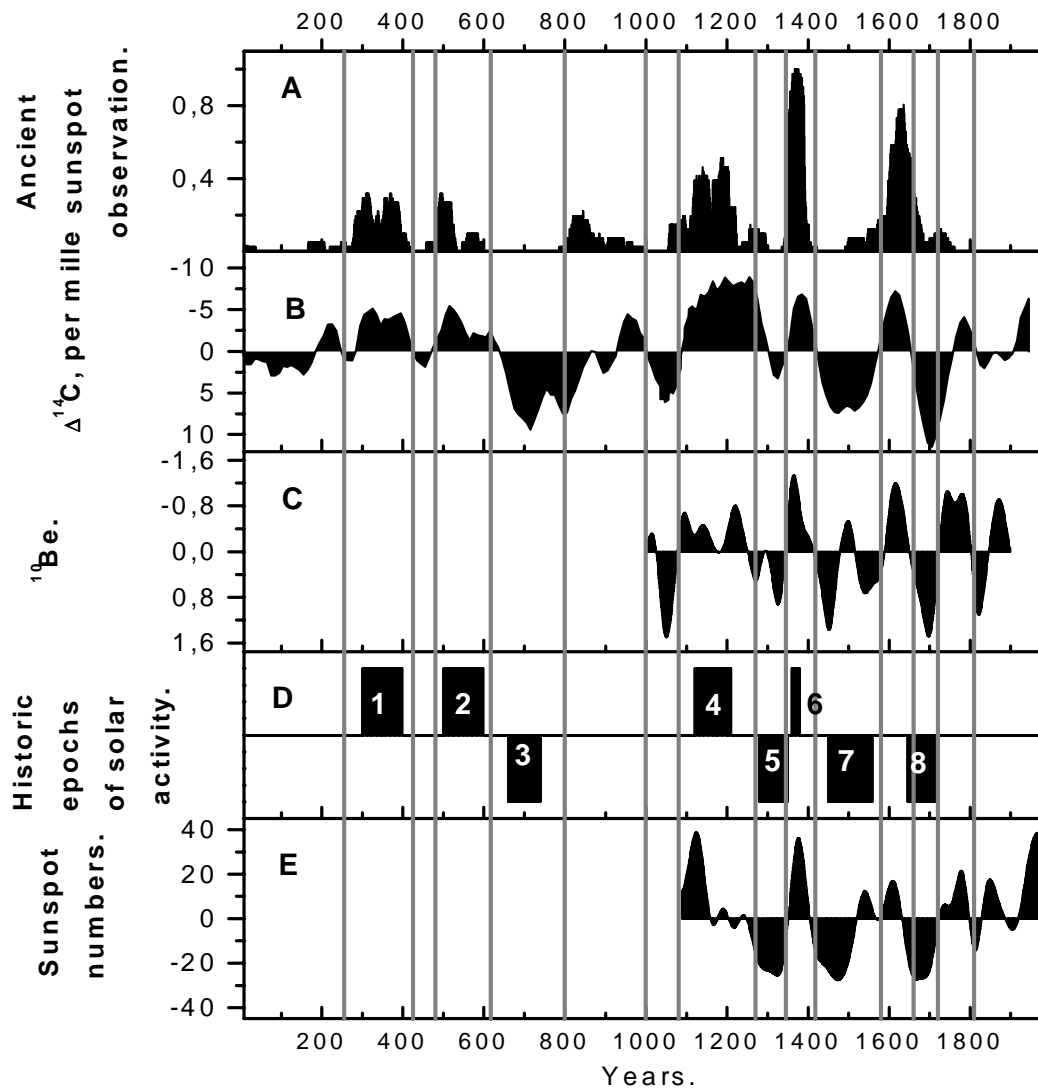
Sunspots with S>1900 μh can be observed by bare eye. Catalogue of sunspot observations made by Oriental (Chinese and Korean) astronomers using naked eye (SONE) was collected by Wittmann and Xu (1988). It covers the time interval about 2000 years. It is the longest series of direct solar observations. Its main shortcomings are:

- 1) ancient astronomers often mixed real sunspots with other celestial or meteorological phenomenon. Comparison of more than 20 Oriental sunspot sightings with the data of European astronomers since 1848 showed that only one third of naked-eye observation is confirmed by western telescopic records.
- 2) Ancient sunspot observations were not systematic and, as a result, non-uniform in time. Often sunspots were detected near the day of new moon - determination of new moon date had an important calendar purposes. Dating of observations also is not always quite accurate.

### ***2.3. Ancient auroral observations***

Aurora borealis is a result of interaction of solar wind with magnetosphere. Hence, frequency of aurorae occurrences is closely connected with the activity of the Sun. Because the polar light is a prominent phenomenon easily observed by unaided eye we have historical information on auroral activity up to few thousands years far back. Schove (1983) have determined dates of maxima of 11-year solar cycles and estimated approximate Wolf number at each maximum during more than 2000 years using catalogues of ancient auroral observations.

Yu. A. Nagovitsyn (1997) reconstructed Wolf numbers for AD 1100-1700 using the data of Schöve and specially developed nonlinear model of solar cyclicity. The similarity between long-term variations of all these SA indicators is seen from the Figure 1. It proves reliability of the chosen proxies and their validity for further analyses.



**Figure 1.** A – number of sunspot observations made by the naked eye (35 year averaged), B – band-pass filtered decadal  $\Delta^{14}\text{C}$  data, C – data on  $^{10}\text{Be}$  at South Pole, wavelet filtered in 64-128 scale band, D - historic maxima and minima of solar activity (1 - Late Roman maximum, 2 - Byzantine maximum, 3 - Dark Age minimum, 4 - Medieval maximum, 5 - Wolf minimum, 6 - Late Medieval maximum, 7 - Spörer minimum, 8 - Maunder minimum), E – Wolf numbers reconstructed by Nagovitsyn (1997), wavelet filtered in 64-128 scale band.

### 3. Tree-ring climatic proxies

Tree-ring width in cold regions reflect well temperature and in dry regions – precipitation regime. Long tree-ring chronologies (length up to 7500 yrs) are constructed from many individual tree data, starting from the living tree.



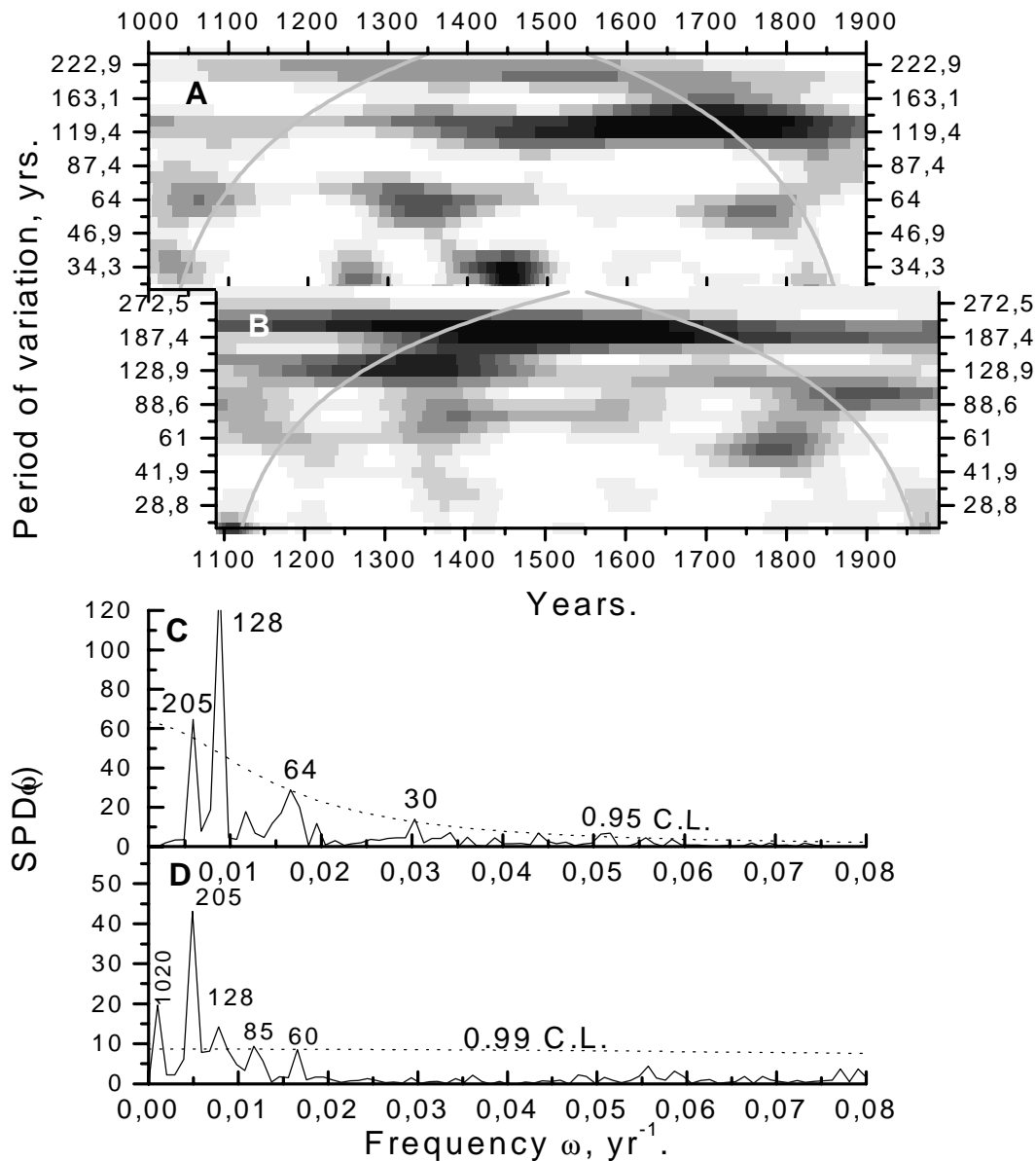
Figure 2. Construction of long master-ring chronology.

Function, connecting tree-ring width and temperature, is determined by means of comparison with the direct temperature records (usually covering about last century). Coefficient of correlation between raw data on measured temperature and that, reconstructed using tree ring width, attain 0.5 (Jones et al, 1998). If latewood density is used instead of ring width the correlation coefficient can reach 0.7 (Jones et al, 1998).

### 4. Results of statistical analyses

#### *4.1. Centennial variations of solar activity.*

Century-scale solar variability was analyzed in the work (Ogurtsov et al, 2002) using all the complexity of direct and indirect data on SA. In the Figure 3 there



**Figure 3.** A – Morlet wavelet spectrum of  $^{10}\text{Be}$  in South Pole ice, B – Morlet wavelet spectrum, C – Fourier spectrum of  $^{10}\text{Be}$  in South Pole ice, D – Fourier spectrum of reconstructed Wolf numbers.

are shown wavelet and Fourier spectra of  $^{10}\text{Be}$  and Wolf numbers, reconstructed by Nagovitsyn (1997) using Schove data (1983). It is seen from the Figure 3 that the main long-term modes of solar variability are: (a) quasi two centennial periodicity (Suess cycle) and (b) two shorter term variations (55-80 yr periodicity and 100-130 yr periodicity) forming the well-known Gleissberg cycle. Results of analyses of other SA data made by Ogurtsov et al (2002) are shown in the Table 2.

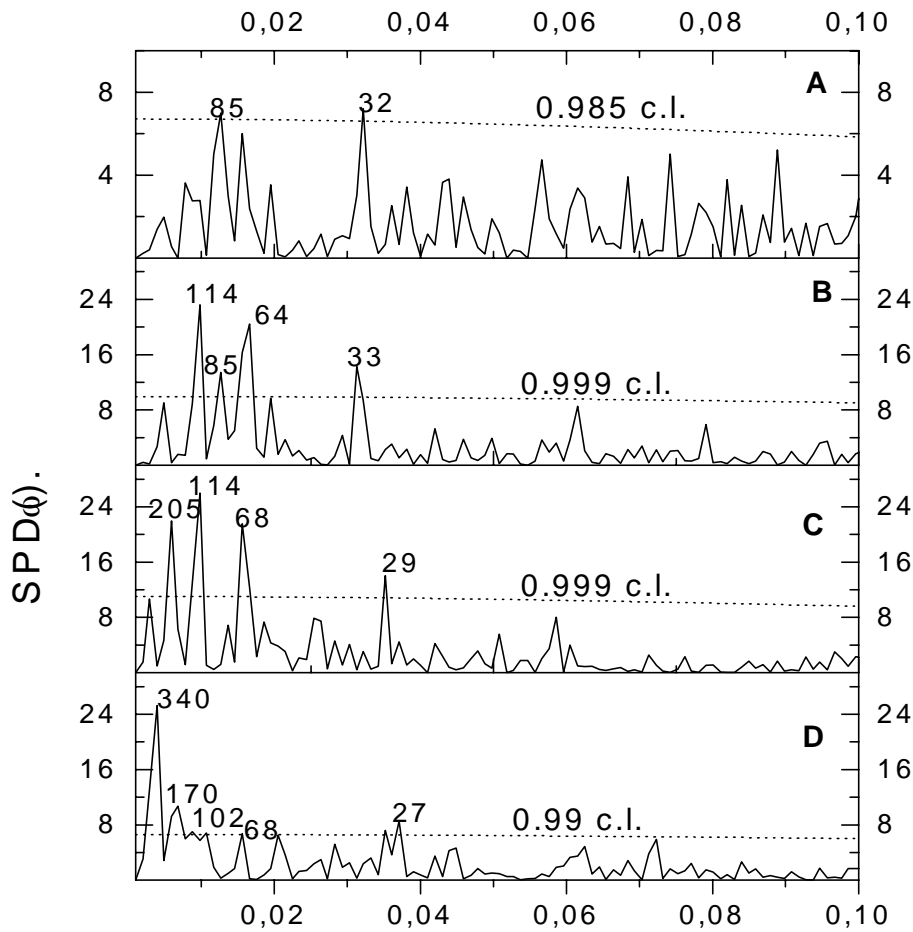
**Table 2.** Manifestation of the secular variation of solar activity in its different indicators.

Data set	Time interval	Gleissberg frequency band		Suess frequency band (160-260 yrs)
		50-80 yrs	90-140 yrs	
Wolf number	1700-1995 AD	<b>Strongly manifested</b>	<b>Strongly manifested</b>	?
GSSN	1700-1995 AD	<b>Distinctly manifested</b>	<b>Strongly manifested</b>	?
SONE 1	0-800 AD	Manifested, but weakly significant	Manifested, but weakly significant	Manifested, but weakly significant
SONE 2	801-1801 AD	Absent	Manifested, but weakly significant	<b>Distinctly manifested</b>
<sup>10</sup> Be	1000-1900 AD	<b>Distinctly manifested</b>	<b>Strongly manifested</b>	<b>Distinctly manifested</b>
Wolf number (reconstructed)	1100-1995 AD	<b>Strongly manifested</b>	<b>Strongly manifested</b>	<b>Strongly manifested</b>
$\Delta^{14}\text{C}$	7748 BC – 1945 AD	Appears periodically	Appears periodically	Appears periodically

It is seen from the Table 1 that the secular variations with the periods 50-80 yrs, 90-140 yrs and 160-260 yrs are clearly observed in different kinds of data on solar activity (both direct and proxy) including indicators of sunspot and auroral activity and solar modulation of GCR. It proves the reality of existence of all these modes of Sun's variability over a time scale of 1000 years and more.

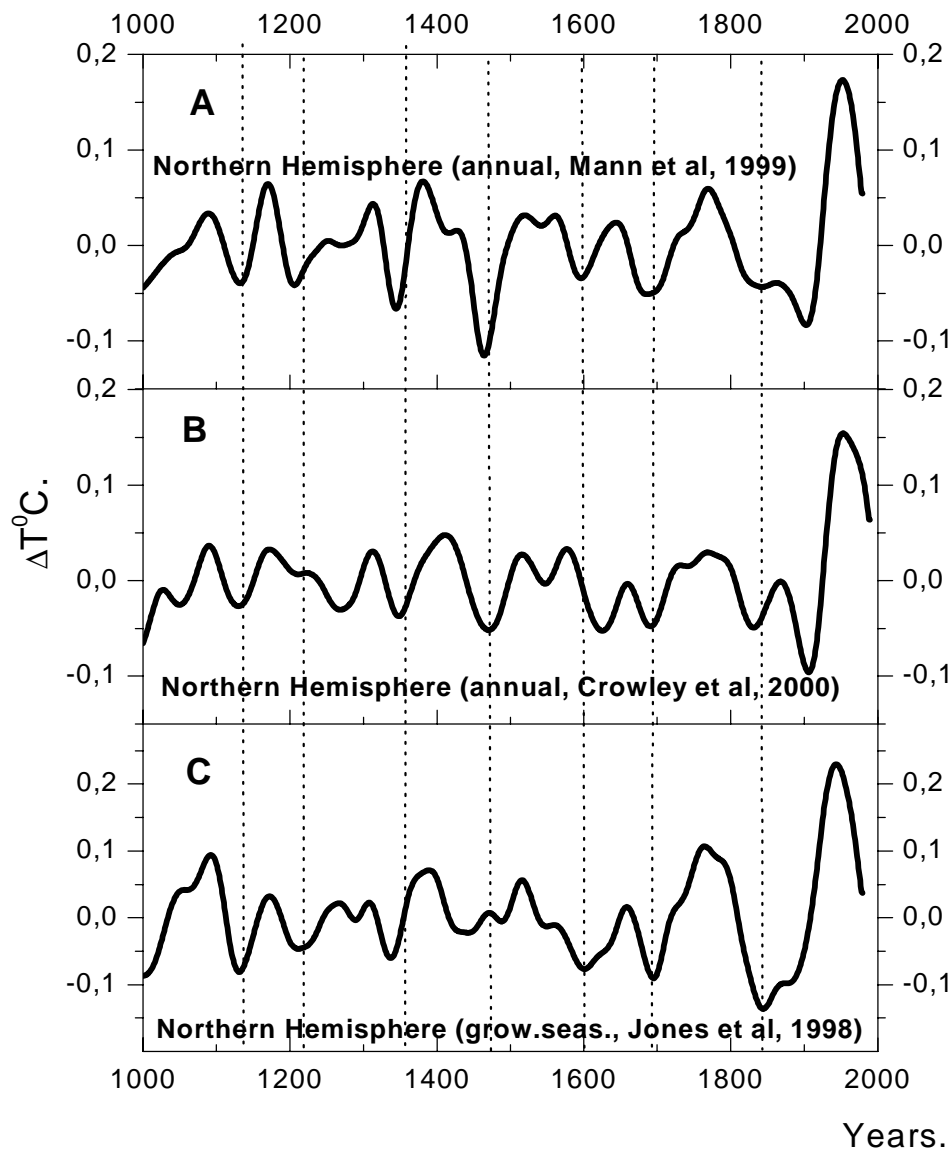
#### *4.2. Centennial climatic variations.*

Presence of century-type variability in terrestrial climate has been established in many works (see Mann et al, 1995; Mahasenan et al, 1997; Shabalova and Veber, 1999). It was shown in



**Figure 4.** Fourier spectra of temperature reconstructions (1000-1980 AD) for: A – continental part of northern Fennoscandia, B – maritime part of northern Fennoscandia, C – Northern Hemisphere (Mann et al, 1999), D – Northern Hemisphere multiproxy (Jones et al, 1998).

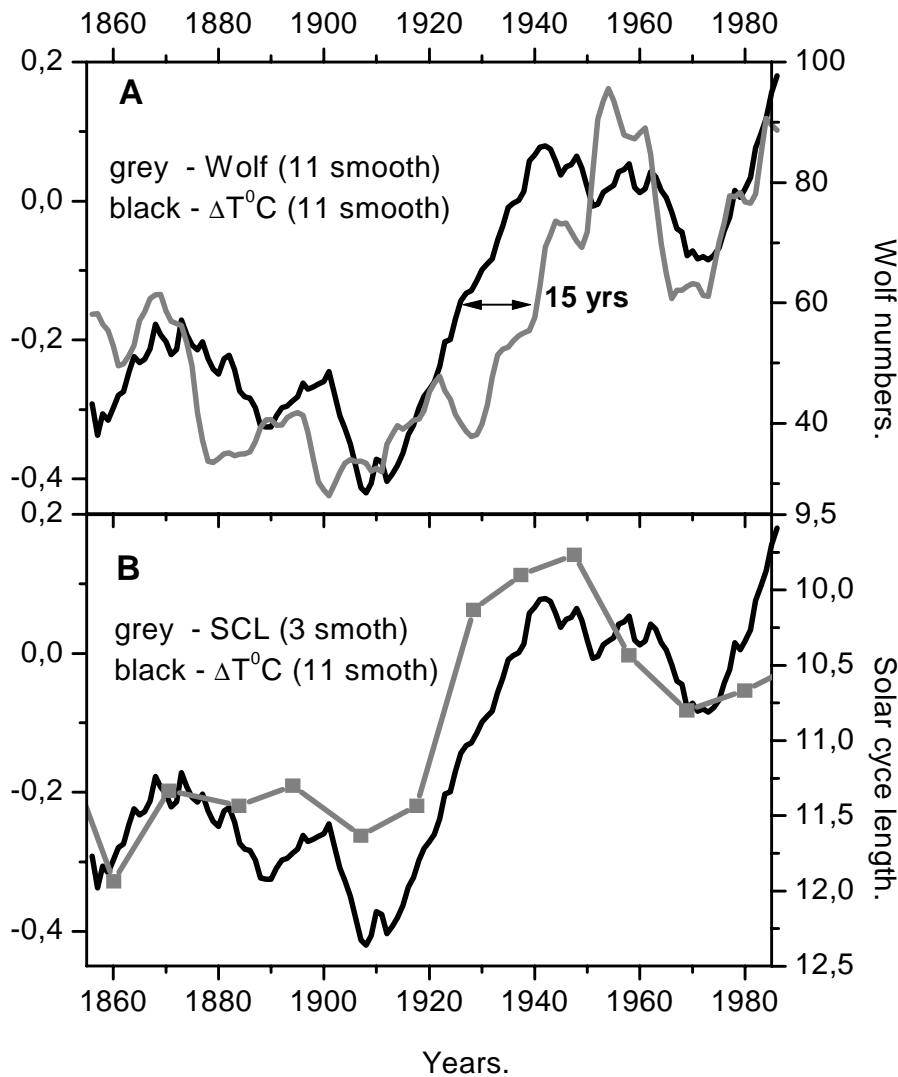
these works that century-long climatic variation consists of two oscillation modes 50-80 yr periodicity and 100-130 yr periodicity. In the Figure 4 we showed Fourier spectra of different northern Fennoscandian and global Hemispheric temperature proxies. It is seen from the Figure 4 that despite regional differences both oscillation modes (50-80 yr and 100-130 yr cycles) really present in northern Fennoscandian temperature and in mean temperature in Northern Hemisphere during the last millennium. So, century-scale variability (50-130 yrs) is present in many temperature proxies, obtained using different methods and for different places. It proves that centennial climatic rhythm in terrestrial climate is real and likely consists of two oscillation modes – 60-90 and 100-120 yr variations. Wavelet filtered global temperature reconstructions are shown in Figure 6.



**Figure 5.** Wavelet filtered (55-147 yr band) global Northern Hemispheric temperatures  
 A – reconstructed by Mann et al (1999),  
 B - reconstructed by Crowley et al (2000),  
 C - reconstructed by Jones et al (1998).

It is seen from the Figure 5 that centennial rhythms in different proxies correlate well. Analyses showed also their positive correlation with solar activity changes. These correlations were analyzed in more details in Ogurtsov et al (2002). Question about possible solar-climatic link is important taking into account the Global Warming.





**Figure 6.** A - Wolf numbers (gray) and Wolf numbers (black) averaged over 11 years, B – solar cycle length (gray) and global temperature (black) averaged over 3 points and 11 years correspondingly.

It is shown in the Figure 6 that  $0.6^{\circ}\text{C}$  temperature increase takes place during 1900-1980. Long-term temperature trend correlates with that of Wolf numbers but with unphysical shift - temperature leads Wolf numbers by 15-25 years (Figure 6<sup>a</sup>). Correlation between temperature and solar cycle length (SCL) is more physical (Figure 6<sup>b</sup>). Solanki et al (2000) suggested that the mean value of interplanetary magnetic field (IMF) might be connected with SCL. Because IMF well modulates the intensity of galactic cosmic rays (GCR) it may mean that just GCR is the agent, carries solar acting upon earthly climate. Another explanation was suggested by Raspopov et al (1997). They drew attention to the fact that intensity of each solar cycle is reverse proportional to its length.

## 5. Possible mechanisms of solar-climatic link

Mechanisms of direct and indirect Sun's influence on the terrestrial climate are shown in the Figure 7.

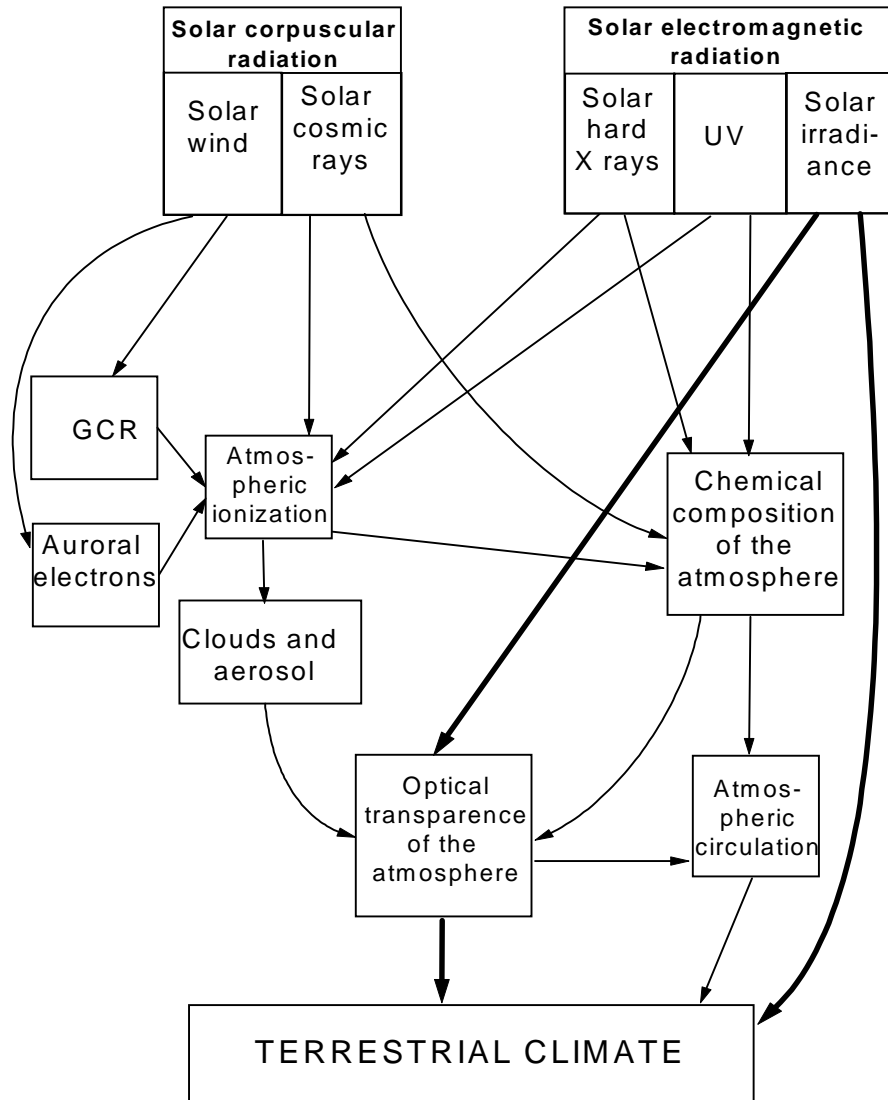


Figure 7. Mechanisms of possible solar-climate link.

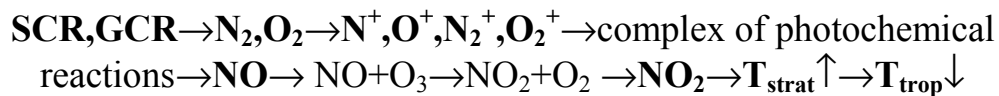
### 5.1. Direct influence of solar radiation.

It is difficult to explain the link by direct solar modulation of climate via changes of radiation. Solar irradiance is very stable:  $S_0=1367 \text{ Wt}\cdot\text{m}^{-2}$ ,  $\Delta S\approx 2 \text{ wt}\cdot\text{m}^{-2}$ . According to Damon (1992) fluctuation of Sun's luminosity, which takes place when Wolf number change from 0 up to 200 (in 11 yr cycle), can cause the respective  $0.03^\circ\text{C}$  variation of global temperature. The UV part of solar spectrum has more strong 11 yr oscillation: 7% at 250 nm and about 35% at 10-100 nm. Modulation of climate by UV via its influence on ozone layer is more perspective, but there are two difficulties: (a) energy of UV part of solar

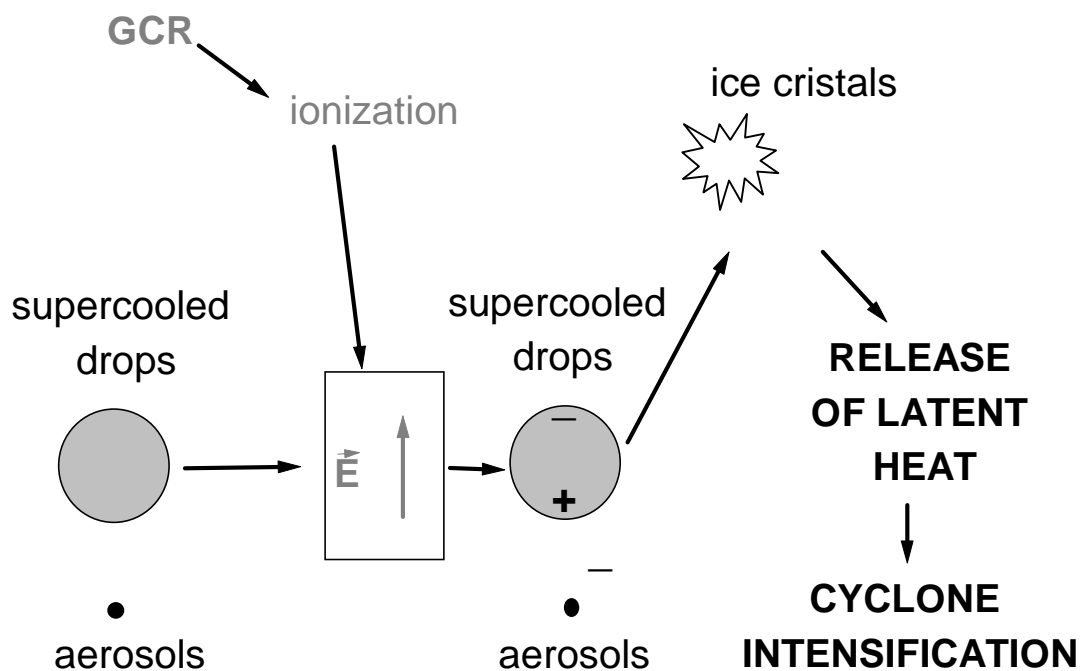
spectrum is only 1%, (b) UV can penetrate only to upper stratosphere – it is necessary to transfer energy from stratosphere to lower troposphere.

### **5.2. Indirect influence by solar modulation of energetic particle flux.**

GCR and SCR particles can penetrate to low part of atmosphere. They both affect terrestrial climate via changes in a chemical composition of atmosphere, especially by changes in ozone concentration (absorbs UV radiation) and NO<sub>2</sub> concentration (absorbs green and blue radiation). Oversimplified chain of these chemical reactions has the following form (Pudovkin, 1996):

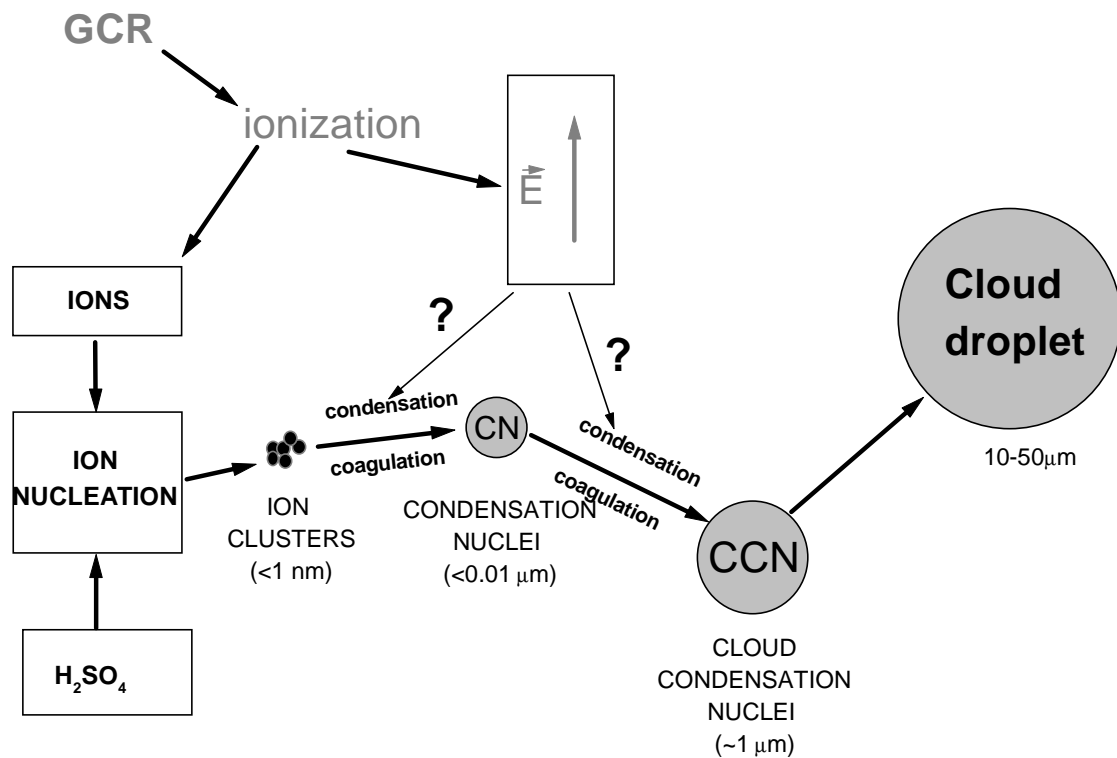


Correlation between atmospheric opacity and cosmic ray flux has been established experimentally over different time scales. Short Forbush-decreases of GCR intensity lead to increase of transparency of atmosphere and background irradiation while solar proton events are accompanied by drop of background irradiation. Both these effects last for few days. Longer-term negative correlation between GCR intensity and background radiation was found by Pudovkin and Veretenenko (1996, 2001) for 1961-1986. Besides background solar radiation, GCR and SCR change energy distribution in atmosphere that causes respective changes in atmospheric circulation (Morozova and Pudovkin 2001). Mechanism of electrofreezing, linking atmospheric circulation with the GCR intensity, was suggested by Tinsley and Deen (1991). It is shown in the Figure 8. According to the hypothesis of Tinsley and Deen (1991) increase in GCR flux leads to increase of atmospheric ionization and atmospheric electric field. This field can electrify both supercooled liquid drops and aerosol particles (ice nuclei). Because electrified drops and ice nuclei contact intensively than neutral ones, rate of ice crystal generation increases. This process releases latent heat, which provides cyclone generation. So, rise in GCR intensity cause intensification of cyclone activity and, hence, of atmospheric circulation.



**Figure 8.** Scheme of electrofreezing mechanism.

Another point, important for understanding of solar-climatic connection, is the correlation between GCR intensity and clouds. Correlation between cosmic ray intensity and frequency of cirrus clouds occurrence was found by Veretenenko and Pudovkin (1993). Correlation between GCR intensity and global low cloudiness was reported by Svensmark and Friis-Christensen (1997) for 1980-1995. It should be noted that it is not only terrestrial effect. Correlation between Neptune albedo (particularly in green-blue part) and SA was established since 1972 (Lockwood and Thompson, 2001). Lockwood and Thompson, (2001) related this effect to changes in Neptune cloudiness. However, mechanism of influence of GCR on clouds needs to be clarified. Especially interesting is that only low cloudiness correlates well and positively with GCR, while for middle and high cloudiness correlation is weaker and rather negative. Some ideas were suggested by Yu and Turco (2000). According to their hypothesis (see Figure 9) increase of atmospheric ionization (due to rise of GCR flux) causes increase of rate of generation of ion clusters. These ion clusters, in turn, form aerosols and cloud condensation nuclei (CCN), and the rate of CCN generation (condensation and coagulation) also may be affected by GCR via changes in atmospheric electric field. Really, substantial rise of aerosol ( $>0.67 \mu\text{m}$ ) concentration at 10-25 km altitudes was found after the solar proton event of 16 February 1984 (Shumilov, 2002).



**Figure 9.** Possible mechanism of influence of GCR on cloud droplet formation.

Another mechanism is carrying out in works of Ermakov (2000), Stozhkov et al (2001). These authors emphasize the role of thunderclouds in GCR-climate link.

**6. Acknowledgement.** This research was done in the frame of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by the program “Astronomy: nonstationary processes in astronomy” of RAN. It was also supported by grant INTAS-2001-0550.

## References

- Crowley, T. 2000: Causes of climate change over the past 1000 years. *Science* 289, 270-277.
- Ermakov V.I.: 2000, Role of storm clouds in a mechanism of link between weather and solar activity, *Geomagn. and Aeronomy* 40(1), 129-132 (in Russian).
- Jones, P.D., Briffa, K.R, Barnett, T.P. and Telt, S.F.B. 1998: High-resolution palaeoclimatic records for the last millennium: interpretation, integration and comparison with General Circulation Model control-run temperatures. *The Holocene* 8.4, 455-471.

- Lockwood G.W., Thompson D.T. 2002, Photometric variability of Neptune, *Icarus* 156, pp. 37-51.
- Mahasenan, N., Watts, R.G. and Dowlatabady, H. 1997: Low-frequency oscillations in temperature-proxy records and implications for recent climate change. *Geophys Res Letters* 24(5), 563-566.
- Mann, M.E., Park, J. and Bradley, R.S. 1995: Global interdecadal and century-scale climate oscillations during the past five centuries. *Nature* 378, 266-270.
- Mann, M.E., Bradley, R.S. and Hughes, M.K. 1999: Northern Hemisphere temperatures during the past millennium: inferences, uncertainties, and limitations. *Geophys Res Letters* 26(6), 759-762.
- Nagovitsyn Yu.A. 1997, A nonlinear mathematical model for the solar cyclicity and prospects for reconstructing the solar activity in the past. *Astronomy Letters* 23(6), pp.742-748.
- Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H. 2002, Long-period cycles of Sun's activity recorded in direct solar data and proxies, submitted to the Solar Physics.
- Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Eronen M., Merilainen J. 2002, Evidence from millennial tree-ring records for solar and volcanic activity affecting terrestrial climate. Submitted to the Holocene.
- Pudovkin M.I.: 1996, Effect of Solar activity on the lower atmosphere and weather, *Soros education Journal* 10, p. 106 (in Russian).
- Raspopov O.M., Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Jacoby G., Dergachev V.A. 1997, The cosmic ray influence on cloudy and aerosol layers of the Earth and connection of solar cycle length to global surface temperature. PhTI, Preprint-1694, 20 p.
- Schove D.J. 1983, Sunspot cycles, Stroudsburg: Hutchinson Ross Publ.
- Shabalova M.V. and Weber S.L. 1999: Patterns of temperature variability on multidecadal to centennial timescales. *Journ. of Geophys. Res.* 104, 31023-31042
- Shumilov O.I. 2002: Acting of heliogeophysical factors upon the near Earth space, ozone layer and terrestrial climate. *Doctor of science dissertation*, Apatity, 114 p (in Russian).
- Solanki, S.K., Schussler, M. and Fligge, M. 2000: Evolution of the Sun's large-scale magnetic field since the Maunder minimum. *Nature* 408, 445-447.
- Stozhkov Yu.I., Ermakov V.I., Pokrevski P.E.: 2001, Cosmic rays and atmospheric processes, *Geomagn. and Aeronomy* 65(3), 406-410 (in Russian).
- Tinsley B.A., Deen G.W. 1991, Apparent tropospheric response to MeV-GeV particle flux variations: a connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds, *Journ. Geophys. Res.* , 22283-22294.
- Wittmann, A.D. and Xu, Z. 1987: *Astr. Astroph. Suppl. Ser.* 70 (1), 83-94
- Yu F., Turco R.P. 2000, Ultrafine aerosol formation via ion-mediated nucleation, *Geophys. Res. Lett.* 27, 883.

## **О ВЗАИМОСВЯЗИ ЯВЛЕНИЙ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ**

**Осокин А.Р., Лившиц М.А., Чернетский В.А.**  
*ИЗМИРАН; arno@sai.msu.ru*

### **On interrelation between various scale phenomena in solar flares**

**Osokin A.R., Livshits M.A., Chernetskiy V.A.**  
*IZMIRAN*

#### **Abstract**

A solar flare is rather complicate phenomena where the processes at various spatial and temporal scales develop. Results of analyses of solar images in the transition region and the lower corona obtained with the SOHO and TRACE satellites that development of the impulsive flares occurs to a given bright point with its pronounced activity in penumbra. Relationship between impulse phenomena in subsequent development of a typical system of high coronal loops is studied by comparison between the soft (GOES satellites) and of the hard (BATSE - GRO) X-ray radiation.

Presented in - first, data on soft x-ray radiation 19000 flares allow reliably to allocate three classes of phenomena with total duration around 20 minutes, around 60 minutes, in some cases 100 minutes, and small number of the longer events. Secondly, the comparison of the phenomena in the hard and the soft X-ray shows, that the powerful enough pulses as a rule are accompanied by the subsequent formation of system of flare coronal loops.

Thus, X-ray observation gives the certain evidence by various temporal and spatial scale associated of complicate flare.

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Нестационарные процессы на Солнце включают в себя как корональные выбросы плазмы (СМЕ), так и собственно вспышку. Несмотря на большое количество данных, вопрос о роли СМЕ и вспышки в общем нестационарном процессе до конца не решен и неясно даже, предшествует ли СМЕ вспышке или наоборот, СМЕ является следствием внезапного нагрева петель при вспышке.

Одна из возможных моделей мощных нестационарных процессов – идея о постэруптивном энерговыделении, состоит в том, что СМЕ раскрывает магнитную конфигурацию и затем наблюдается формирование и свечение системы вспышечных корональных петель. В этом случае импульсное событие как бы выпадает из всего нестационарного процесса, иначе говоря, становится непонятной роль импульса в нем.

В докладе мы решили рассмотреть собственно вспышки и проанализировать возможную роль импульсного события. В начале каждой вспышки одна или несколько петель заполняются горячей плазмой. Последующая эволюция коронального облака может идти по двум путям : плазма может свободно высвечиваться и в таком случае

длительность будет определяться характерным временем радиационного охлаждения плазмы  $t_{rad} = 3kT/nL(T)$ , где  $L(T)$  - функция радиационных потерь при данной температуре,  $n$  – электронная плотность; такое событие называется импульсным. Если же существует дополнительный источник нагрева, то длительность явления возрастает.

Если учесть, что импульсная вспышка развивается в низких плотных петлях, непосредственно примыкающих к областям сильного магнитного поля – к пятнам, то при характерных значениях  $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и средней температуре плазмы в петле  $T = 10 \cdot 10^6 \text{ К} \approx 10 \text{ МК}$  (и соответственно значении функции радиационных потерь при этой температуре  $L(T) \approx 2.5 \cdot 10^{-23} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^3$ ) имеем  $t_{rad} = 550 \text{ с} \approx 10 \text{ мин}$ . В импульсных событиях поток излучения даже в мягком диапазоне 1–8 Å возрастает очень резко, а уменьшается медленнее. Длительность мягкого рентгеновского всплеска  $\Delta t$  на уровне 10% максимальной интенсивности (фон вычтен) почти в 3 раза больше  $t_{rad}$ , т.е. не превышает 30 мин. В дальнейшем мы будем использовать такое определение полной длительности, иногда опуская слово «полная».

Баланс энергии в корональных петлях определяет также и длительность достаточно мощных, двухленточных событий, когда после импульсной фазы образуется система петель, располагающаяся над нейтральной линией продольного магнитного поля. Размер петель, и, в частности, их характерная высота около  $0.1R_{\odot}$ , определяется конкретной конфигурацией локальных магнитных полей центра активности. Плотности в таких высоких петлях примерно на порядок меньше значения, принятого для импульсного события, а температуры сравнимы, поэтому величина  $t_{rad}$  возрастает примерно на порядок и полная длительность не превышает обычно 1 – 2 часа.

Последние данные с ИСЗ «SOHO» и «TRACE» дали картину развития событий с различными масштабами, что позволяет начать изучение взаимосвязи явлений различных масштабов во вспышках. В частности, в ряде случаев была заметна мелкомасштабная активность в полутени пятна, предшествующая импульсному событию. Можно было предположить также, что достаточно мощные импульсные всплески провоцируют дальнейшее зажигание системы петель, уходящих в корону, – двухленточную вспышку. В некоторых случаях после окончания двухленточной вспышки процесс может идти дальше, затрагивать другие активные области комплекса активности. Это хорошо иллюстрирует развитие вспышки «День Бастилии», исследованное, в частности, в работе Чертока и др. (2001).

Учитывая значительное количество накопившихся данных по вспышкам в мягком рентгеновском диапазоне, полученных за последние 30 лет на спутниках серии “GOES”, и данные по жесткому рентгеновскому



излучению прибора BATSE Комптоновской обсерватории (спутник GRO), мы в своей работе пытаемся проверить эти предположения о связи во вспышках явлений разных масштабах.

## **РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫШЕК РАЗЛИЧНОЙ МОЩНОСТИ ПО ИХ ПОЛНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ**

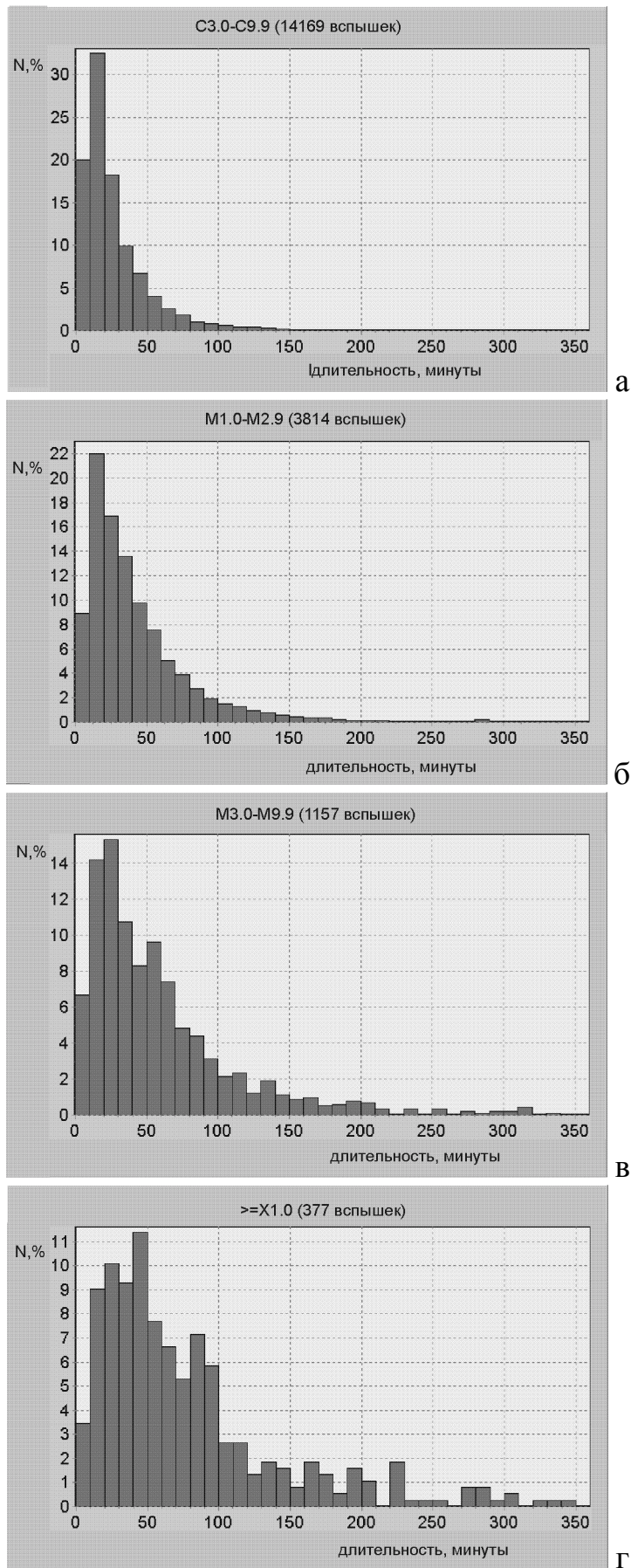
Регистрации солнечных мягких рентгеновских событий спутниками серии GOES послужили основой для созданной А.В. Беловым в ИЗМИРАНе базы данных рентгеновских вспышек, содержащей около 51000 событий. В ней приведены моменты начала явлений, их длительность, гелиографические координаты, рентгеновский класс всплесков. Из общей базы данных были выбраны события ярче С3 – более 19000 явлений, для которых и проведено статистическое исследование зависимости мощности от их полной длительности. Выбор нижнего предела мощности обусловлен сложностью выделения вспышек более слабых классов над фоном. Вспышки брались в период 1997-1998 г.г. во время роста солнечной активности, когда, с одной стороны, их число было достаточно большим и, с другой, их можно было уверенно отделить от заключительной стадии больших событий.

На рис.1 представлены гистограммы зависимости числа вспышек от их длительности в различных интервалах их мощностей. Каждая гистограмма приведена в процентах от общего числа выбранных событий. Они построены для всех вспышек базы данных, имеющих рентгеновский балл от С3 до М1 (рис.1а), от М1 до М3 (рис.1б), от М3 до Х1 (рис.1в) и всех вспышек, мощнее Х1 (рис.1г).

Вспышки относительно малой мощности, от С3 до М1, в большинстве являются импульсными. Всего в базе данных 14169 таких событий. На гистограмме - рис. 1а с шагом по времени 10 мин выделяется единственный максимум в 10-20 мин с экспоненциальным спадом к более длительным событиям. Более 70% явлений характеризуются полной длительностью менее 30 мин. Это находится в согласии со свободным высвечиванием плазмы в ходе импульсных вспышек.

Для 3814 вспышек в интервале от М1 до М3 (рис.1б) характер зависимости сохраняется, но доля явлений, длящихся не более 30 мин, уменьшается по сравнению с предыдущим случаем до 48% и экспоненциальный спад становится более медленным. Присутствие двухленточных вспышек здесь еще не изменяет общего вида гистограмм.

На следующей гистограмме (рис. 1в), относящейся к явлениям М3-Х1, проявляется уже второй максимум при длительностях явлений 50 - 60 мин, и появляется некоторое число очень длительных событий. Такой характер эволюции гистограмм сохраняется и при переходе к самым мощным событиям ярче Х1 (рис. 1г), причем число очень длительных явлений возрастает.



**Рис. 1.**

Более 23% вспышек на диаграмме 1г характеризуются сложной пространственно–временной структурой. Эти явления включают в себя как вспышки в комплексах активности, так и динамические вспышки в терминологии Швестки и др. (1995). Рентгеновские кривые блеска для таких длительных явлений обсуждались в работе Лившица и др. (2002). Их основное отличие для двух указанных типов длительных вспышек состоит в том, что для вспышек в комплексах активности спад излучения после максимума в мягком рентгене происходит при высоких значениях потока, в то время как для динамических вспышек «хвост» характеризуется малыми значениями потоков. Поэтому полная длительность этих двух типов явлений оказывается значительной, но вспышки в комплексах активности характеризуются гораздо большими длительностями на уровне  $1/2$  максимального значения потока по сравнению с динамическими явлениями.

Таким образом, более 70% слабых событий (рис. 1а), т.е. более 10 тысяч из рассмотренных 14 тысяч, имеют длительности менее 30 минут, что соответствует импульсным вспышкам в принятом выше определении. Максимум, соответствующий импульсным событиям, выделяется отчетливо на первых трех гистограммах. Это свидетельствует о том, что, исключая самые мощные явления, импульсные события происходят в плотных низких петлях и их длительности практически не зависят от мощности всего явления. Разумеется, в самых мощных событиях импульсы могут последовательно развиваться в нескольких низких петлях и общая длительность всего импульсного события может возрасти. Это находит свое отражение на рис. 1г. При увеличении мощности вспышек распределения, относящиеся к импульсным и длительным событиям, начинают накладываться друг на друга.

Рис.1в и сравнение его с приведенной выше теоретической оценкой показывает, что если в обычных двухленточных вспышках и происходит некоторый нагрев плазмы в верхней части петли, то он существенно не отражается на полной длительности явлений. Это видно из того, что второй максимум на гистограмме близок к ожидаемому из теории значению, близкому к 1 часу. Если мы рассматриваем сильные вспышки, то в области малых длительностей происходит сильное наложение импульсных и длительных событий и дополнительный нагрев проявляется более отчетливо. Необходимо добавить, что все вспышки с длительностью, превышающей 1.5 часа, включают в себя как вспышки в комплексах активности, так и динамические явления. Заметим, что вспышки с длительным спадом мягкого рентгеновского излучения (LDF в терминологии Гетмана и Лившица (1999, 2000) проявляются не только в мощных событиях, но и в небольшом числе явлений различной мощности, начиная с рентгеновского балла M1.

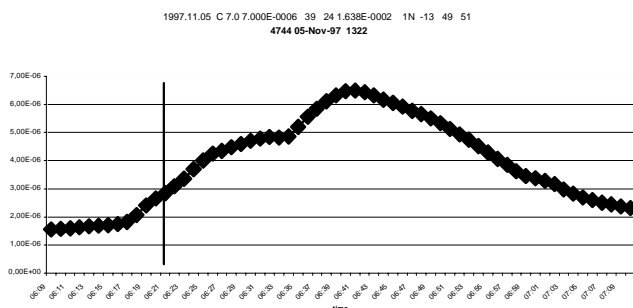
## О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ ИМПУЛЬСНОГО СОБЫТИЯ И ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Известно, что рентгеновские всплески с энергией, превышающей 20 кЭв, происходят на фазе резкого увеличения потока мягкого рентгеновского излучения. Жесткий всплеск по времени близок к моменту максимума производной по времени потока мягкого рентгеновского излучения. С другой стороны, более слабые рентгеновские вспышки не сопровождаются излучением в жестком диапазоне. В настоящее время этот вопрос может быть проанализирован на однородном материале.

В качестве данных о жестком рентгеновском излучении мы использовали регистрации прибора BATSE обсерватории им. Комптона (GRO) (Деннис и др.), для данных по мягкому рентгеновскому излучению - как и выше, мы использовали базу данных, созданную в ИЗМИРАН и основанную для данного периода на наблюдениях ИСЗ «ГОЕС-8». За этот период из указанной базы данных были отобраны вспышки балла С и выше, полная длительность которых превышала 25 мин. Этим мягким всплескам ставились в соответствие жесткие рентгеновские всплески по данным первого, самого мягкого канала BATSE (20–25 кЭВ). Вспышки, происходящие за лимбом, были исключены из нашего анализа.

На рис. 2 приводятся несколько примеров такого сопоставления мягкого и жесткого рентгеновского излучения.

Мощность



Время

Мощность

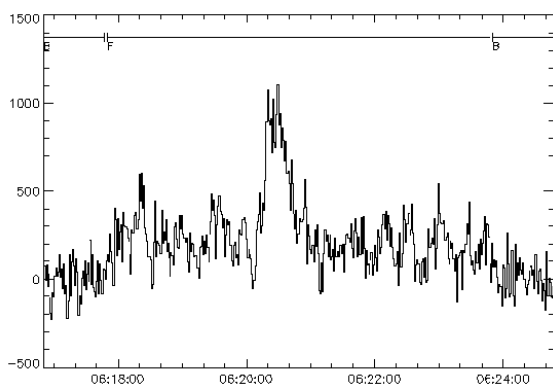


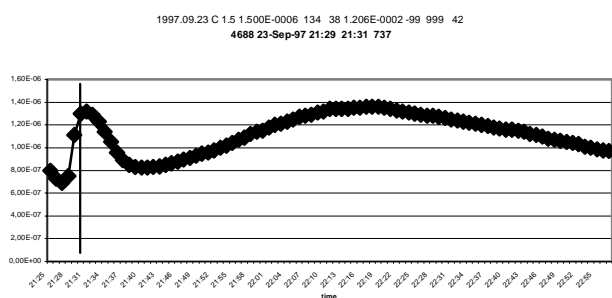
Рис. 2а

Время

Типичным случаем является картина развития события 5 ноября 1997 г., когда жесткая рентгеновская вспышка в 6:21, мощностью в 1322 фотон/с (N 4744 по каталогу BATSE) совпала с развитием вспышки в мягком рентгеновском диапазоне, с полной длительностью более часа (рис. 2а). Довольно большое число C5–M5 вспышек демонстрирует сходное поведение мягкого и жесткого рентгеновского излучения.

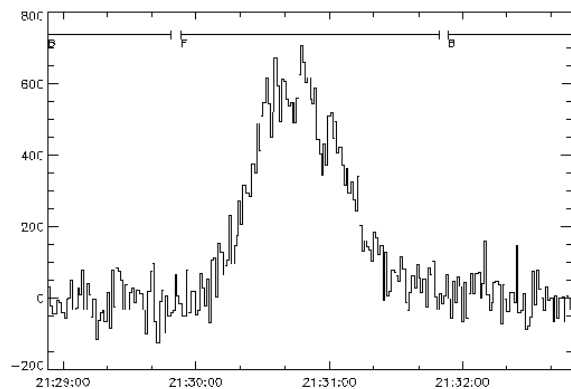
Жесткий рентгеновский всплеск, длящийся минуту с 21:30 до 21:31 23 сентября 1997 г. (N 4688 по каталогу BATSE) и достигший потока 737 фотонов в секунду при эффективной площади приемника 2000 кв. см, пришелся на начало длительной, более 80 мин вспышки в мягком рентгеновском диапазоне балла C1.5 (рис. 2б).

Мощность



Время

Мощность



Время

Рис. 2б.

Данные для описанных выше вспышек сопоставляются в таблице еще с несколькими примерами исследованных явлений. Кроме приведенных в таблице явлений мы проанализировали еще некоторое количество вспышек, зарегистрированных одновременно на спутнике «ГОЕС» и на BATSE (ИСЗ “GRO”).

В результате анализа данных, относящихся к девяносто мягким всплескам 1997–1998 гг. показано, что появление жесткого рентгеновского излучения на фазе роста потока мягкого рентгеновского излучения наблюдается примерно в 20% случаев вспышек ярче чем В5. Для вспышек

ярче чем С3 появление жесткого всплеска с амплитудой порядка 1000 единиц мягкого канала прибора BATSE в большинстве случаев сопровождается увеличением полной длительности мягкого рентгеновского всплеска, по сравнению со значениями, характерными для вспышек данной мощности или, в некоторых случаях, по сравнению с длительностями, теоретически допустимыми для импульсных вспышек с соответствующими физическими условиями в источнике излучения. Для вспышек балла М это заключение становится заведомо справедливым.

Дата вспышки	«ГОЕС»			БАТСЕ	
	Время начала, ч:м	Продолжительность всплеска, мин	Балл вспышки	Мощность и номер всплеска по каталогу	Время начала всплеска в жестком рентгеновском диапазоне, ч:м
20.09.97	00:28	91	В 8.0	910(4683)	00:31
23.09.97	21:28	80	С 1.5	737 (4688)	21:31
05.11.97	06:17	32	С 7.0	1322 (4744)	06:20
14.11.97	09:35	102	С 4.6	3456 (4767)	09:36
				1892 (4768)	09:38
01.12.97	19:14	26	С 4.3	356 (4806)	19:24
26.01.98	22:23	19	С 5.4	2993 (4838)	22:26
04.03.98	21:27	14	С 2.7	1046 (4864)	21:33
13.03.98	20:54	20	С 5.8	2122 (4870)	21:02
23.03.98	02:38	38	М 2.3	1400 (4901)	02:43

Заметим, что среди проанализированного материала присутствуют также несколько явлений, которые являются результатом наложения нескольких мягких импульсных всплесков. Так, в событии 4 ноября 1997 г. четыре импульсных всплеска от 600 до 4000 фотон/с создали суммарную картину одной вспышки балла С3.4 полной длительностью 25 мин. Похожие явления происходили также 17 ноября 1997 г. после 13:35, 2 апреля 1998 г., после 16:13 и др. Необходимо, однако, отметить, что эта закономерность развития системы корональных петель после импульса достаточной мощности наблюдается не во всех случаях.

Известно, что в некоторых активных областях наблюдаются серии импульсных вспышек, в редких случаях – мощных, не сопровождающихся

последующим развитием двухленточной вспышки. В анализируемый нами период таких событий нами не отмечено. Эти явления связаны со специфической, сильно закрытой конфигурацией магнитных полей, не дающей возможности выходу вспышечного процесса на большие высоты. Заметим также, что серии длительных вспышек типа проанализированной Лившицем и др. (2001) в марте 1993 г. происходят чрезвычайно редко и всегда связаны с особенностями соответствующей активной области другого рода, силовые линии магнитного поля которой выходят в межпланетное пространство.

Итак, подтверждается вывод о том, что производная по времени потока мягкого рентгеновского излучения, описывает временной профиль жесткого рентгеновского всплеска. Однако эта связь является более сложной и точного совпадения на шкалах в одну – десять минут не наблюдается. Это свидетельствует о статистической, в некоторых случаях причинно- следственной связи этих двух явлений. Более того, с определенной достоверностью наше рассмотрение показывает, что жесткие импульсы с амплитудой, превышающей определенную величину (около 1000 отсчетов в секунду в мягком канале **BATSE**), сопровождаются постепенной фазой вспышки – развитием системы вспышечных корональных петель. Многочисленные слабые жесткие всплески в подавляющем большинстве случаев остаются без такого продолжения.

## ДИСКУССИЯ

Обсудим кратко связь между импульсными вспышками и пятнами. Эта связь может быть прослежена для вспышек текущего цикла по фильмам SOHO и TRACE, полученных в линиях, образующихся в переходной области или в нижней короне, а также в континууме в полосе около 1600Å. На этих фильмах часто можно видеть яркие точки, возникающие в полутени пятна или по его периферии. В некоторых случаях заметно регулярное смещение яркой точки по азимуту относительно центра пятна; в других случаях движение этой яркой точки более хаотично. Предварительные результаты анализа показывают, что эта мелкомасштабная активность в коротковолновых линиях коррелирует с общим количеством субвспышек, наблюдаемых близ этого пятна. Более того, если эта динамическая активность перемещается от одного пятна к другому (внутри одной и той же группы пятен или в разных группах), то «субвспышечная» активность повышается около этого второго пятна.

Можно также отметить, что при развитой динамической активности на периферии какого-либо большого пятна импульсные субвспышки появляются при азимуте, соответствующим или направлению, где нейтральная линия входит в полутень, или внешняя граница полутени

примыкает к ней, т.е. где расстояние между нейтральной линией и соответствующим пятном минимально.

Хорошо известно, что яркие точки импульсных вспышек, наблюдаемые в жестком рентгеновском и микроволновом излучениях, как правило, располагаются в непосредственной близости от пятна. Обычно делается вывод о свечении этих излучений в низких петлях; в таком случае, одно из оснований этих низких петель лежит внутри полутени или примыкает к ней. Особенно отчетливо этот эффект выражен, если изучаются белые вспышки, непрерывное оптическое излучение которых возникает в ядрах, внутри полутени или в «заливах» полутени, где в нее вторгаются спокойные участки поверхности.

Когда рассматриваются  $H_{\alpha}$  фильмы, то во время взрывной flash – фазы в большинстве случаев создается впечатление, что возмущение начинается вблизи яркой точки, примыкающей к пятну, и быстро распространяется в одну или обе стороны вдоль нейтральной линии, формируя впоследствии вспышечные ленты.

Итак, мы можем сделать предварительный вывод о том, что мелкомасштабная активность близ некоторых пятен инициирует возникновение импульсных вспышек. Разумеется, эта проблема заслуживает более серьезного изучения.

Таким образом, вспышка может рассматриваться как совокупность двух типов явлений – импульсного всплеска и процесса формирования системы корональных петель. Слабые импульсы в большинстве случаев не сопровождаются второй частью явления, в то время как вероятность развития системы высоких петель существенно повышается, если мощность импульса достаточно велика. По-видимому, взаимосвязь импульсной и длительной фаз является существенной особенностью физики собственно вспышек.

Возвращаясь, в заключение, к физике мощных нестационарных явлений на Солнце, следует заметить, что развитие системы высоких петель существенно зависит от общего характера нестационарного процесса. В том случае, когда крупномасштабное СМЕ разрывает магнитную конфигурацию, пересоединение в вертикальном токовом слое может поддерживать рентгеновское свечение петель в течение очень длительного времени. В других случаях эта система петель может по тем или иным причинам быстро выбрасываться наружу. Иначе говоря, от типа СМЕ или его особенностей зависит развитие вспышки в постепенной фазе и соответственно влияние этого явления в целом на физические условия в межпланетном пространстве. Эти вопросы рассматриваются в небольшом цикле работ, публикующемся в *Астрономическом вестнике* (Лившиц и др. 2001, Осокин и др. 2003).



Авторы благодарят А.В. Белова за содействие в выполнении этой работы. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 02-02-17086, 02-02-17928 РФФИ), договором 5к/За с ГАО РАН и программой ФЦНТП «Астрономия».

## ЛИТЕРАТУРА

*Гетман К.В., Лившиц М.А.* Баланс энергии в источниках длительного мягкого рентгеновского излучения: образование стримера // *Астрон. журн.* 1999. Т. 76. № 9. С. 704-711.

*Гетман К.В., Лившиц М.А.* Солнечные вспышки с длительным спадом мягкого рентгеновского излучения: баланс энергии в гигантских петлях// *Астрон. журн.* 2000. Т. 77. № 4. С. 295-302.

*Деннис и др.* (Dennis R. A., Schwartz A.K., Tolbert B. R.) Access to BATSE Solar Flare Data for the Solar Physics Community // [http://umbra.nascom.nasa.gov/BATSEe/BATSEe\\_archive.html](http://umbra.nascom.nasa.gov/BATSEe/BATSEe_archive.html)

*Лившиц М.А., Струминский А.Б., Белов А.В.* Роль длительных рентгеновских вспышек на Солнце в формировании возмущений межпланетной среды // *Астрон. вестн.* 2001. Т. 35. С. 559.

*Лившиц М.А., Бадалян О.Г., Белов А.В.* Общие закономерности развития мощных длительных рентгеновских вспышек на Солнце // *Астрон. журн.* 2002. Т. 79. № 7. С. 597-608.

*Осокин А.Р., Белов А.В., Лившиц М.А.* Солнечные вспышки различных типов и их влияние на формирование возмущений межпланетной среды // *Астрон. вестн.* 2003, № 1, в печати

*Швестка и др.* (Svestka Z., Farnik F., Hudson H.S., Uchida Yu., Hick P., Lemen J.R.). Large-scale active coronal Phenomena in Yohkoh SXT images. I. Post-flare giant arches rising with constant speed // *Solar Phys.* 1995. V. 161. P. 331-363.

*Черток и др.* (Chertok I.M., Fomichev V.V., Gnezdilov A.A. et al.) Multi-scale temporal features of the 14 July 2000 meter-wavelength dynamic radio spectrum compared with TRACE data // *Solar Phys.* 2001. V.204. P. 141.



## **ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВСПЫШКИ И ГЕНЕРАЦИЯ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА МАССЫ**

**Подгорный И.М.<sup>1</sup>, Подгорный А.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, podgorny@inasan.rssi.ru,*

<sup>2</sup>*Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

## **ELECTRODYNAMICAL SOLAR FLARE MODEL AND GENERATION OF CORONAL MASS EJECTION**

**I.M. Podgorny, A.I. Podgorny**

### **Abstract**

The electrodynamic solar flare model explains observed flare dynamics and associated phenomena in the Earth magnetosphere including cosmic rays. Plasma acceleration by the magnetic tension force takes place at in a vertical current sheet in the corona. The accelerated matter is ejected in interplanetary space. Simultaneously, hot plasma accelerated downward is concentrated on a post-flare top. It is concentrated together with magnetic field lines that have been reconnected in the current sheet. These phenomena are shown in X-rays observation. The unique association of coronal mass ejections (CME) and solar flares is demonstrated. The announced earlier statements about independence of CME and solar flare are misunderstanding appeared because of difficulty of simultaneous observation both CME and solar flare.

### **Аннотация**

Электродинамическая модель [1, 2] солнечной вспышки объясняет наблюдаемую динамику вспышки и сопутствующие эффекты. При распаде вертикального токового слоя (ТС) в короне происходит ускорение плазмы силами магнитного натяжения, что приводит к выбросу вещества в межпланетную среду. Одновременно горячая плазма, ускоренная вниз, концентрируется на вершине послевспышечной петли вместе с пересоединенными в слое линиями магнитного поля. Эти процессы подтверждены наблюдениями вспышки в рентгеновской области спектра [3, 4]. Высказываемые ранее соображения о независимости коронального выброса массы (КВМ) и вспышки являются недоразумением, связанным с методическими трудностями одновременного наблюдения вспышек и КВМ.

### **Введение**

Термин "солнечная вспышка" был введен Карингтоном в 1944 г. Солнечной вспышкой было названо неожиданное появление ярких участков на поверхности диска, которое через 2 – 3 суток сопровождается возмущениями магнитного поля Земли. Использование космической техники показало, что магнитные бури на Земле вызываются приходом от Солнца транзиентов или корональных выбросов массы (КВМ). Систематические наблюдения показали, что не каждая зарегистрированная вспышка сопровождается КВМ, и каждому КВМ предшествовала

зарегистрированная вспышка. Это дало повод Гостлингу сделать заявление о том, что солнечная вспышка не является причиной появления КВМ [1]. Высказывались мнения, что вспышка и КВМ являются независимыми, но иногда совпадающими по времени. Необходимо подчеркнуть, что одновременное наблюдение вспышки и КВМ сопряжено с определенными трудностями. Вспышка хорошо наблюдается на диске Солнца в сплошном видимом спектре или в водородной линии  $H_{\alpha}$ . Вспышка, возникшая вблизи лимба, трудна для обнаружения, т. к. она видна с Земли под малым углом. Что касается коронального выброса массы, то он отчетливо виден при появлении вблизи лимба, но не заметен на фоне яркого свечения диска. В настоящей работе рассмотрена связь КВМ и вспышек, исходя из модели вспышки, построенной на основании теории накопления энергии в ТС и наблюдений вблизи лимба, позволивших зарегистрировать как вспышку, так и КВМ.

Вопрос о взаимной связи различных проявлений солнечной вспышки помимо научной значимости этого фундаментального явления имеет и прикладное значение для предсказания наиболее драматических изменений космической погоды.

### **Электродинамическая модель солнечной вспышки**

Схема электродинамической модели вспышки [2, 3] показана на рис. 1. Тонкими линиями представлены линии магнитного поля ТС, возникшего при фокусировке возмущений в окрестности особой линии магнитного поля. Жирными линиями показана система токов, генерируемых в ТС электрическим полем Холла  $\mathbf{E}_H = \mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ . Продольные токи, выходящие из ТС, замыкаются в хромосфере токами Педерсена. Продольные токи являются основным фактором, обеспечивающим передачу энергии, выделяемой при пересоединении в короне, к хромосфере. Электроны, ускоренные в токе, направленном от Солнца, вызывают свечение в рентгеновском, ультрафиолетовом и видимом излучениях. Процесс развивается по сценарию, аналогичному сияниям при суббуре [4]. При распаде ТС в процесс пересоединения вовлекаются все новые и новые линии магнитного поля слоя. В результате, области высыпания быстрых электронов и вызываемого ими свечения хромосферы раздвигаются, т. е. происходит раздвижение вспышечных лент. Вдоль слоя действует сила  $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ . Она ускоряет плазму вверх и вниз. Ускоренная вверх плазма создает корональный выброс. Горячая плазма, ускоренная вниз, движется вместе с вмороженным в нее магнитным полем вниз, испытывая торможение в сильном поле под слоем. Происходит накопление линий магнитного поля на вершине образующейся послевспышечной петли. Поток плазмы к Солнцу из области пересоединения наблюдали Мак Кензи и Хадсон [5], назвав его *supra arcade downflow*. Горячая плазма, удерживаемая в петле магнитным полем, излучает в различных областях спектра, в том числе в

рентгеновском и радио диапазонах. Это, так называемое long duration events, иногда называют медленной вспышкой.

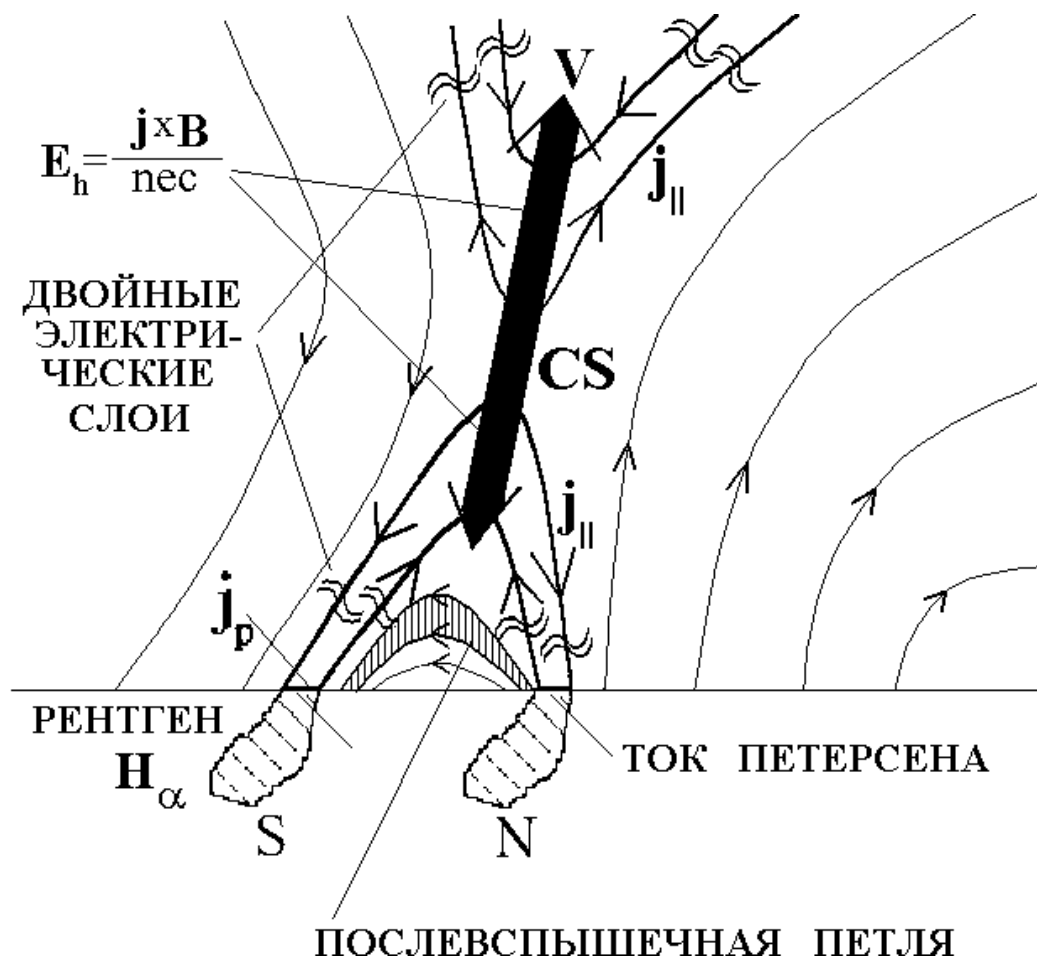


Рис. 1. Электродинамическая модель вспышки

В тех случаях, когда линии межпланетного магнитного поля приходят из области вспышки к Земле, к магнитосфере Земли поступает поток протонов с энергиями более 10 ГэВ. Генерация протонов сверхвысоких энергий во время вспышки объясняется их ускорением в электрическом поле вдоль особой линии. Максимальная энергия ускоренных протонов может быть оценена [6] по формуле  $L e V_{in} B_S / c$ , здесь  $L$  - длина особой линии,  $V_{in}$  - скорость втекания плазмы в слой, т. е. скорость пересоединения,  $B_S$  - магнитное поле ТС.

Решением трехмерной системы МГД уравнений показано, что перед вспышками происходит образование ТС. Перед вспышкой Бастилия в короне над активной областью NOAA 9077 в магнитном поле ТС аккумулировалось более  $\sim 10^{32}$  эрг магнитной энергии [7]. Наблюдаемое возрастание поля пятен привело к появлению вертикального ТС. В соответствии с предсказаниями электродинамической модели ТС возник в окрестности особой линии за счет МГД возмущений, приходящих от

фотосферы. В МГД расчетах возмущения создавались как при всплывании нового магнитного потока в активной области, так и из-за погружения магнитного потока перед вспышкой под фотосферу.

### **Ускоренные потоки плазмы во вспышке**

Сила магнитного натяжения ускоряет плазму вдоль слоя, что должно вызвать выброс корональной плазмы, наблюдаемый при вспышке, в межпланетное магнитное поле. Одновременно плазма должна ускоряться магнитным натяжением вниз за счет сокращения линий поля в той части слоя, которая находится ниже нейтральной линии. В настоящее время имеются наблюдательные доказательства ускорения плазмы при вспышке как вверх, так и вниз.

В работе Жанга и др. [8] было проведено систематическое исследование вспышек, возникших вблизи лимба, но доступных для наблюдения с Земли. Было показано, что такие вспышки возникают с точностью до десятка секунд с началом ускорения плазмы, приводящего к КВМ. Типичные скорости выбросов составляли  $(1.5 - 2) \times 10^8$  см/с. Ускорение происходило в короне на длине в несколько десятых радиуса Солнца. Эти наблюдения показали не только возникновение вспышки и КВМ в едином взрывном процессе, но установили, что КВМ получает энергию в короне над активной областью.

Что касается первичного выделения энергии вспышки, то место ее выделения в короне неоднократно демонстрировалось. По-видимому, первое неоспоримое доказательство первоначального выделения энергии в короне приводилось в работе [9]. Было показано, что вспышка начинается с кратковременного (~1 мин) импульса жесткого рентгеновского излучения, возникающего высоко в короне, а затем появляются источники излучения на фотосфере. Временная последовательность жесткого и мягкого рентгеновского излучения, но без указания пространственного распределения источников, публиковалась еще раньше. Временная корреляция излучения в различных частотных диапазонах вместе с типичным графиком развития КВМ показана на рис. 2. Рис. 2д показывает, что ускорение плазмы в КВМ начинается в короне. Из электродинамической модели следует, что при выбросе корональной плазмы вверх должен существовать также поток ускоренной плазмы вниз, однако ускорение вниз должно быть менее эффективным, т. к. движение вниз происходит в возрастающем магнитном поле. Пересоединившиеся линии магнитного поля, вмороженные в поток горячей плазмы из ТС, перемещаются вниз вместе с потоком. При этом должно происходить накопление линий магнитного поля вместе с горячей плазмой на вершине магнитной арки в активной области. В результате, наиболее горячая часть вспышечной петли должна располагаться на ее внешней части. Именно о таком распределении температуры в послевспышечной петле сообщалось в

работе [10]. Что касается потоков плазмы вниз (supra arcade downflow) из области пересоединения при вспышке, то они были продемонстрированы в серии работ Мак-Кензи и Хадсона [5].

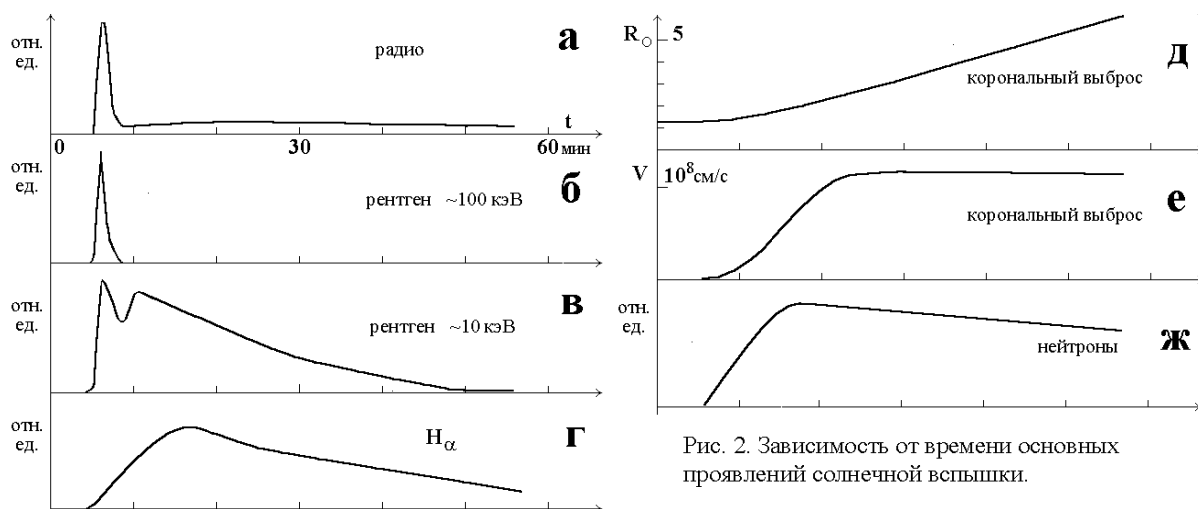


Рис.2.

Удерживаемые в магнитном поле петли быстрые электроны излучают радиоспектр в области циклотронных частот, вызывая длительное радиоизлучение IV типа, а также тормозное рентгеновское излучение. Это медленно (порядка часа и более) затухающее рентгеновское излучение (long duration event) иногда называют медленно развивающейся вспышкой. Время удержания быстрых электронов в магнитной ловушке определяется временем между кулоновскими столкновениями электронов  $\tau \sim 5 \times 10^4 (T \text{ эВ})^{3/2} / n$ . Столкновения изменяют направление скорости электрона относительно линии магнитного поля. Они позволяют электрону попасть в конус потерь и уйти в хромосферу. Длительное (более часа) удержание электронов с энергией  $\sim 10$  кэВ возможно в петле, если концентрация плазмы в ней меньше  $2 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ .

Из теории ТС следует еще один важный элемент вспышки. Это ускорение протонов до сверхвысоких энергий. Протоны с энергией, превышающей десятки ГэВ, приходят к Земле вдоль спиральной линии межпланетного магнитного поля и вызывают ядерные реакции с выходом быстрых нейтронов. Нейтроны проходят толщу атмосферы и систематически регистрируются нейтронными мониторами. Регистрируемый на Земле передний фронт их потока от вспышки запаздывает по сравнению с приходом электромагнитного излучения, несмотря на то, что скорость протонов практически равна скорости света. Запаздывание связано с тем, что электромагнитное излучение распространяется прямолинейно, а протоны движутся вдоль линий магнитного поля, представляющих собой спираль Архимеда. На рис. 2ж

это запаздывание учтено. Таким образом, ускорение протонов происходит в момент вспышки.

### Заключение

Вспышка представляет собой взрывной процесс в короне, в котором за время порядка минуты может выделиться энергия до  $10^{23}$  эрг. Энергия выделяется в виде жесткого ( $\sim 100$  кэВ) и мягкого рентгеновского излучений, излучения в видимой и ультрафиолетовой частях спектра, радиовсплесков, потока протонов больших энергий и выбросов корональной массы. В разных вспышках выделяемая энергия распределяется по-разному. Быстрый взрывной процесс сопровождается медленно затухающим излучением с энергией до 10 кэВ и радиоизлучением IV типа. Время затухания может превышать час. Эта длительная фаза вспышки обязана своим происхождением быстрым электронам, захваченным в арочное магнитное поле и удерживаемым там, как в адиабатической ловушке. Все это время наблюдаются послевспышечные петли. Наблюдаемые при вспышке явления согласуются с электродинамической моделью, основанной на аккумуляции энергии в магнитном поле ТС и ее быстром выделении при распаде слоя.

Работа поддержана РФФИ, грант 01-02-16186 и программой РФ Астрономия.

### Литература

1. Gosling J. T. JGR // 1993. V. 98. P. 18937.
2. Podgorny A. I. and Podgorny I. M. // Solar Phys. 1992. V. 139. P. 125.
3. Подгорный А. И. и Подгорный И. М. // Астрон. Ж. 2001, Т. 78, С. 71.
4. Акасофу С. И. Солнечно-земная физика. 1974. М. Мир.
5. McKenzie D. E. and Hudson H. S. // Earth Planet Space. 2001. V. 53. P. 577.
6. Подгорный А. И. и Подгорный И. М. // Известия РАН. Сер. Физ.
7. Bilenko I. A., Podgorny A. I. and Podgorny I. M. // Solar Phys. 2002. V. 207. P. 323
8. Zhang J. et al // Astrophys. J. 2001, Т. 559, С. 452.
9. Hiei E., Hundhausen A.J. In Magnetospheric phenomena in the solar atmosphere -- prototypes of stellar magnetic activity. Ed. Y.Uchida, T.Kosugi, H.Hudson. IAU. Kluwer Ac. Publ. Dordrecht. 1996. P. 125.
10. Schmieder B., Heinzel P, van Dril-Gesztelyi L. et al. // Solar Phys. 1996. V. 165. P. 303.



## **THE POSSIBILITY OF SOLAR FLARE AND CME PREDICTION FROM PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS**

**Podgorny A.I.<sup>1</sup>, Podgorny I.M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, Moscow, RUSSIA, podgorny@fian.fiandns.mipt.ru*

<sup>2</sup>*Institute for Astronomy, Moscow, RUSSIA*

### **Abstract**

The theory of solar flares based on energy accumulation in the vicinity of a singular line in the corona. It opens a new approach for solar flare prediction. It is necessary to produce prompt MHD calculation of energy storage using potential magnetic field obtained from observed photospheric magnetic field. Evolution of the magnetic field above an active region should be simulated for preflare field disturbances on the photosphere. The examples of calculations for a real flare are presented. The energy accumulation in corona order of  $10^{23}$  erg in a preflare is demonstrated. For 3D analysis of complicated active regions the new graphic presentation is developed that included in PERESVET code. The development of a method that is a conservative for magnetic flux is in progress.

### **1. Introduction**

Many data including the X-rays observations of a flare by Yohkoh satellite [1] show that initial solar flare energy release takes place high in the solar corona. It can be explained by accumulation of the magnetic energy for the solar flare in a current sheet (CS), which is created in the corona above an active region. MHD simulations have demonstrated that CS is created by focusing of disturbances in the vicinity of a singular line of the magnetic field or by floating up a new magnetic field, which is directed oppositely to the previous one. The instability of the CS produces the explosive release of the sheet magnetic energy.

According to the flare electrodynamic model [2] the energy is transferred from the CS to the lower layers of solar atmosphere by field-aligned currents caused by Hall electric field in the sheet. Coronal mass ejection CME appears because of plasma acceleration along the CS by magnetic tension. On base of simulation results and observational data it can be concluded that the solar flare and CME are associated. Both of them are the manifestation of the same explosive process.

MHD simulations, which are used magnetic charts as boundary conditions, can improve the quality of solar flare and CME prognosis.

### **2. Numerical model**

The system of MHD equations for compressive plasma with all dissipative terms is solved numerically in dimensionless form:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\text{Re}_m} \text{rot} \left( \frac{\sigma_0}{\sigma} \text{rot} \mathbf{B} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\mathbf{V} \rho) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} - \frac{\beta_0}{2\rho} \nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}) + \frac{1}{\text{Re} \rho} \Delta \mathbf{V} + G_g \mathbf{G} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -(\mathbf{V}, \nabla) T - (\gamma - 1) T \text{div} \mathbf{V} + (\gamma - 1) \frac{2\sigma_0}{\text{Re}_m \sigma \beta_0 \rho} (\text{rot} \mathbf{B})^2 - (\gamma - 1) G_q \rho L'(T) + \\ & + \frac{\gamma - 1}{\rho} \text{div}(\mathbf{e}_{\parallel} \kappa_{\text{dl}}(\mathbf{e}_{\parallel}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 1} \kappa_{\perp \text{dl}}(\mathbf{e}_{\perp 1}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 2} \kappa_{\perp \text{dl}}(\mathbf{e}_{\perp 2}, \nabla T)) \end{aligned} \quad (4)$$

The unit of the length  $L_0$  is taken as the size of calculation region  $0 \leq x \leq 1$ ,  $0 \leq y \leq 1$ ,  $0 \leq z \leq 1$ . The Y-axis is directed perpendicular to the solar surface, the plane of photosphere is XZ ( $y=0$ ). The unit of the magnetic field  $B_0$  is taken as the field value in the active region of the photosphere. The units of the plasma density  $\rho_0$  and temperature  $T_0$  are taken as its initial values, which are accepted to be constant in space. The units of the plasma velocity, time, the current density, and dipole the moment are taken as correspondingly Alfvénic velocity  $V_0 = V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ ,  $t_0 = L_0 / V_0$ ,  $j_0 = cB_0 / (4\pi L_0)$ ,  $M_0 = B_0 L_0^3$ .

In the equations (1)-(4),  $\text{Re}_m = 4\pi\sigma_0 V_0 L_0 / c^2$  is the magnetic Reynolds number for the conductivity  $\sigma_0$  at the initial temperature  $T_0$ ,  $\sigma / \sigma_0 = T^{3/2}$ ,  $\beta = 8\pi n_0 k T_0 / B_0^2$  ( $n_0 = \rho_0 / m_i$ ,  $m_i$  is the ion mass).  $\text{Re} = L_0 V_0 / \eta$  is the Reynolds number,  $\eta$  is the viscosity.  $G_q = L(T_0) \rho_0 t_0 / T_0$ ,  $L()$  is the radiation function for the ionization equilibrium of solar corona [3].  $L'(T) = L(T_0 T) / L(T_0)$  is the dimensionless radiation function.  $\mathbf{e}_{\parallel}$ ,  $\mathbf{e}_{\perp 1}$ ,  $\mathbf{e}_{\perp 2}$  are the orthogonal unit vectors, that are correspondingly parallel and perpendicular to the magnetic field.  $\kappa_{\text{dl}} = \kappa / (\Pi \kappa_0)$  is the dimensionless thermal conductivity along the magnetic lines,  $\Pi = \rho_0 L_0 V_0 / \kappa_0$  is the Peclet number,  $\kappa_0$  is the thermal conductivity for the temperature  $T_0$ ,  $\kappa / \kappa_0 = T^{5/2}$ .  $\kappa_{\perp \text{dl}} = [(\kappa \kappa_0^{-1} \Pi^{-1})(\kappa_B \kappa_{0B}^{-1} \Pi_B^{-1})] / [(\kappa \kappa_0^{-1} \Pi^{-1}) + (\kappa_B \kappa_{0B}^{-1} \Pi_B^{-1})]$  is the dimensionless thermal conductivity perpendicular to the magnetic field,  $\Pi_B = \rho_0 L_0 V_0 / \kappa_{0B}$  is the Peclet number for the thermoconductivity across the strong magnetic field  $\kappa_B$  (when the cyclotron radius is much smaller than free path length);  $\kappa_B / \kappa_{0B} = \rho^2 B^{-2} T^{-1/2}$ .  $G_g \mathbf{G}$  is the dimensionless gravitational acceleration.

The initial field of spots is approximated by the sum of dipole fields. The dipoles with moments  $\mathbf{M}_i = (M_{xi}, M_{yi}, M_{zi})$  are located under the photosphere ( $y_i < 0$ ). The calculations are done using the PERESVET code.

### 3. Simulation of the CS creation in the situation close to real

For study possibilities of flare energy accumulation in the solar corona and investigation of the CS properties the simulations have been done for different magnetic field configurations and for different types of disturbances on

the photosphere [2, 4 - 7]. Here we briefly present some examples of such calculations. The Fig. 1 is represented results of simulation for the active region NOAA 6654, which have produced the flare on May, 30, 1991. Initially the field of four spots is set, which are approximated by vertical dipoles ( $M_x=M_z=0$ ) situated in plane of symmetry  $Z=0$  under the photosphere at  $y=-0.2$ . X coordinate and dipole moments  $M_z$  are as follows ( $x_1=0.43$ ,  $M_{z1}=-0.0215$ ), ( $x_2=0.4575$ ,  $M_{z2}=0.0213$ ), ( $x_3=0.605$ ,  $M_{z3}=-0.0045$ ), ( $x_4=0.765$ ,  $M_{z4}=0.001$ ). Fig. 1a presents the initial magnetic field in the plane  $z=0.5$ . The projection of the neutral line position (neutral point) is ( $x=0.525$ ,  $y=0.05$ ).

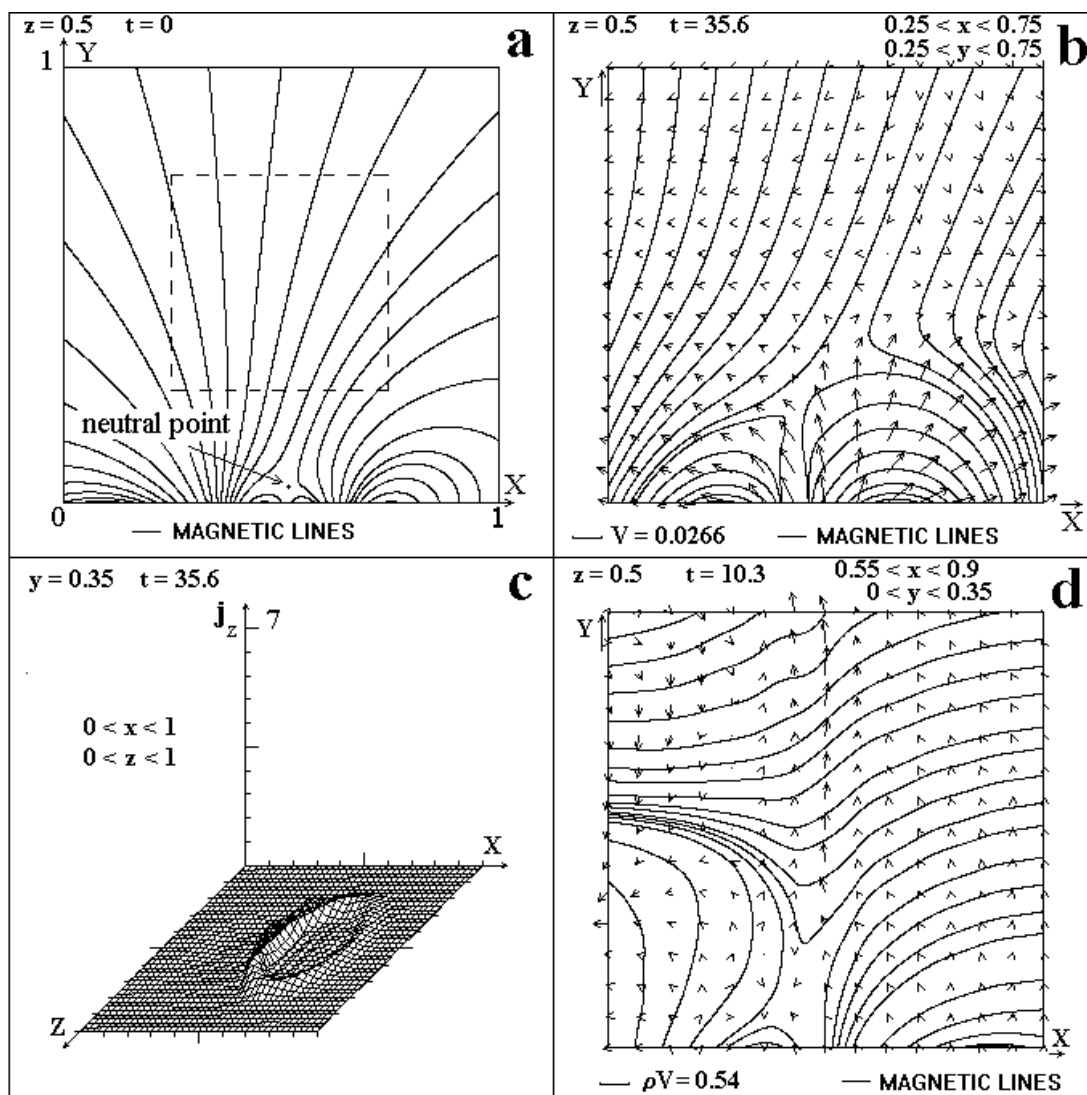
Excitation of the magnetic disturbances on the photosphere under the neutral line are produced by linear increasing of the photospheric magnetic field at  $0 < t < 1$ . This increasing is achieved due to decreasing the value of dipoles  $M_{z1}$  and  $M_{z4}$ . At  $t > 1$  the photospheric magnetic field is maintained constant with  $M_{z1}=-0.0175$  and  $M_{z4}=0.0004$ . These photospheric disturbances (decreasing of  $|M_{z1}|$  and  $|M_{z4}|$ ) produce increasing of the magnetic field under the neutral line. The neutral line is displaced upward and simultaneously the CS is created. At  $t=35.6$  the neutral point is displaced to the position ( $x=0.484$ ,  $y=0.392$ ). This effect is seen in Fig. 1b. Here the magnetic field is presented in the plane  $z=0.5$  in the extending scale. The magnetic field configuration demonstrates a CS appearance. The typical peculiarity of this CS is similar to the all CSs observed in the space and laboratory. CSs always possess the normal component of magnetic field inside the sheet. **The sheet is not a neutral one.** The force  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  accelerates plasma along the sheet in both directions. The magnetic field asymmetry causes the sheet inclination to the photosphere. For  $t=35.6$  the angle of sheet inclination becomes  $43.7^\circ$ . Plasma accelerated in this region upward can be ejected from corona.

The current distribution of CS in plane  $y = 0.35$  (Fig. 1c) has the form of oval. It is located around projection on the neutral line top on this plane. The surface of the maximal current density possesses the shape of a helmet. It consists in the current sheet itself and a "moustache" of the Petschek type slow shock wave.

Calculations [2, 4 - 7] demonstrate that for different field configurations and different types of disturbances the CS can be inclined at a different angle up to almost  $90^\circ$  (vertical sheet). An example of vertical sheet is shown on the Fig 1d (magnetic lines and velocity vectors). These calculations are done for the initial field of dipoles ( $x_1=0.455$ ,  $y_1=-0.5$ ,  $M_{z1}=-0.77$ ), ( $x_2=0.4825$ ,  $y_2=-0.475$ ,  $M_{z2}=0.79875$ ), ( $x_3=0.675$ ,  $y_3=-0.475$ ,  $M_{z3}=-0.16875$ ), ( $x_4=0.79$ ,  $y_4=-0.5$ ,  $M_{z4}=0.08$ ). In these calculations the disturbances are set by increasing of  $|M_{z1}|$  and  $|M_{z4}|$  at  $0 < t < 1$  up to  $M_{z1}=-0.82$  и  $M_{z4}=0.1025$ . Fig. 1f demonstrate the birth of CME, which occurs, because the magnetic tension force in the sheet is directed upward from the Sun.

#### 4. Energy storage for the Bastille flare simulation

Magnetic spot positions of the active region NOAA 9077 before the flare were extended along straight line. This line is referred as the line  $Y=0$   $Z=0.5$ . The  $X$  and  $Z$  axis are placed on the photosphere;  $Y$  axis is directed normal (upward) to the photosphere. Such coordinate system is convenient for presentation of the MHD numerical results. The most important peculiarity of the magnetic field configuration above this active region can be seen in the plane  $Z=0.5$ . It permits to trace CS appearance in the vicinity of a neutral line that intersects this plane [7].



**Fig 1.** CS creation in the vicinity of singular line in the solar corona for different types of disturbances: (a), (b), (c) - first and forth dipoles decrease, (f) - first and forth dipoles increase.

The magnetic field of NOAA 9077 active region is approximated by fields of 7 vertical magnetic dipoles placed below the photosphere. The initial dipole values and positions are presented in dimensional units in the Table 1. The dimension of the active region  $L_0=260\ 000$  km is taken as the length unit. The

average magnetic field above the active region  $B_0=300$  Gauss is taken as the magnetic field unit. The dipole magnetic moment unit is  $M_0=B_0L_0^3$ .

**Table 1.** Dipoles values and positions for CS simulation in the vicinity of point **a**

N	x	y	z	$M_y(t=0)$	$M_y(t=0.02)$
1	0.14	-0.135	0.5	-0.007	-0.007
2	0.14	-0.135	0.6012	0.005	0.005
3	0.2964	-0.135	0.5	0.01	0.0142
4	0.365	-0.135	0.4888	-0.016	-0.016
5	0.4629	-0.135	0.5	0.0132	0.0132
6	0.6485	-0.135	0.5	-0.013	-0.018
7	0.815	-0.135	0.5	0.0051	0.0051

The numerical investigations are aimed to investigate CS creation in vicinity of the line. Some preliminary results are reported in [7].

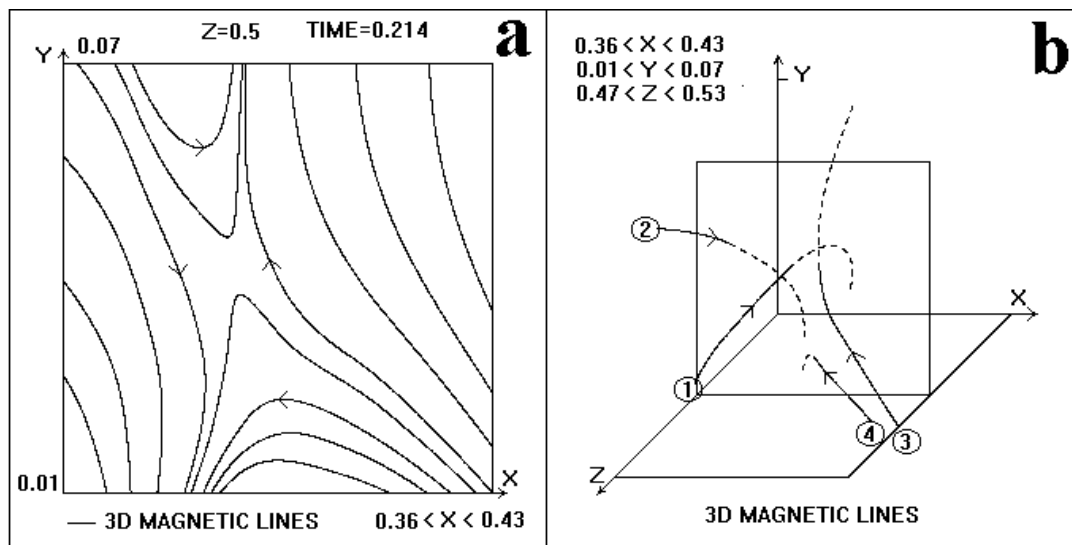
Four days prior to the flare the dipole 3 has been increased in two times. The dipole 6 has been increased between June 10 and 12. Such evolution of the active region is assumed in presented here numerical experiment.

The magnetic Reynolds number  $Re_m=4\pi V_A L \sigma / c^2$  in corona is order of  $10^{15}$ , and frozen-in condition is fulfilled for a very long time. All this time  $t_D=Re_m t_A$  the diffusion of magnetic field does not prevent magnetic energy accumulation in the CS. Here  $t_A = L/V_A$ . The effective (numerical)  $Re_m$  in numerical experiment is order of 50. So, for the investigation of CS creation and its evolution in frozen-in condition the time of photospheric disturbance must not considerably exceed  $t_A$ . Later in the numerical experiment  $t_A$  is chosen as a unit of time.

In calculation of magnetic energy storage in a CS that appear in the vicinity of neutral point *a* linear increasing of magnetic field is set during time  $t=0.2$ . The initial and final dipole values are shown in Table 1. After that the photospheric magnetic field is supported constant. As a result a magnetic field configuration corresponding to the vertical CS is build. The magnetic field configuration in the CS vicinity is shown in Fig 2a and 2b. Fig. 2a shows field lines in the extended scale in the plane  $Z=0.5$ .

This CS as all CS in the laboratory and in space possesses a normal magnetic field component. Plasma accelerated upward can be ejected in the interplanetary space producing coronal mass ejection. The most representative lines are presented in Fig. 2b in 3D space. For better perceiving the plane  $Z = 0.5$  is also presented. Solid lines show segments of magnetic field lines located in front of this plane. Broken lines show segments located behind the plane. Four magnetic lines are shown: 1) Singular line; 2) and 3) Magnetic lines at right and left from the CS; 4) Arch line above the active region. The lines do not

belong to the plane XY, because of  $B_z$  component existence. Such inclination produces the typical sheared magnetic configuration.



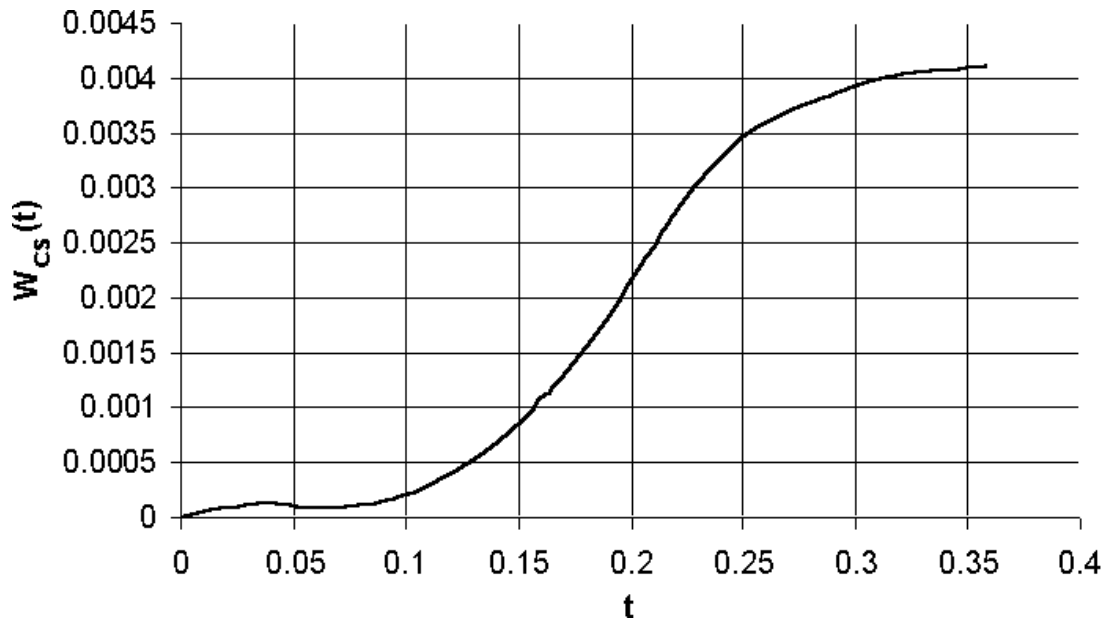
**Fig. 2.** CS of Bastille flare.

The energy accumulated in the CS magnetic field is the difference between magnetic energy above the active region before the flare and magnetic energy of potential field before the CS creation. In dimensionless units it can be written as  $W_{cs}(t) = \int (B^2(t)/2)dv - \int (B_{pot}^2(t)/2)dv$ . Here,  $B_{pot}$  is the potential magnetic field. The result of calculations (Fig. 3) that energy accumulated in the CS before the Bastille is about  $5 \times 10^{32}$  erg.

Plasma outflow along the CS should produce drop of CS thickness and initiate instability. As a result the primary flare energy release must occur in corona, and after that a part of flare energy is transferred to the photosphere.

### 5. New magnetic flux emergence

Many indications [8, 9] show that sometimes the flare appears just after emergence of a new magnetic flux in the active region. If the old magnetic field does not possess a singular line, the temptation arises to explain the flare by interaction of a new magnetic flux with oppositely directed the old one. In that case a CS can be produced. The simplest situation is realized, if two old spots and two new spots are located on the same line, and their fluxes are oppositely directed. This scenario can be easily observed in a vertical plane that contains the spots. The main features of such phenomena are revealed in 2D approximation [10].



**Fig. 3.** Energy accumulation in CS.

At  $t=0$  the active region contains two spots approximated by dipoles of opposite polarity:  $M_{z1}=0.25$ ,  $x_1=0.1$ ,  $y_1=-0.5$  and  $M_{z2}=-0.25$ ,  $x_2=0.45$ ,  $y_2=-0.5$ . After  $t=0$  the new two dipoles begin to increase linearly from zero. Their positions are  $x_3=0.78$ ,  $y_3=-0.2$  and  $x_4=0.85$ ,  $y_4=-0.2$ . At  $t=10$  their magnetic moments become  $M_{z3}=0.25$  и  $M_{z4}=-0.25$

The magnetic field configuration is dramatically changed at increasing of  $M_{z3}$  and  $M_{z4}$ . The flowing up magnetic flux with the frozen-in plasma moves upward. The disturbances produced by the flux propagate with Alfvénic velocity. Velocity vectors are perpendicular to the magnetic lines, which is typical for MHD disturbances. Simultaneously, a CS is created between the new and old magnetic fluxes. The high plasma conductivity ( $Re_m \gg 1$ ) does not permit to produce the fast reconnection, and the magnetic field energy is accumulated due to CS creation. The magnetic field lines for  $t=5$  are presented in Fig. 4a. The plasma and magnetic field behavior is seen in Fig. 4b, where velocity vectors are shown in extended scale. Plasma flows in the sheet mostly through the right border and is accelerated upward by magnetic tension. Apparently, the plasma flow along the sheet is supplied the sheet stability. The acceleration downward is not so effective, because of plasma deceleration by the strong magnetic field at the photosphere.

These data demonstrate that the CS, that is created at flowing up the new magnetic flux, is practically the same as the sheet obtained by focusing small disturbance in the vicinity of a neutral line.

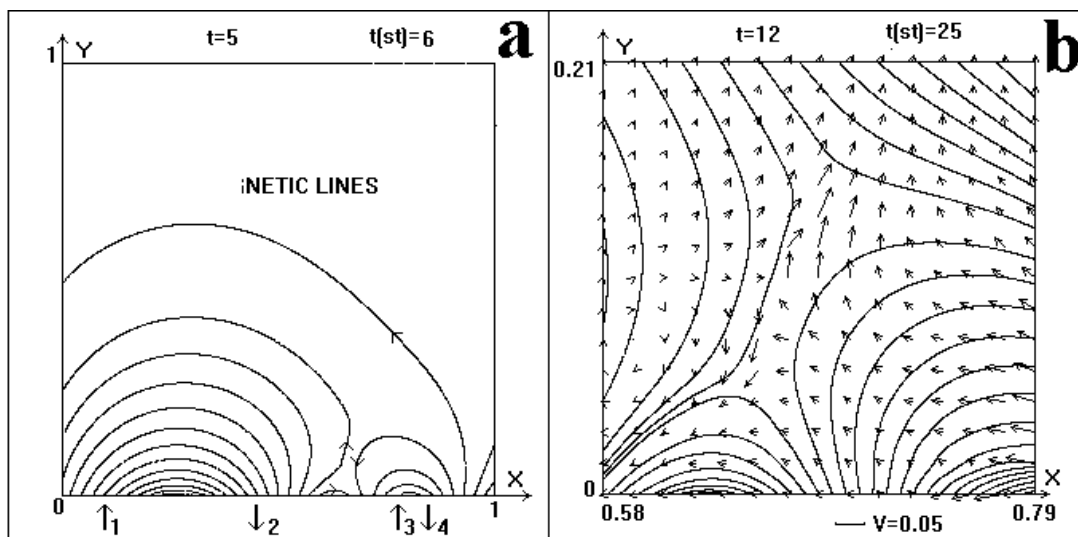


Fig 4. CS creation by the floating up the new magnetic field.

### 6. The possibility of solar flare and CME prognosis improving

The presented above mechanism of the solar flare and results of MHD simulation open a possibility for solar flare prognosis improving. It is proposed to add to a typical system of precursors, which are used for prognosis, the additional precursor based on MHD simulations in the solar corona. The proposed precursor is based on the assumption that the flare is possible, if a CS is created that accumulates magnetic energy for the flare. Obtained by calculations of parameter distributions inside and near the CS, its location in space, the form and angle of sheet inclination to the photosphere also can give some additional precursors for prognosis of flare and CME appearance and their power.

The MHD simulations in the situation close to real one have revealed some problems in setting of initial-boundary conditions and solving MHD equations (to obtain a stable solution of the finite-difference scheme). To solve these problems several methods have been developed. Some of them already realized in the PERESVET code and used in simulations [5, 7]. The realization of other ones is in work.

The magnetic field distributions in active regions obtained by observations should be used as boundary conditions of the MHD equations. The simplest way of setting the initial conditions is the approximation of spot fields by the fields of vertical dipoles situated under the photosphere on the depth of the order of distances between spots. This method is already used [2, 4 - 6, 11]. This field contains the main singularities of a real magnetic field. More precise calculations assume setting the initial potential field corresponded to initial distribution of the vertical magnetic component measured on the photosphere. Now the method of obtaining of such a field, that is adapted to the finite-difference scheme for MHD equations, is realizing in the PERESVET code. The methods of obtaining the field values in the points of corresponding numerical



net such a way that finite-difference analog of  $\text{div}\mathbf{B}$ , and  $\text{rot}\mathbf{B}$  are equal to zero with very high precision are developed. This is the important feature for the stable calculations. Another method of setting the initial magnetic field consists in solving of the MHD equations for zero initial magnetic field and changing the photospheric magnetic field from zero one to required distribution. At rather high diffusion the current must damp, and the magnetic field becomes the potential one.

To find the other values on the boundary it is necessary to use the fact that for the hyperbolic equations all values on a boundary could not be set independently. There are relationships between them, which are defined by conditions inside the region near the boundary. The solution of the equations on outgoing characteristics under assumption that dissipative terms can be neglected is used for setting the plasma density  $\rho$  and the plasma velocity  $\mathbf{V}$  on a photospheric boundary and setting free-exit conditions on the nonphotospheric boundary. For this purpose a special procedure included in the PERESVET code is used. By solving equations on characteristics the invariants  $I(\mathbf{B},\rho,\mathbf{V})$  are found. So the relationships between values  $\mathbf{B}$ ,  $\rho$ ,  $\mathbf{V}$ , which number is equal to number of outgoing characteristics, becomes known. Using these relationships and values, that are set on the boundary ( $\mathbf{B}$  for the photosphere), the other values ( $\rho$  and components of  $\mathbf{V}$ ) can be found. For setting free-exit conditions on the nonphotospheric boundary it is necessary to have the number of relationships which are equal to the number of values. So, besides the invariants on outgoing characteristics it is necessary to know invariants on the characteristics, which are directed into the region. These invariants have been found from conditions of time independence or zero derivative normal to the boundary ( $\partial I/\partial n=0$ ).

The calculations show that application of the characteristic method is restricted. If the change of values on the space step near the boundary is sufficiently large, then the numerical instability does not permit to solve equations on the characteristics. In this case the values, which are defined on the photospheric boundary by conditions inside the region, and the values on free-exit boundary are found using the following method. For plasma density  $\rho$  setting on the boundary the condition of time independence is used. The zero first derivative normal to the boundary ( $\partial\rho/\partial n=0$ ), or zero second derivative normal to the boundary ( $\partial\rho^2/\partial n^2=0$ ) can be also used. The last one means extrapolation from two points of numerical net near the boundary. The same conditions are used for the temperature  $T$ . It should be noted that these conditions for  $T$  are also used in situation suitable for application of the characteristics method for  $\mathbf{B}$ ,  $\rho$ ,  $\mathbf{V}$ , because the term of thermoconductivity is not neglected, and so, the equation for temperature is not hyperbolic one. For velocity  $\mathbf{V}$  conditions  $\partial\mathbf{V}/\partial n=0$  and  $\partial\mathbf{V}^2/\partial n^2=0$  are used. The component  $\mathbf{B}$  normal to the boundary  $B_{\perp}$  is found from  $\text{div}\mathbf{B}=0$ . For setting  $\mathbf{B}$  components parallel to the boundary  $B_{\parallel}$  the current component parallel to the boundary  $J_{\parallel}$  is

taken to be zero or  $\partial J_{||}/\partial n=0$ . All procedures of setting the values on the boundary are included in the PERESVET code. The condition  $\partial J_{||}/\partial n=0$  for  $B_{||}$  on the nonphotospheric boundary is used in simulations represented in Fig. 1. Calculations show that these conditions can be applied practically in all situations in the solar corona. These conditions are planned to use also in the majority simulations for solar flare prognosis. In the suitable situation it is planned to use method of characteristics.

The calculations show that the strongest instabilities, which are prevented to obtain correct numerical solution, take place not in the vicinity of singular line, but near the photospheric boundary, where the field gradients are high. Near the photosphere the finite-difference analog of  $\text{rot}\mathbf{B}$  is rather differ from zero for initial potential field. So, the parasitic force  $\mathbf{j}\times\mathbf{B}$  causes the numerical instability. Several methods have been used to stabilize the solution. The finite-difference scheme used in PERESVET code is absolutely implicit. It is solved by the method of iterations.

The PERESVET code includes the multilevel time steps dividing. The time steps strongly decrease in the places of high gradients. The main time step dividing is fulfilled near the photospheric boundary. For stabilizing of solution the artificial viscosity is also used for smoothing a solution. The solution is stabilized near the boundary, but distributions are also smoothed in the sheet, where values must be changed very steep. So, in the future it is planned to include the artificial viscosity only near the photospheric boundary.

If the region of calculations is large, then the nonphotospheric boundary is located far from spots, and the magnetic field on this boundary is much smaller then above the spots. In this case there are no problems in setting the magnetic field on the nonphotospheric boundary. But for the net  $41\times 41\times 41$ , which has been used, the space step becomes too large, and the processes near the sheet are simulated roughly. If the numerical region have a small size, then some nonphysical processes can be caused by the boundary conditions. By this reason the simulations have been done for a large and a small regions. Comparison of these calculations permits to separate unphysical processes and helps to investigate details of value behavior in the vicinity of a CS.

All described methods help to get the stable solution using a personal computer on the  $41\times 41\times 41$  net. It is possible that all these methods are not need for simulation in such active region, if the supercomputer is used, and so, the size of the net is sufficiently large. But even for a supercomputer, if the active region is much more complicated, for example, it contains more then 10 spots and several singular lines, then these methods are necessary even for a large net.

Also, for improving stability of solutions for the solar flare prognosis it is planned to set such initial approximation of the potential magnetic field, that finite-difference analog of  $\text{rot}\mathbf{B}$  is equal to zero with a very high precision. There are several possibilities that can realize for setting such initial field by including corresponding procedures in the PERESVET code. One of them consists in

finding of a solution of stationary finite-difference scheme by relaxation in time of the solution of a nonstationary scheme.

The calculations show that the instability grows on the photospheric boundary during the long run, even if the artificial magnetic viscosity is used and the disturbances on the photosphere are small. It can be explained by such a way. The magnetic viscosity effectively stabilize solution only, if the viscosity term is represented as finite-difference analog of  $\Delta\mathbf{B}$ , because  $\Delta\mathbf{B}$  contains the derivatives of the same components of  $\mathbf{B}$  as in the left part of the equation  $\partial\mathbf{B}/\partial t = \mathbf{rot}(\mathbf{V}\times\mathbf{B}) + \nu_m\Delta\mathbf{B}$ . Here  $\Delta\mathbf{B} = -\mathbf{rot}(\mathbf{rot}\mathbf{B})$ , because of  $\mathbf{div}\mathbf{B}=0$ . Such presentation permits to avoid numerical solution (usually unstable) of the equation  $\partial\mathbf{B}/\partial t = \mathbf{rot}(\mathbf{V}\times\mathbf{B}) - \nu_m\mathbf{rot}(\mathbf{rot}\mathbf{B})$ , which contains derivatives of different components of  $\mathbf{B}$ . But finite-difference analog of  $\mathbf{div}\mathbf{B}$  is not exactly zero. The error is proportional to the net space step. So, at solving the equation  $\partial\mathbf{B}/\partial t = \mathbf{rot}(\mathbf{V}\times\mathbf{B}) + \nu_m\Delta\mathbf{B}$  the current never relaxes to zero near the photospheric boundary (where gradient of B is high). As a result, after long time calculations, even a small parasitic force  $\mathbf{j}\times\mathbf{B}$  causes the instability. To stabilize it the conservative relative to magnetic flux scheme should be developed, in which finite-difference analog of  $\mathbf{div}\mathbf{B}$  equal to zero with high precision must be used. It is planned to realize this scheme in the new version of PERESVET code.

## 7. Conclusion

1. The creation and evolution of a CS in the active region of the solar corona has been simulated, when origins of the magnetic field are located under the photosphere, and disturbances are propagated from the photosphere. The magnetic energy is accumulated for a solar flare in the CS, which is created by focusing of disturbances in the vicinity of a singular line. The energy accumulated in the CS magnetic field before the Bastille was about  $5\times 10^{32}$  erg. CS can also appear as a result of floating-up the new magnetic field, which is directed opposite to the already existed one.
2. The results of MHD simulations support the point of view, that the solar flare and CME are manifestations of the same explosive process on the Sun. The manifestations of a solar flare or CME or both of them simultaneously depend on conditions in an active region.
3. The boundary conditions obtained from observed magnetic charts on the photosphere permit to calculate the energy accumulated for a solar flare. This data can be used for improving of solar flare prognosis.
4. The analysis of simulation results permits to define the types of initial conditions and conditions on boundaries, which should be set.
5. The fulfilled simulations permit to propose methods of stabilization of numerical solutions. For a stable solution it is important to use conservative relatively to the magnetic flux a finite-difference scheme. This work now in progress for a new version of the PERESVET code.

### **Acknowledgments**

The Russian Basic Research Foundation (grant 00-01-00091) and Russian State Program Astronomiya supported this work.

### **References**

1. Hiei E., Hundhausen A.J. In Magnetospheric phenomena in the solar atmosphere. Ed. Y. Uchida, Kosugi, H. Hudson. Kluwer Ac. Publ. Dordrecht. 1996. P. 125.
2. Podgorny A. I., Podgorny I. M. Solar Phys. 1992. V. 139. P 125.
3. Cox D. P., Tucker W. H. Astrophys. J. 1969. V. 157, P. 1157.
4. Podgorny A. I., Podgorny I.M. Solar Phys. 1998. V. 182. P. 159.
5. Podgorny A. I. Solar Phys., 1995, V. 156. P. 41.
6. Podgorny A. I., Podgorny I. M., Minami S. Adv. Space Res.. 2000. V. 26. P. 535
7. Bilenko I. A., Podgorny A. I., Podgorny I. M. Solar Phys. 2002. V. 207. P. 323.
8. Shibata K. In Magnetodynamic phenomena in the solar atmosphere. Ed. Y. Uchida, T. Kosugi, H. Hudson. Dordrecht. Kluwer Ac. Publ. 1996. P. 13.
9. Demoulin P., Henoux J. C., Mandrini C. H. Solar Phys. 1992. V. 139. P. 105.
10. Podgorny A. I., Podgorny I. M. Astronomy Reports, 2001. V. 45. P. 60.
11. Podgorny A. I. Solar Phys. 1989. V. 123. P. 285.

## **КВАЗИМОНОПОЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА ВИДИМОГО КАК ЗВЕЗДА**

**Понявин Д.И.**

*Институт Физики, С.-Петербургский Госуниверситет,  
198504, Санкт-Петербург; ponyavin@geo.phys.spbu.ru*

### **Abstract**

The periods in the solar activity history when the Sun look like magnetic monopole were studied. For this purpose we have analyzed magnetic field observations of the Sun viewed as star. In addition, the interplanetary magnetic field observations from the spacecrafts near the Earth's orbit were used. It is shown that quasi-monopole behavior of the Sun is not occasional or due to instrumental effects. During the period of solar minimum this effect is seasonal and reflects axisymmetric topology of the global magnetic field of the Sun and in the solar corona. By contrast with the solar minimum, quasi-monopole behavior at the time of solar maximum exhibit quasi-biennial variation and is mainly due to strong non-axisymmetric component and longitude asymmetry of the large-scale magnetic fields.

В данной работе исследованы периоды в истории солнечной активности, когда Солнце выглядело с Земли как магнитный монополю.

С этой целью рассмотрены данные наблюдений магнитного поля Солнца, видимого как звезда. Кроме того, одновременно с солнечными, были использованы данные наблюдений межпланетного магнитного поля на околоземных космических аппаратах. Показано, что квазимонопольное поведение магнитного поля не является случайным или следствием инструментальных эффектов. В течение солнечного минимума этот эффект имеет сезонный характер и отражает в целом осесимметричную топологию крупномасштабного магнитного поля на Солнце и в солнечной короне. В отличие от минимума солнечной активности, в эпоху максимума солнечного цикла квазимонопольное поведение магнитного поля обнаруживает себя как квазидвухлетняя вариация и обусловлено сильной неосесимметричной компонентой магнитного поля и долготной асимметрией распределения крупномасштабных магнитных полей на Солнце.

### **История вопроса**

В 1972 г. известный исследователь в области солнечно-земной физики Джон Вилкокс (John Wilcox) поставил перед мировым научным сообществом интересный вопрос: «Почему Солнце в некоторые периоды времени выглядит как магнитный монополю?» [1]. Как оказалось, загадочная ситуация сложилась в результате непрерывных наблюдений

крупномасштабного магнитного поля Солнца в обсерватории Mount Wilson. В течение почти четырёх месяцев в начале 1965 г.– периода времени, близкого к минимуму солнечной активности, практически на всех гелиоширотах до  $50^0$  в наблюдениях доминировала положительная (направленная от Солнца) полярность магнитного поля. В условиях, когда Солнце наблюдается только с одной стороны (со стороны Земли) преобладание какой-либо полярности поля в течение нескольких солнечных оборотов доказывает, по мнению Вилкокса, что обратная сторона Солнца имела ту же самую полярность, что и видимая со стороны Земли. Естественно предположить (в отсутствие магнитных монополей), что интегрированный по всей поверхности Солнца общий поток магнитного поля равен нулю. В таком случае вопрос состоит в источнике компенсации потока магнитного поля положительной полярности на низких широтах. Источником компенсации мог бы быть поток отрицательной полярности на полюсах. Однако, наблюдения высокоширотного магнитного поля в тот же самый период не обнаружили значительного перевеса поля отрицательной полярности.<sup>1</sup> Ошибка инструментального дрейфа нуля магнитографа, по мнению Вилкокса, была также исключена, поскольку аналогичные вариации полярного поля наблюдались на магнитографе Крымской астрофизической обсерватории.

Косвенным подтверждением «квазимонопольного» поведения магнитного поля Солнца в начале 1965 г., стало измерение поля преобладающей положительной полярности на околоземном космическом аппарате [1]. Следует заметить, что наблюдаемый дисбаланс межпланетного магнитного поля (ММП) на орбите Земли имеет вполне определённую временную закономерность. Так в 1969 г. Розенберг и Коулмен (Rosenberg and Coleman) обнаружили годовую вариацию ММП выражающуюся в периодическом доминировании одной полярности над другой. Годовая вариация соответствовала перемещению Земли в течение года из одной полусферы Солнца в другую и обратно [2]. Напомним, что плоскость эклиптики наклонена на угол  $7.25^0$  по отношению к плоскости гелиоэкватора и гелиоширота Земли меняется от  $-7.25^0$  (6 марта) – в южной полусфере до  $+7.25^0$  (8 сентября) – в северной полусфере. Розенберг и Коулмен интерпретировали этот эффект как следствие подавляющего влияния высокоширотного магнитного поля (его осесимметричной дипольной составляющей) на ММП около орбиты Земли. В условиях предполагаемого сильного сжатия силовых линий к плоскости гелиоэкватора эффект максимален в период минимума солнечной активности, когда на Солнце доминирует осесимметричный диполь. Вилкокс подверг критике гелиоширотное происхождение вариации ММП,

---

<sup>1</sup> Заметим, однако, что в эксперименте на магнитографе измеряется не полный вектор, а всего лишь продольная по лучу зрения компонента магнитного поля. Таким образом, можно предположить о сильной концентрации поля радиального направления к полюсам.

поскольку аналогичная годовая вариация обнаруживалась и в наблюдениях крупномасштабного магнитного поля на низких широтах [3].

Однако, в дальнейшем оказалось, что фаза годовой вариации полярности ММП, восстановленной по геомагнитным данным за длительный период с 1926 по 1971 г., с высокой степенью точности соответствовала гелиоширотному перемещению Земли относительно плоскости гелиоэкватора ([4], см. также [5]). Причём смена фазы годовой вариации на  $180^{\circ}$  осуществлялась каждый раз после переполюсовки полярного поля Солнца.

Тем не менее, вопрос о происхождении годовой вариации ММП, а именно выяснение роли высокоширотного магнитного поля Солнца в эффекте Розенберга-Коулмана остается до сих пор открытым. Неясна также природа годовой вариации крупномасштабного магнитного поля на низких и средних широтах, тем более, что аналогичная вариация обнаружена по данным восстановленных синоптических H-альфа карт фоновых магнитных полей [6].

В работе [7] было предложено искать чисто земное происхождение годовой вариации, связанное с эффектом инструментальной поляризации, вызывающий сезонный дрейф нуля магнитографа. Однако, согласно [5], этот эффект дает смещение на порядок меньшее, чем это наблюдается в действительности. Кроме того, годовая вариация, связанная с инструментальным эффектом, не совпадает по фазе с годовой вариацией магнитного поля Солнца [6,8]. Говардом (Howard) было высказано предположение о различном эффекте влияния поля отрицательной или положительной полярности на измеряемую продольную по лучу зрения компоненту магнитного поля [9]. Однако, поскольку в наблюдениях зарегистрированы аналогичные вариации в ММП, то с предположением Говарда трудно согласиться.

В противоположность гипотезе о земном (гелиоширотном или инструментальном) происхождении годовой вариации, в работе [5] предлагается искать источник этой вариации в самой солнечной активности. А именно, предполагается существование дополнительной компоненты фотосферного поля, направленной параллельно оси вращения или под некоторым углом к ней. Согласно этой гипотезе, наличие такой компоненты создает среднюю асимметрию глобального поля Солнца в пространстве и, следовательно, должно приводить к видимому изменению среднего продольного поля при вращении Земли вокруг Солнца. Гипотеза о существовании дополнительной компоненты к общему магнитному полю предлагается и в работах [10,11] с целью объяснения эффекта «избыточной полярности» ММП и монопольного поведения общего магнитного поля Солнца. Дополнительное поле в данном случае предполагается постоянным, не связанным с солнечной цикличностью и вполне

определённого квадрупольного вида, симметричного относительно оси вращения Солнца.

В результате нашего краткого исторического экскурса, приходится с сожалением констатировать, что проблема магнитного монополя Солнца, поднятая Вилкоксом в 1972 г., далека от своего решения. В данной работе мы возвращаемся к этой, как нам представляется, важной проблеме.

### **Анализ данных**

В качестве исходных данных мы рассмотрели данные об общем магнитном поле (ОМП) Солнца. А.Б. Северный в 1969 г. предложил простой способ измерения ОМП, при котором Солнце наблюдается как звезда [12]. По данным измерений Крымской астрофизической обсерватории была обнаружена магнитопеременность нашей звезды в процессе вращения Солнца вокруг своей оси. Оказалось также, что ОМП, наблюдаемое в линии Fe I  $\lambda$  525.0 нм, является результирующим потоком крупномасштабных фоновых полей в основном от центральных областей видимого с Земли солнечного диска ( $\approx 0.5 R_s$ ). При этом полярность ОМП, как оказалось, хорошо коррелирует с полярностью ММП на орбите Земли при запаздывании в несколько суток, соответствующим среднему времени распространения солнечного ветра от Солнца.

Нами были взяты данные по ОМП обсерватории Стэнфордского университета, доступные на сайте: <http://sun.stanford.edu/~wso/wso.html>. Наблюдения в Стэнфорде проводятся практически ежедневно, начиная с мая 1975 г.

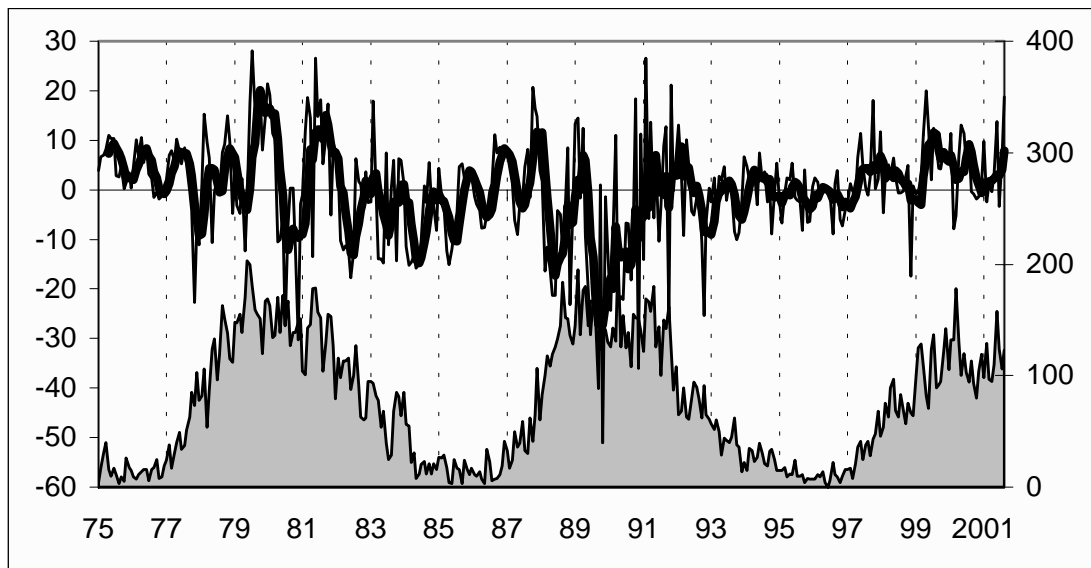
На рис.1 приведены графики средних за оборот Бартельса (27 дней) значений ОМП с 15 мая 1975 г. по 23 декабря 2001 г. (обороты Бартельса 1939-2298). Там же приведен график осреднённых за 27 дней чисел Вольфа. Интервал времени охватывает 21-й, 22-й и половину текущего 23-го цикла.

С помощью вейвлет-анализа нами ранее было установлено, что годовая вариация ОМП наблюдается в минимуме солнечной активности [13]. При доминировании осесимметричного диполя на Солнце, что имеет место в период минимума солнечной активности, в наблюдениях с Земли преобладает полярность соответствующего полюса солнечного магнитного диполя, причём фаза вариации меняется в зависимости от чётности цикла. При переходе от чётного к нечётному циклу в северном полушарии доминирует положительная полярность магнитного поля, в южном – отрицательная полярность. При переходе от нечётного цикла к чётному – эффект противоположный: в северном полушарии доминирует отрицательная, в южном – положительная полярность. Фаза годовой вариации ОМП как раз и соответствует этой закономерности перехода от одного солнечного цикла к другому.



Помимо годовой вариации на графике присутствуют квазидвухлетние гармоника (см. также спектральные характеристики [13]). Как видно на Рис.1, в отличие от годовой вариации квазидвухлетние колебания проявляются с нарастанием активности солнечного цикла. Мощный всплеск этих колебаний наблюдается в период максимумов 21, 22-го и текущего 23-го цикла. Таким образом, квазимонопольное поведение крупномасштабного магнитного поля в максимуме солнечной активности представляет собой типичное явление и связано с квазидвухлетней вариацией ОМП.

Следует заметить, что в среднем полярность «монополя» с 1975 г. была положительной, затем с 1982 г. стала отрицательной и вновь положительной начиная с 1997 г. Подобное квазирегулярное поведение в годовых значениях ОМП отмечалось и в прошлом [11]. Однако, очевидно, что при использовании среднегодовых значений ОМП, обнаружить и разделить эффекты годовой и квазидвухлетней вариаций в цикле солнечной активности не представляется возможным.

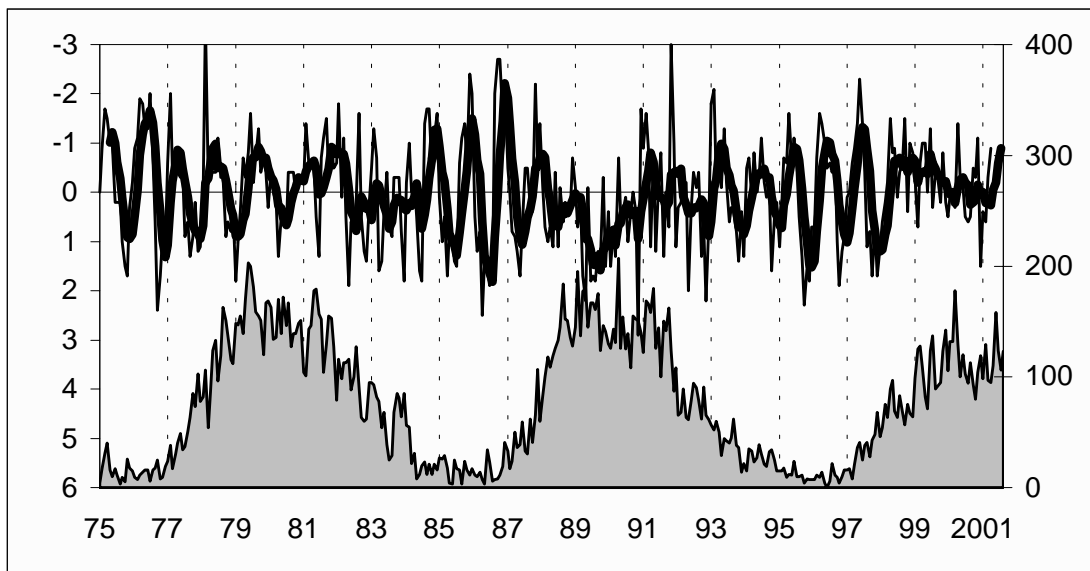


**Рис. 1.** Общее магнитное поле Солнца (средние за 27 дней оборота Бартельса) и сглаженные скользящим средним по 5 точкам (толстая линия) за период времени с 15 мая 1975 г. по 23 декабря 2001 г. Ниже приведен график средних за оборот Бартельса чисел Вольфа. Период времени охватывает 21, 22-й и половину 23-го солнечного цикла.

Независимым подтверждением такого странного поведения магнитного поля на Солнце служат данные измерений межпланетного магнитного поля на околоземных космических аппаратах. Данные по солнечному ветру и компонентам ММП свободно доступны на сайте <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/>.

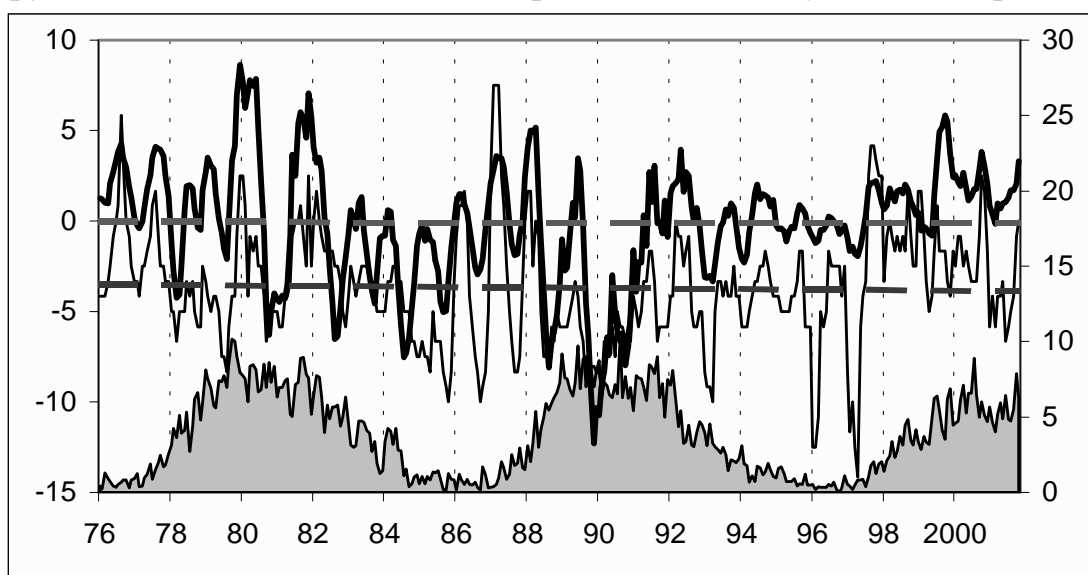
На Рис.2 приведены средние за оборот Бартельса значения радиальной компоненты межпланетного магнитного поля за тот же самый период времени, что и рассмотренный выше ряд ОМП с 1975 г. по 2001 г.

Напомним, что в отличие от солнечных наблюдений, в измерениях ММП положительным считается направление на Солнце. Так же, как и в ОМП, в ММП проявляется годовая вариация, особенно заметная в периоды минимума солнечной активности. Это так называемый эффект Розенберга-Коулмена. Фаза годовой волны соответствует фазе вариации ОМП. Тем самым подтверждается идея, что в поиске происхождения годовой вариации ММП нет необходимости привлекать высокоширотное поле Солнца, поскольку ОМП, формируемое в основном низкоширотными магнитными полями ( $< 30^{\circ}$ ) испытывает те же самые вариации. В период максимумов солнечной активности поведение ММП в целом соответствует поведению ОМП. Так, в течение периода времени с 1988 г. по 1991 г. ММП в основном было направлено к Солнцу. Этот результат противоречит выводу [10], где подмечена (по средним значениям за год) тенденция преобладания положительной полярности ММП в максимуме солнечных циклов и отрицательной полярности – в минимуме солнечной активности. Следует, однако, заметить, что эффект переменной во времени «избыточной полярности» ММП, обнаружен по данным восстановленной полярности ММП из геомагнитных наблюдений начиная с 1926 г., что не всегда даёт правильное представление об истинной полярности ММП [14]. Таким образом, очевидные исключения, отмеченные в [10] (цикл 16) и наблюдаемые в действительности вариации ММП (циклы 21–23), свидетельствует скорее о проблематичности введения дополнительного осесимметричного поля квадрупольного вида, не меняющего свою направленность от цикла к циклу.



**Рис. 2.** 27 дневные средние значения радиальной компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). Положительные значения ММП соответствуют направлению к Солнцу. Толстой линией обозначена сглаженная кривая скользящим средним по 5 точкам. ММП и числа Вольфа приведены за период времени соответствующий Рис. 1

В таком случае можно задать естественный вопрос об источнике квазимонопольного поведения магнитного поля в период максимума активности. На Рис.3 приведены два графика: собственно ОМП за исследуемый период времени и величина, характеризующая число дней с преобладанием поля той или иной полярности. Очевидно, что при одинаковых секторах полей противоположной направленности эта величина будет близка к 13.5 дням (половина солнечного оборота). Как следует из вида Рис.3, вклад полярности поля является определяющим в квазимонопольное поведение поля. Таким образом, можно предположить, что квазимонопольное поведение поля в максимуме солнечной активности обусловлено сильной долготной асимметрией, связанное с неосесимметричной дипольной компонентой и неосесимметричной квадрупольной составляющей, подверженной квазидвухлетней вариации.



**Рис. 3.** Общее магнитное поле Солнца (27-дневные сглаженные средние) и относительная величина (тонкая линия), характеризующая преобладание поля определённой полярности (положительной или отрицательной) ОМП. Штриховой линией обозначены средние значения за весь интервал наблюдений с 1976 по 2001 гг. Ниже приведены числа Вольфа за указанный период.

### Выводы

1. Для общего магнитного поля Солнца, так же как и для межпланетного магнитного поля, довольно типично квазимонопольное поведение в цикле солнечной активности.
2. В годы минимума солнечной активности наблюдается синхронная годовая волна в ОМП и ММП (эффект Розенберга-Коулмена). Сезонная вариация в эпоху минимума обусловлена пространственным эффектом: наклоном плоскости эклиптики к плоскости гелиоэкватора и отражает в целом осесимметричную топологию крупномасштабного магнитного поля на Солнце и в солнечной короне.

3. В эпоху максимума солнечного цикла квазимонопольное поведение магнитного поля обнаруживает себя как квазидвухлетняя вариация и обусловлено сильной неосесимметричной составляющей магнитного поля и периодической долготной асимметрией распределения крупномасштабных магнитных полей на Солнце.

### Литература

1. Wilcox J.M., Why does the Sun look like a magnetic monopole? Comments Astrophys. Space Sci., v.4, p.141-147, 1972.
2. Rosenberg R.L., Coleman P.J., Jr., Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, J.Geophys.Res., v.74, p.5611-5622, 1969.
3. Wilcox J.M., Statistical significance of the proposed heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, J.Geophys.Res., v.75, p.2587-2590, 1970.
4. Wilcox J.M., Scherrer P.H., Annual and solar-magneto-cycle variations in the interplanetary magnetic field, 1926-1971, J.Geophys.Res., v.77, p.5385-5388, 1972.
5. Котов В.А., Левицкий Л.С., К проблеме разбаланса общего магнитного поля Солнца: аномальный характер межпланетного магнитного поля в 1970-1981 гг., Изв. КрАО, т.71, с.32-53, 1985.
6. Котов В.А., Левицкий Л.С., Степанян Н.Н., Годичная вариация общего магнитного поля Солнца, Изв. КрАО, т.63, с.3-14, 1982.
7. Stix M., Wiehr E., On the solar magnetic "monopole", Solar Phys., v.37, p.493-495, 1974.
8. Howard R., Studies of solar magnetic fields, II: The magnetic fluxes, Solar Phys., v.38, p.59-67, 1974.
9. Howard R., Studies of solar magnetic fields, I: The average field strengths, Solar Phys., v.38, p.283-299, 1974.
10. Куклин Г.В., Обридко В.Н., Динамические и структурные характеристики общего магнитного поля Солнца и межпланетного магнитного поля, В сб.: Физика солнечной активности, М.: Наука, 1988, с.146-167.
11. Grigoryev V.M., Demidov M.L., The solar magnetic "monopole" in activity cycles 19-21, В сб. «Солнечные магнитные поля и корона». Труды XIII Консультативного совещания по физике Солнца (памяти В.Е.Степанова), Новосибирск: Наука, 1989, с.108-114.
12. Severny A., Is the Sun a magnetic rotator? Nature, v.224, p.53-54, 1969.
13. Понявин Д.И., Пространственно-временной анализ общего магнитного поля Солнца., В сб. "Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты". Труды конференции, посвящённой 50-летию Горной астрономической станции ГАО РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, 1998, с. 153-156.
14. Понявин Д.И., Восстановление полярности межпланетного магнитного поля в прошлом, Геомагнетизм и аэрономия, т.31, с.1094-1096, 1991.

## **О ВОЗМОЖНОСТИ МОНИТОРИНГА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СПОКОЙНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ**

**Попов В.В.<sup>1</sup>, Ким И.С.<sup>1</sup>, Струля И.Л.<sup>2</sup>**

*1 – ГАИШ МГУ, vpopov@sai.msu.su, kim@sai.msu.su*

*2 – НПО «КОМПОЗИТ»*

## **ON MONITORING THE QUIESCENT PROMINENCE MAGNETIC FIELDS**

**Popov V.V.<sup>1</sup>, Kim I.S.<sup>1</sup>, Stroulea I.L.<sup>2</sup>**

*1 – Sternberg Astronomical Institute of Moscow University,*

*vpopov@sai.msu.su, kim@sai.msu.su*

*2 – NPO “KOMPOSIT”*

A coronagraph-polarimeter for ground-based monitoring of linear-polarization degree and direction in quiescent prominences is suggested. Eclipse polarimetric researches of H $\alpha$ -prominences were used to estimate optical parameters of a coronagraph as well as an analyzer consisting of narrow pass band interference filters and polarizers. Uniformity of performance of analyzers along the surface are indicated to be significantly important for high-accuracy polarimetry.

### ***1. Экспериментальные и теоретические оценки мониторинга поляриметрических характеристик протуберанцев по результатам обработки «затменных» наблюдений***

Спокойные протуберанцы являются наиболее очевидными трассерами линий раздела полярности крупномасштабного магнитного поля Солнца. Информацию об эволюции крупномасштабного магнитного поля Солнца и токах в верхней солнечной атмосфере можно получить из вариаций величины и направления магнитного поля протуберанцев в цикле солнечной активности. В этом **актуальность** программ мониторинга магнитных полей протуберанцев, основанного на анализе эффектов Ханле и Зеемана по измерениям **I**, **U**, **Q** и **V**-параметров Стокса.

Имеющиеся внезатменные коронографические исследования магнитных полей протуберанцев, выполненные с помощью специальных поляриметров до настоящего времени являются эпизодическими. Основная причина – технические сложности измерения “слабых” магнитных полей (зеемановское расщепление на 2-4 порядка меньше ширины линии), обусловленные, в основном, инструментальным фоном и фоном неба (Kim, 2000).

Ретроспективный обзор внезатменных магнитографических исследований протуберанцев в сочетании с успешными **широкополосными** поляриметрическими наблюдениями протуберанцев во время полных солнечных затмений 1994 и 1999 г. (Kim et al., 2000; Пак и др. 2001) приводят к выводу о возможности **внезатменного** мониторинга магнитных (поляриметрических) параметров протуберанцев, основанного на использовании портативного коронографа-поляриметра полного лимба, узкополосных интерференционных фильтров и вращающегося поляроида, помещенных вблизи плоскости диафрагмы Лио. Регистрации **I**, **U**, **Q** параметров Стокса в двух линиях, применение специального алгоритма для обработки статистических данных позволит получить распределение степени и направления поляризации с точностью 1% и 1° соответственно. Последующая интерпретация эффекта Ханле предоставит данные о магнитных параметрах.

Согласно оценкам (Ким и др. 1998), отношение “сигнал/шум” > 6 достижимо при использовании апертуры первичной оптики 60-100 мм, ширине узкополосного интерференционного фильтра ~ 8 Å, яркости неба  $10^{-5}$  и инструментальном фоне  $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  от яркости центра диска Солнца.

## **2. Оптимизация параметров питающей оптики, анализатора линейной поляризации и регистрирующей системы**

Сравнительный анализ распределения степени поляризации в На-протуберанцах 11 августа 1999 г. с расчетами эффекта Ханле позволил оценить величину магнитного поля в 3 спокойных протуберанцах: 0-10 G (Алексеева и др., 2002). Пересчет для условий яркости неба  $10^{-4}$  ÷  $10^{-5}$  на корональных станциях, детальное исследование пропускания в далеких крыльях узкополосных фильтров и однородности по полю параметров поляроидов различных фирм приводят к выводу о том, что уверенная внезатменная регистрация степени и направления поляризации в протуберанцах в линиях нейтрального водорода и гелия 6563 Å (H $\alpha$ ) и 10830 Å (He I) с точностью 1% и 1° соответственно возможна при использовании коронографов в комбинации с **контрастными** узкополосными фильтрами шириной (FWHM) 5-6 Å.

С учетом вышеизложенного разработана оптическая блок-схема коронографа-поляриметра (далее – поляриметра) полного лимба для поляризационных исследований протуберанцев на высокогорных корональных обсерваториях. Основные узлы поляриметра – коронограф, блок узкополосных интерференционных фильтров, блок анализатора линейной поляризации и регистрирующая система. Выбор оптической схемы определялся, в основном, характеристиками поляроидов и узкополосных фильтров, изготавливаемых зарубежными и отечественными компаниями.

Причем, однородность пропускания по поверхности поляроида (фильтра) является основной характеристикой при поляризационных измерениях.

Основные требования к параметрам поляриметра, пригодного для мониторинга поляриметрических характеристик спокойных протуберанцев:

- инструментальный фон -  $10^{-4} \div 10^{-5}$ ;
- поле зрения -  $0,8^\circ$ ;
- угловое разрешение в кольцевой зоне  $0,25^\circ \div 0,35^\circ - (5 \pm 2)''$ ;
- магнитное разрешение –  $5-8''$ ;
- лучи от каждой “точки” изображения должны проходить через одну и ту же область анализирующих элементов. Причем, диаметр светового пучка в плоскости фильтров не должен превышать 25 мм, на поляроиде - 15 мм;
- возможность введения в оптическую часть анализирующих элементов (фильтров и поляроидов) без изменения юстировки оптической системы;
- полоса пропускания фильтров  $2 \div 6 \text{ \AA}$  (FWHM) в зависимости от используемой эмиссионной линии, пропускание в максимуме более 10 %;
- ПЗС, размер 1024 пикселей x 1024 пикселей, размер пиксела – 9 мк.

Вышеизложенное определило параметры и расположение оптических элементов: главный объектив ( $D_1 = 80 \text{ мм}$ , 1:15), линза поля ( $D_2 = 30 \text{ мм}$ , 1:4) и линза камеры ( $D_3 = 30 \text{ мм}$ , 1:2), фокальные плоскости главного объектива и линзы поля совмещены, вращающийся поляроид и фильтры устанавливаются вблизи плоскости диафрагмы Лио. Основное преимущество данной схемы – идентичные условия поляризационных измерений для каждой “точки” исследуемого объекта. Основное отличие от схемы классического коронографа Лио заключается в удаленности линзы поля от первичной фокальной плоскости, что, безусловно, потребует тщательной «светоизоляции» тракта между первичной фокальной плоскостью и плоскостью диафрагмы Лио.

### ***3. Программное обеспечение для внезатменной поляриметрии протуберанцев в «реальном» времени***

Последовательность поляризационных изображений, получаемая предлагаемым поляриметром, циклически воспроизводится через половину оборота поляроида. В многокомпонентной оптической системе неизбежны блики, существенные из-за больших градиентов яркости внутренней короны, которые вызывают появление модуляционного сигнала на частоте вращения поляроида. Поэтому разработан алгоритм обработки оцифрованных поляризационных изображений, обеспечивающий фактическую точность определения степени поляризации и ориентации плоскости поляризации 1% и  $1^\circ$  соответственно, который основан на:

- программном обеспечении IDL;

- представлении света в виде вектора Стокса;
- «статистической» обработке серии кадров, соответствующей, по крайней мере, одному обороту поляроида.

Блок-схема алгоритма для внезатменной поляриметрии протуберанцев в «реальном» времени (2-4 часа после завершения серии измерений) включает:

- взаимное совмещение и центрирование кадров;
- создание последовательных кадров  $S_k$ , содержащих информацию о распределении параметров состояния поляризации (интенсивность  $I$ , степень поляризации  $P$  и угол ориентации плоскости поляризации  $\chi$ ). Использование этих параметров до применения статистических процедур порождает систематические погрешности (смещенные оценки). Этого недостатка лишена система параметров в форме вектора Стокса.
- Решение системы  $S_k$  относительно  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  методом наименьших квадратов;
- определение степени поляризации  $P$  и ориентации плоскости поляризации  $\chi$  для каждого пикселя.
- Построение двумерного распределения  $P$  и  $\chi$ .

#### 4. Оптическая схема коронографа-поляриметра

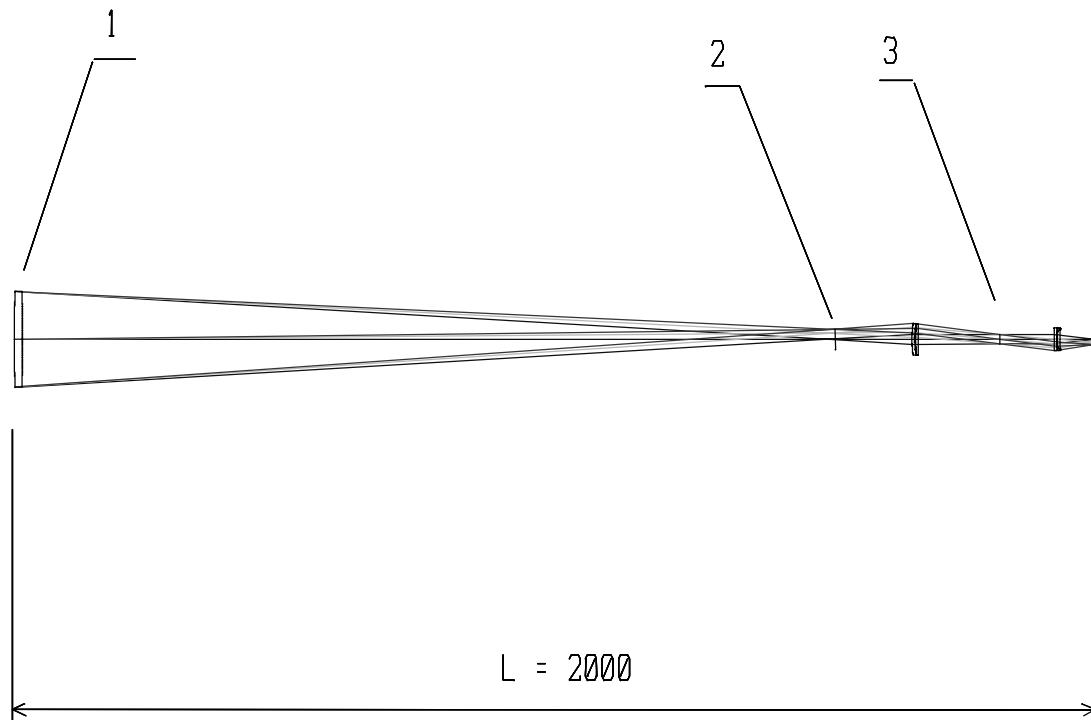
На Рис. 1 представлена оптическая схема коронографа-поляриметра, удовлетворяющая требованиям, изложенным в разделе 2. Основные параметры оптической системы:

- «Рабочие» длины волн:  
 $\lambda = 6563 \text{ \AA}$  (H $\alpha$ ),  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  (Fe XIV),  $\lambda = 10830 \text{ \AA}$  (He I).
- «Рабочие» спектральные интервалы:  
 $\Delta\lambda = 6558 - 6568 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 5298 - 5308 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 10825 - 10835 \text{ \AA}$ .
- Диаметр входного зрачка (Entrance Pupil Diameter): 100 мм.
- Эквивалентное фокусное расстояние (the equivalent focal length): 750 мм.
- Поле зрения (FOV - Field of View):  $2\omega = 0.8^\circ$ .
- Линейный размер в окончательной фокальной плоскости: 10.46 мм

*Главный объектив* – двояковыпуклая линза  $\varnothing 100$  мм из плавленного кварца (fused silica). Передняя поверхность асферическая (эллипсоидальная).

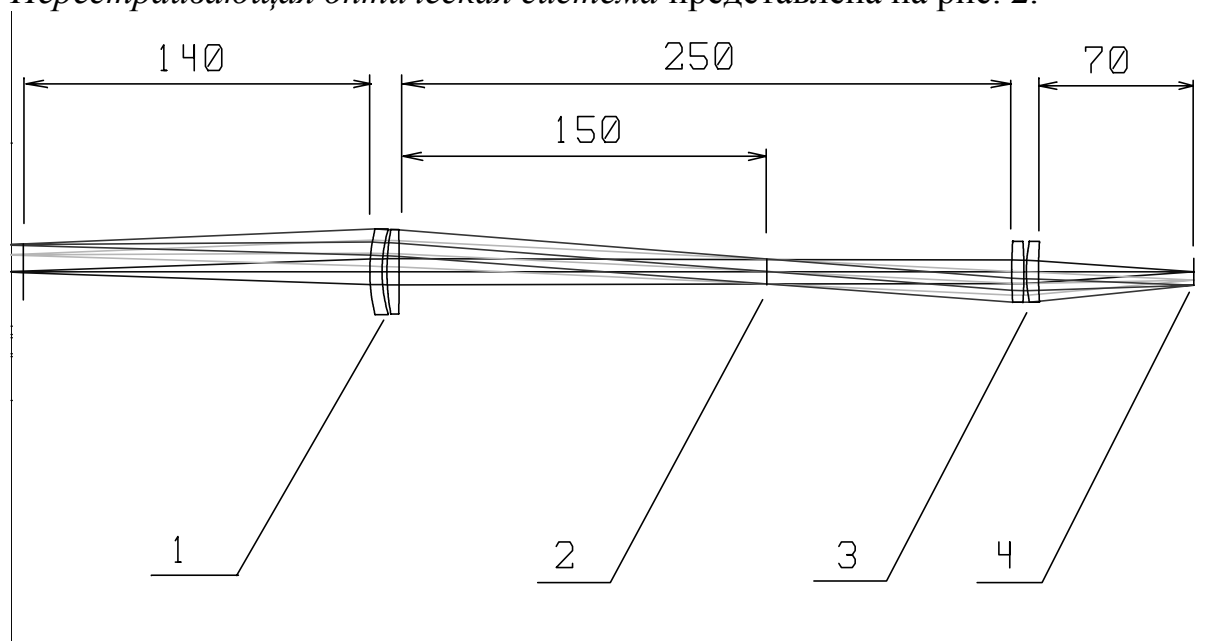
*Искусственная луна* устанавливаемая вблизи первичной фокальной плоскости состоит из диагонального зеркала, сменного затменного диска, пилонов крепления (spider) или дополнительный элемент из плавленного кварца.





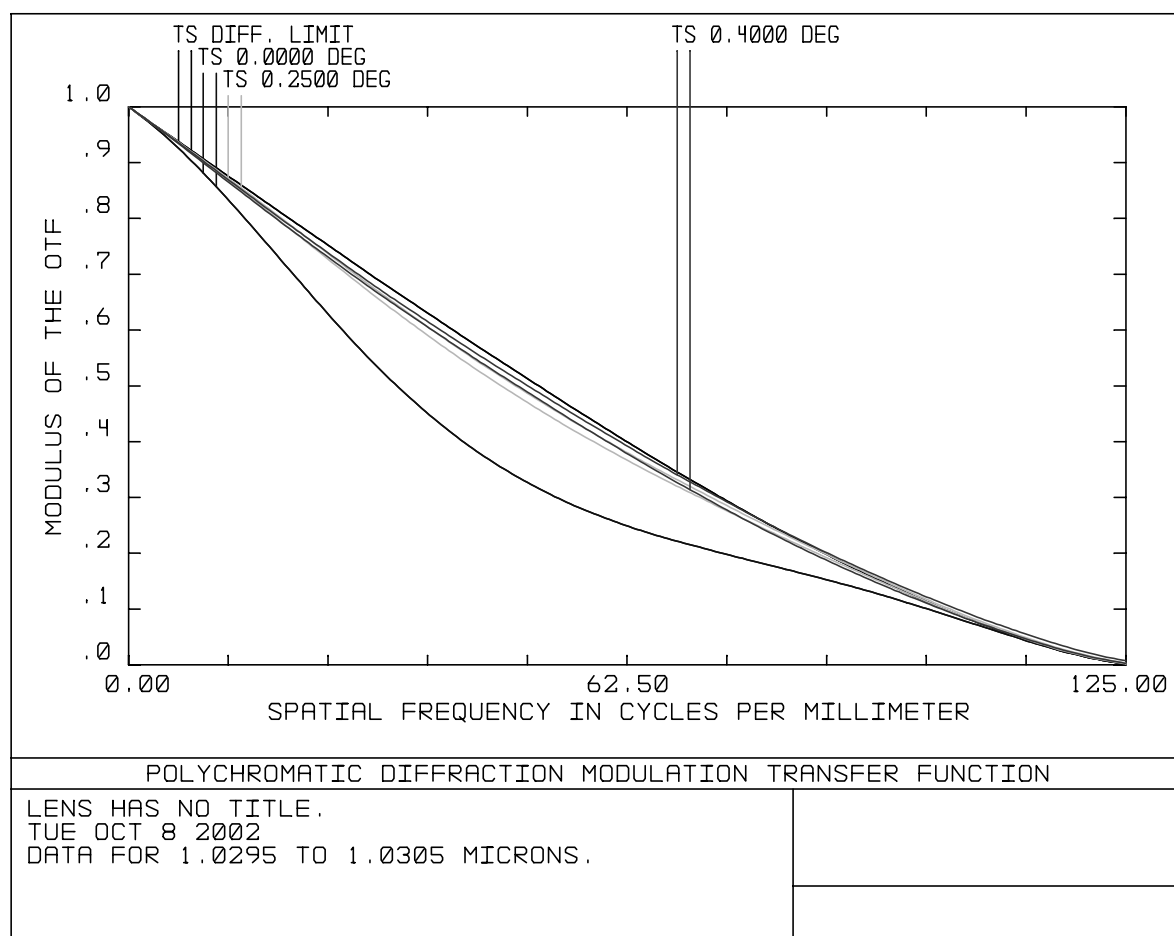
**Рис.1.** Принципиальная схема коронографа. 1 – Главный объектив (the primary lens).  
 2 – Первичная фокальная плоскость (the primary focal plane – the plane of occulting disk).  
 3 – Перестраивающая система (the relay optics)

*Перестраивающая оптическая система* представлена на рис. 2.



**Рис. 2.** Перестраивающая система. 1 - линза поля (коллимирующий объектив: 2 линзы (крон + флинт). 2 - плоскость изображение входного зрачка (диафрагма Лио),  $\varnothing 10$  мм, вблизи этой плоскости помещаются непрерывно вращающийся анализатор поляризации и узкополосный фильтр. 3 – объектив камеры, состоящий из 2 линз (флинт + крон). 4 - окончательная плоскость изображения.

Расчетное угловое разрешение для спектральной полосы шириной 10 А, centered on 10830 А, for several zones of the field of view is shown in Fig. 3. The upper curve corresponds to the diffraction limit.



**Рис.3.** Функции передачи модуляции для спектральной полосы шириной 10 А, centered on 10830 А, at various angular distances from the optical axis.

Работа выполнялась при поддержке гранта 02-02-17928 РФФИ и Договора 5к/3а с ГАО РАН.

### Литература

Kim I.S., Фоломкин И.П., Струля И.Л. Труды VII Симпозиума по физике Солнца, ПИЯФ РАН, 1998, С. 77-82.  
 Пак Е.-Д., Kim I.S., Бугаенко О.И. и др.//АЖ, Т. 78, №. 8, С. 839.  
 Kim I.S. //NATO Science Series: Mathematical and Physical Sciences, 2000, V. 558, p. 67.  
 Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., Kim I.S. et al.// ESA SP-505, 2002.  
 Kim, Alexeeva, Bougaenko et. al.//, ASP Conference Series, 2000, V. 205, p. 51.

**ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ  
ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ  
В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН**

**Порфирьева Г.А., Якунина Г.В.**

*Государственный Астрономический институт им. П.К.Штернберга*

**Plasma motions in solar flares according to spectral observations in X-ray wavelength range, by Porfir'eva G. A., and Yakunina G. V.**

**Abstract**

Directed and random nonthermal motions of flare plasma in the solar corona are considered on the base of spectral observations in soft X-rays (SXR) obtained during the last years. The nonthermal velocities are in range from  $60 \text{ km s}^{-1}$  to  $580 \text{ km s}^{-1}$ , but mainly change from  $110 \text{ km s}^{-1}$  to  $190 \text{ km s}^{-1}$ . The mean value of the nonthermal velocity  $\xi$  for about 180 flares of C1-M5 X-ray classes has been calculated to be equal to  $(160,8 \pm 4,7) \text{ km s}^{-1}$ . The general characteristics of the directed and random motions and their relations with the temporal behaviour of HXR and SXR fluxes are considered. The peak  $\xi$  values coincide in time approximately with the peak in hard X-ray (HXR). The nonthermal velocities do not depend from flare location on the solar disk, flare complexity and HXR burst intensity. The bigger  $\xi$  correspond the bigger directed velocities  $V_{\text{ls}}$ , although they are weakly correlated. The physical nature of the flare plasma motions are discussed. Literature data has been used.

Во время вспышки происходят изменения физических параметров вещества в объемах, охватывающих большой диапазон высот в атмосфере Солнца. Ощутимые изменения температуры и поля скоростей происходят и в фотосферных слоях [1], но в хромосфере, переходном слое и короне температура и скорости увеличиваются более, чем на порядок.

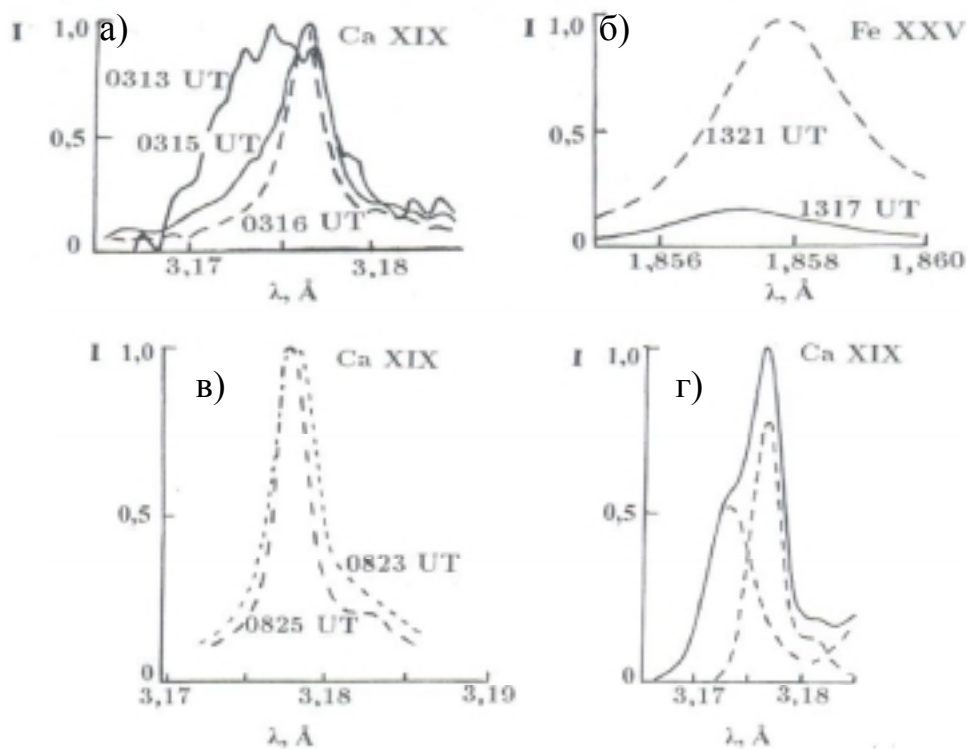
Вспышка является высокодинамичным процессом. Наблюдения с *Yohkoh*, полученные с более высоким, по сравнению с предыдущими космическими исследованиями, временным разрешением, позволили лучше изучить высокоскоростные процессы во время вспышки, в частности движения плазмы. Настоящая работа посвящена анализу движений плазмы в рентгеновских вспышках на основе наблюдений на *Yohkoh*. Используются литературные данные.

Спектрометр BSC, установленный на *Yohkoh*, обладал чувствительностью на порядок выше, чем аналогичные спектрометры, используемые в предыдущих космических экспериментах. Это позволило регистрировать с достаточной уверенностью профили линий в предвспышечной фазе и на ранних стадиях развития вспышки во время роста потока жесткого рентгеновского излучения. Регистрация мягкого рентгеновского излучения проводилась одновременно в нескольких

каналах. При записи участков спектра во время вспышки время интегрирования составляло  $3^s$ . Для уменьшения уровня шумов проводилось усреднение по трем последовательно полученным спектрам. При недостаточной интенсивности время интегрирования равнялось  $24^s$ . BSC спектрометр фиксировал излучение от всего Солнца, т.е. регистрируемые профили линий представляли собой интеграл по всей вспышке (не имели пространственного разрешения).

На *Yohkoh* одновременно получались спектры с высоким спектральным и временным разрешением и изображения исследуемой активной области (АО) с высоким пространственным разрешением  $2,45''$ , что позволяет более детально изучать морфологию и динамику солнечных вспышек.

На рис. 1 приведены примеры профилей рентгеновских линий во время солнечных вспышек. Профили линий в начальной фазе вспышки часто оказываются сильно расширенными и смещенными по шкале длин волн относительно стандартного положения, как это видно из рис. 1а, где показаны профили линии Ca XIX  $3,18 \text{ \AA}$  за  $\sim 15^s$  перед максимумом НХР (23-33 keV) и спустя  $\sim (1,5^m, 2^m)$  после него во вспышке рентгеновского класса M1,9 9 ноября 1991 г. [2]. Профили линий в максимуме интенсивности нормированы к 1. Вспышка обладала сильным синим смещением. Интенсивность профиля сильно изменяется с ростом интенсивности рентгеновского излучения, как это видно из рис. 1б, где



**Рис. 1.** Профили линии во время вспышки а) M1,9 9 ноября 1991 г., (по рис. 3, 4 из [2]), б) M1,9 5 января 1992 г., (по рис. 3 из [3]), в) C1,9 22 августа 1992 г., (по рис. 1 из [5]), г) разложение профиля линии на динамическую и стационарную компоненту, для динамической составляющей  $V_{ls} = 320 \text{ км с}^{-1}$  (по рис. 1 из [9]).

показаны ненормированные профили линии Fe XXV 1,87 Å в разные моменты времени.

Полагают, что в начальной фазе вспышки происходит энергичное испарение вещества в основании петель и наблюдаются направленные от поверхности Солнца движения плазмы со скоростями порядка десятков и сотен км с<sup>-1</sup>. Движущаяся плазма оказывается при этом высокотурбулентной. Как обсуждается в [4,5], смещение центра излучаемой линии в красную или синюю область спектра определяется геометрией вспышки, а именно, ориентацией «ног» вспышечной петли относительно наблюдателя. При наклоне плоскости петли к наблюдателю спектральная линия смещается в сторону меньших длин волн (рис. 1а), при наклоне от наблюдателя - в сторону больших длин волн (рис. 1в).

Как показано в [6], где изучалась зависимость спектрального сдвига линий от гелиографической долготы вспышки, только немногочисленные вспышки имеют красное смещение линий. В большинстве случаев скорости движения потоков испаряющейся плазмы, направленные вверх от поверхности Солнца, имеют составляющую по лучу зрения в сторону к наблюдателю, а не в противоположную. В [7] показано, что из 162 вспышек, имеющих разные гелиографические координаты, 27 вспышек, составляющих 17% от общего числа вспышек, имели красное смещение. Итак, при наблюдениях регистрируется только лучевая составляющая  $V_{ls}$  направленных движений плазмы во вспышке, величина которой определяется по разности длин волн смещенной и стандартной линий, а направление - по знаку этой разности. Величины  $V_{ls}$  лежат в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен км с<sup>-1</sup> и составляют только часть скорости движения плазмы вдоль вспышечных петель.

Морфология вспышки может быть разной степени сложности. Вспышка может наблюдаться в виде единичной арки, чаще всего квазисимметричной формы (например, вспышка 22 августа 1992 г., 0825 UT, схематически изображенная на рис. 2 в [5]), или состоять из двух петельных структур, расположенных под углом друг к другу (вспышка класса M1,9 5 января 1992 г., 13,3 UT, рис. 1 в [3]), или состоять из нескольких небольших петель, по-разному расположенных в пространстве. Сопоставляя наблюдаемые профили линий с изображениями вспышки, можно оценить какая часть вспышки вносит наибольший вклад в интегральное излучение, фиксируемое спектрометром BSC, в данный момент, т.к. возгорание разных петель может произойти в несколько разные моменты времени. Так во вспышке 5 января 1992 г. сначала увеличилась яркость одной петли, а другая петля начала возгораться спустя несколько десятков секунд [3]. Вспышка 9 ноября 1991 г. представляла собой несколько ярких пятен, расположенных по кольцу овальной формы. Яркость пятен изменялась со временем по-разному.

Наблюдалось также и смещение этих ярких площадок по кольцу. В дальнейшем речь пойдет об интегральных характеристиках вспышек, т. к. спектральные наблюдения на *Yohkoh* не позволяют исследовать детали вспышки.

На BSC спектрометре *Yohkoh* регистрировались небольшие участки длин волн, содержащие помимо исследуемых резонансных линий сателлитные линии этих же ионов. Электронная температура вспышечной плазмы  $T_e$  определялась по отношению интенсивностей сателлитных линий к интенсивности резонансных линий и представляет собой температуру, осредненную по всей области вспышки, т.к. используются осредненные профили.

Избыточную, по сравнению с тепловой, ширину линии приписывают действию хаотичных нетепловых движений плазмы разных масштабов, меньших пространственной разрешающей силы прибора. Профили линий, полученные во время вспышки, можно обычно представить одним профилем или суммой гауссовских (или фойгтовских) профилей. После исправления за инструментальное расширение можно определить доплеровскую полуширину профиля линии  $\Delta\lambda_D$ . Эта величина для оптически тонкой линии связана с температурой вспышки уравнением:

$$\Delta\lambda_D = \lambda / c \sqrt{2kT_i / M_i + \xi^2}, \quad (1)$$

где  $c$  - скорость света,  $\lambda$  - стандартная длина волны эмиссионной линии,  $M_i$  - масса излучающего иона,  $k$  - постоянная Больцмана. Нетепловая составляющая скорости  $\xi$  определяется превышением наблюдаемой ширины линии над тепловой составляющей  $V_{th} = \sqrt{2kT_i / M_i}$ .

Ионизационная температура  $T_i$ , фигурирующая в формуле (1), принимается равной электронной температуре  $T_e$ , поскольку, по оценкам, приведенным в [7], время, за которое устанавливается равновесное состояние плазмы, меньше времени наблюдения, хотя это может оказаться неверным в областях с высоким градиентом температуры, где условие статичного ионизационного равновесия возможно не выполняется [8].

Как видно из рис. 1, профили линий в начальной фазе вспышки имеют сложную форму. Такие сложные профили раскладываются на 2 (или более) компонент [2,3,8], одна из которых определяется потоками плазмы, обладающими направленными движениями, а вторая - излучением плазмы, в которой отсутствуют направленные движения. Эти две компоненты называются соответственно динамической и стационарной. При разложении профилей линии на составляющие допускаются различные физические предположения. Основное предположение заключается в том, что температура  $T_e$  движущейся и стационарной плазмы одинакова. Относительно спектральной ширины динамической компоненты в разных исследованиях делаются разные предположения: она может допускаться равной спектральной ширине стационарной

компоненты [9], отличаться от нее [2] или быть пропорциональной доплеровскому сдвигу динамической компоненты от стандартной длины волны [4, 10]. Если равенство спектральных ширин динамической и стационарной компонент не предполагается, их ширины находятся при разложении наблюдаемого профиля линии на составляющие. На рис. 1г приведен профиль линии Ca XIX и составляющие его компоненты. Лучевая скорость  $V_{ls}$  динамической компоненты порядка  $320 \text{ км с}^{-1}$ , отношение потоков динамической и стационарной компоненты около 1.

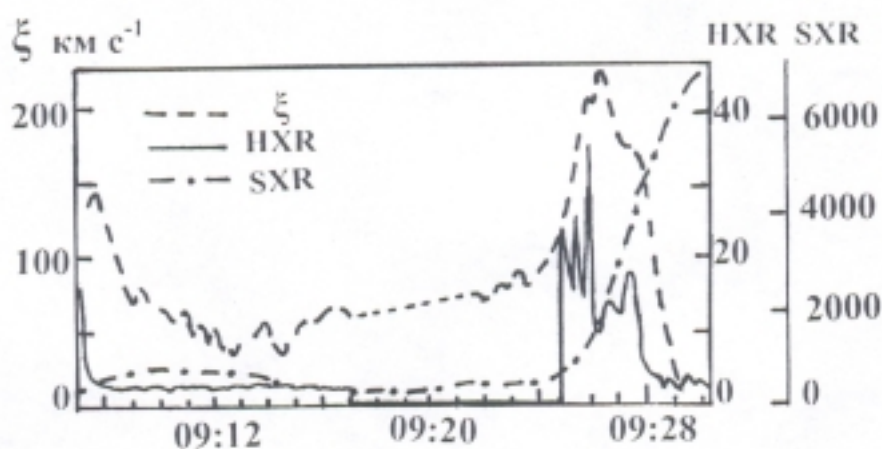
Обычно динамическая компонента более широкая, чем стационарная, т.е. в плазме вспышки, обладающей направленными движениями, беспорядочные движения более сильные. Отношение потоков динамической компоненты к стационарной в начальной фазе вспышки оценивается по-разному. Часто интенсивность динамической компоненты превышает интенсивность стационарной компоненты в несколько раз, иногда на порядок, но уже через доли минут стационарная компонента усиливается и становится преобладающей.

Наблюдения, полученные с борта КА P78-1, SMM, Hinotori, показали, что нетепловая скорость максимальна в начале вспышки и затем постепенно уменьшается. Наблюдения на ранней стадии развития вспышки были невозможны из-за недостаточной чувствительности. Данные, полученные на *Yohkoh*, показали, что нетепловая скорость  $\xi$  начинает увеличиваться до начала всплеска жесткого рентгеновского излучения HXR, достигает своего максимального значения в момент, близкий к моменту максимума HXR, и затем уменьшается до значения в АО, находящейся в безвспышечном состоянии, порядка  $20\text{-}40 \text{ км с}^{-1}$  [12].

На рис. 2 приведено изменение  $\xi$  по линии S XV  $5,04 \text{ \AA}$  и потоков излучения в HXR и SXR (S XV) от времени в АО NOAA 7590 3 октября 1993 г., в которой последовательно произошли две вспышки рентгеновского класса C1 и C8,6. Два всплеска HXR были разделены промежутком около  $18^m$ . После первой вспышки  $\xi$  уменьшается и достигает минимального значения ( $33,5 \pm 4$ )  $\text{км с}^{-1}$  по измерениям в канале S XV и ( $66,1 \pm 4$ )  $\text{км с}^{-1}$  по измерениям в канале Ca XIX. Примерно за  $11^m$  до начала второго всплеска в HXR наблюдается повторное нарастание  $\xi$  и к моменту начала вспышки нетепловая скорость  $\xi$  увеличилась более чем в 2 раза. Максимум  $\xi$ , равный ( $222,4 \pm 5$ )  $\text{км с}^{-1}$  в канале S XV и ( $259,4 \pm 4$ )  $\text{км с}^{-1}$  в канале Ca XIX, хорошо коррелирует по времени с максимумом излучения в HXR. Наблюдаются флуктуации  $\xi$  с амплитудой (10-20)  $\text{км с}^{-1}$ , превышающей ошибки определения ( $\pm 3$ )  $\text{км с}^{-1}$  [13].

Данные, полученные на BSC спектрометре *Yohkoh* с более высокой, по сравнению с предыдущими исследованиями, проведенными из космоса, чувствительностью, анализировались с целью определения корреляции нетеплового расширения рентгеновских линий с жестким рентгеновским излучением. В [14] в результате анализа 10 вспышек было установлено,

что  $\xi$  или достигает максимума перед первым значительным всплеском HXR, или к началу всплеска уже начинает уменьшаться, т.е. момент максимума не наблюдался. Величина  $\xi$  определялась по профилям линии S XV 5,04 Å. Дальнейшие исследования показали, что максимум  $\xi$  наблюдается после первого значительного всплеска в HXR [15]. Этот вывод был сделан в результате анализа данных наблюдения 45 вспышек в канале Ca XIX. Было выдвинуто предположение, что различие результатов в [14,15] вызвано несовпадением моментов, когда достигаются максимальные значения  $\xi$  в каналах S XV и Ca XIX. Однако в [13] при исследовании вспышек 3 октября 1993 г. было обнаружено, что как максимальные, так и минимальные значения в обоих каналах, с точностью до интервалов интегрирования, достигаются одновременно.



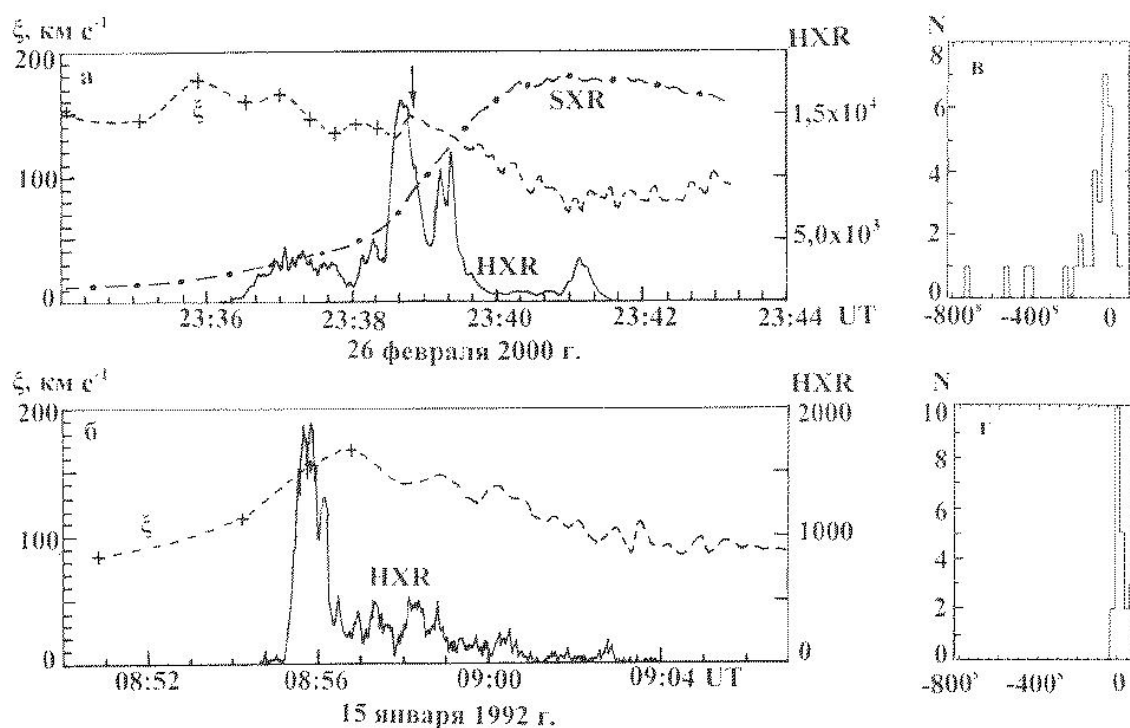
**Рис. 2.** Зависимость нетепловой скорости  $\xi$  в канале линии S XV, потока HXR в канале M1 (23-33 keV) и потока SXR в канале S XV от времени во вспышке 3 октября 1993 г. в АО 7590 (по рис. 2 из [13]). Потоки HXR и SXR приведены в относительных единицах.

Более детальный анализ показал, что в зависимости от характера нарастания интенсивности рентгеновского всплеска (который может быть постепенным, длительным или импульсным, мгновенным) максимум  $\xi$  может предшествовать максимуму всплеска HXR или запаздывать по отношению к нему. Этот вывод получен статистически в результате анализа 59 вспышек рентгеновского класса C2,8—M6,1, 35 из которых оказались первого типа и 24 – второго типа [16].

На рис. 3 приведено изменение  $\xi$  во вспышках, относящихся к разным типам по скорости роста яркости HXR. Показаны также кривые излучения HXR и SXR. Если наблюдается несколько всплесков в HXR, то наблюдаются и вторичные максимумы в  $\xi$ , что видно на примере вспышки 26 февраля 2000 г. (вторичный максимум  $\xi$  указан стрелкой). Разница между моментами, когда  $\xi$  и HXR принимают максимальные значения, зависит от степени жесткости излучения и колеблется от (10–30)<sup>с</sup> для



HXR, или к началу всплеска уже начинает уменьшаться, т.е. момент максимума не наблюдался. Величина  $\xi$  определялась по профилям линии S вспышки. Запаздывание  $\xi$  больше по отношению к более жесткому рентгеновскому излучению, как показывает сравнение данных, полученных в разных каналах. На рис. 3 справа приведены гистограммы времени синхронизации для вспышек разного типа. Видно, что для импульсных вспышек имеется отчетливая тенденция к более короткому времени синхронизации  $\xi$ —HXR, чем для вспышек с постепенным нарастанием яркости. Гистограмма на рис. 3в имеет большую дисперсию по сравнению с гистограммой, приведенной на рис. 3г. Во вспышках первого типа максимум  $\xi$  может наступить за несколько минут ( $\sim 10^m$ ) до максимума HXR. Есть примеры, когда длительность существования повышенных значений  $\xi$  коррелирует с длительностью уменьшения HXR после максимума: чем дольше идет спад уровня HXR, тем дольше сохраняется уровень больших значений  $\xi$ .



**Рис. 3.** Изменения со временем нетепловой скорости  $\xi$  для вспышки 26 февраля 2000 г. с постепенным нарастанием яркости (а) и для импульсной вспышки 15 января 1992 г. (б). Справа показаны гистограммы времени синхронизации  $\xi_{max}$  с максимумом всплеска HXR с постепенным (в) и мгновенным (г) нарастанием яркости вспышки (по рис. 2, 3, 4 из [16]). Поток HXR и SXR приведены в относительных единицах.

Как показал анализ результатов, полученных на *Yohkoh*, максимум  $T_e$  и излучения в SXR наступает позже максимума  $\xi$ . Это можно видеть из рис. 2 и 3а, где представлены временные изменения излучения в каналах S XV и Ca XIX.

Анализ результатов наблюдений выявляет некоторые закономерности в нетепловых скоростях. На основе исследования 45 слабых вспышек классов (A9,2—C8,8;  $3 \times 10^6 < T < 2.2 \times 10^7$  K), наблюдавшихся на спектрометре BCS *Yohkoh* в течение 1994 г., обнаружено, что  $\xi$  (подразумевается  $\xi_{\max}$  во время вспышки), не зависит от размера и сложности вспышки, а также интенсивности всплеска в HXR. Имеется небольшое увеличение  $\xi$  с  $T$  [17].

Как показано в [18], время интегрирования ( $20^s$ ,  $30^s$ ) спектров в спокойной короне не влияет на результаты. Из этого можно сделать вывод, что физические процессы, приводящие к дополнительному расширению профиля линий, обладают временем жизни меньше  $(10-20)^s$ . По-видимому, этот вывод можно считать верным и для вспышечной плазмы. Наблюдения вспышек в центре и на краю диска Солнца показывают, что с точностью до нескольких км  $s^{-1}$  величины нетепловых скоростей не зависят от положения на диске Солнца. Это можно интерпретировать как изотропность нетепловой составляющей скорости в рентгеновских вспышках [6, 7].

Для каждой вспышки получались наблюдения в нескольких каналах, фиксирующих одновременно излучение с разными  $T$ ,  $\xi$  и  $V_{is}$ . Объем вспышки таким образом характеризуется набором значений  $T$ ,  $\xi$  и  $V_{is}$ , т.е. в нем, возможно, сосуществуют объемы плазмы более мелких масштабов, обладающих разными физическими параметрами. Так например, для вспышки 9 ноября 1991 г. в первые  $18^s$  значения  $T$  лежали в пределах от  $1,4 \times 10^7$  K до  $1,7 \times 10^7$  K, значения скоростей направленных движений  $V_{is}$  - от  $200$  км  $s^{-1}$  до  $400$  км  $s^{-1}$ , нетепловые скорости принимали значения от  $310$  км  $s^{-1}$  до  $580$  км  $s^{-1}$  для динамической компоненты и от  $70$  км  $s^{-1}$  до  $130$  км  $s^{-1}$  для стационарной компоненты в зависимости от длины волны. Более горячая плазма (каналы Ca XIX, Fe XXV) характеризовались большими значениями  $\xi$  и  $V_{is}$ . Для разных каналов в начале вспышки отношение мер эмиссии EM динамической и стационарной компоненты лежало в пределах от 4 до 25, т.е. в этой вспышке динамическая компонента преобладала над стационарной.

Если рассмотреть результаты наблюдений вспышек классов C1-M5 (в более мощных вспышках при интерпретации профилей может возникать проблема учета насыщения линий), то во вспышках с  $T > 10^7$  K значения  $\xi_{\max}$  лежат в пределах от  $60$  км  $s^{-1}$  до  $580$  км  $s^{-1}$ . Возможно этот диапазон еще шире. В основном  $110$  км  $s^{-1} \leq \xi \leq 190$  км  $s^{-1}$ . Для более слабых вспышек с  $T < 10^7$  K  $\xi_{\max}$  изменяется в пределах от  $65$  км  $s^{-1}$  до  $270$  км  $s^{-1}$  и в основном  $100$  км  $s^{-1} \leq \xi \leq 150$  км  $s^{-1}$ . Среднее значение  $\xi_{\max}$  выведено в

данной работе на основе наблюдений около 180 вспышек, представленных в [2, 4, 9, 11-17, 19-23] и равно  $(160,8 \pm 4,7)$  км с<sup>-1</sup>. Скорости направленных движений изменяются от нескольких десятков до 500 км с<sup>-1</sup>. Характерно, что в среднем значения  $\xi$  больше значений  $V_{ls}$ .

Связь нетепловой скорости  $\xi_{max}$  и жесткого рентгеновского излучения, по-видимому, не случайна и указывает на тесную связь физических процессов, приводящих к увеличению нетепловых скоростей, и процессов, генерирующих вспышку. Поэтому очень важно понять физическую природу нетеплового уширения линий во вспышке.

В [24] предложено интерпретировать нетепловое расширение профилей рентгеновских линий во вспышке макроскопическими движениями плазмы, вытекающей с равными и противоположно направленными скоростями из высокотемпературного токового слоя. Вытекание происходит во время процесса пересоединения магнитных силовых линий в токовом слое (рис. 1 из [24]). В результате может наблюдаться нетепловое симметричное расширение профилей линий. Реально картина усложняется, т.к. одновременно могут существовать несколько токовых слоев, и их геометрия может не соответствовать плоскостному случаю, рассматриваемому в данной модели, поэтому наблюдаемые профили будут асимметричными и сдвинутыми по длине волн. Проведенные оценки показывают, что модельные нетепловые скорости  $\sim (500-760)$  км с<sup>-1</sup> больше наблюдаемых средних величин  $\xi$   $(110-230)$  км с<sup>-1</sup>. Различие между предсказанными и наблюдаемыми значениями может быть объяснено процессом охлаждения и торможения вытекающих потоков плазмы в области короны, окружающей токовый слой.

Наиболее перспективным представляется объяснение нетепловых движений МГД турбулентностью, но не исключено и совместное действие нескольких механизмов. Такие вытекающие из наблюдений свойства нетепловых движений как изотропность и малые размеры движущихся когерентно объемов вещества хорошо согласуются с характеристиками, присущими турбулентным движениям.

Итак, рассмотрены данные наблюдений профилей линий в корональных вспышках, полученные в рентгеновской области спектра с борта японского спутника *Yohkoh*. Большинство линий обладает дополнительным, по сравнению с тепловым, уширением. Нетепловые скорости, определяемые из наблюдаемых ширин линий, могут иметь значения от десятков до сотен км с<sup>-1</sup>. Доплеровские сдвиги линий позволяют оценить скорости направленных движений плазмы во вспышках, лежащие в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен км с<sup>-1</sup>. Физическая природа нетепловых скоростей не вполне ясна. Наиболее перспективным механизмом, объясняющим нетепловые движения в плазме, представляется МГД турбулентность. Возможно, что усиление турбулентности в предвспышечной фазе, связано с процессами,

которые в конце концов приводят к вспышке. Современные наблюдения в рентгеновской области спектра не позволяют дать четкий ответ на вопрос, где расположены источники турбулентности. Возможно, что получение вспыхивающих профилей линий с высоким пространственным разрешением с солнечного спутника, запуск которого планируется в 2005 г. [13], поможет лучше понять природу нетепловых скоростей и механизмы нагрева вспышки.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ N 01-02-16186

### Литература

1. Кондрашова Н. Н., Рудникова Е. Г., Пасечник М. Н. 2001, Кинематика и физика неб. тел. Т. 17. С. 485.
2. Doschek G.A., Mariska J. T., Strong K. T. 1994, Ap. J., V. 431. P. 888.
3. Doschek G.A., Strong K. T., Bentley R.D., et al. 1993, Ap. J. V. 416. P. 845.
4. Nitta N., van Driel-Gesztelyi L., Harra-Murnion L.K. Solar. Phys. 1999. V. 189. P. 181.
5. Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Калинина Е.П. Сб. трудов конф. 28 мая-1 июня 2001 г. СПб. С.331.
6. Mariska J. T. 1994, Ap. J.. V. 434. P.756.
7. Mariska J. T., Doschek G.A., Bentley R.D. 1993, Ap. J. V. 419. P.418.
8. Harra-Murnion L. K., Matthews S.A., Hara H., Ichimoto K. 1999, Astron. Astrophys. V. 345. P. 1011.
9. Doschek G.A., Mariska J. T., Sakao T. 1996, Ap. J. V. 459. P. 823.
10. Antonucci E., et al. Solar Phys. 1982. V. 78, P. 107.
11. Fludra A., Lemen J.R., Jakimiec J., Bentley R.D., Sylwester J 1989, Ap. J. V. 344. P. 991.
12. Sterling A. C. 1997, Ap. J. V. 478. P. 807.
13. Harra L. K., Matthews S. A., Culhane I. L. 2001, Ap. J. V. 549. L245
14. Alexander D., Harra-Murnion L., Khan J., Matthews S. 1998, Ap. J. V. 494. L235.
15. Mariska J. T., McTiernan J. M. 1999, Ap. J. V. 514. P. 484.
16. Ranns N. D. R., Harra L. K., Matthews S.A., Culhane J.L. 2001, Astron. Astrophys. V. 379. P. 616.
17. Harra-Murnion L. K., Akita K., Watanabe T. 1997, Ap. J. V. 479. P. 464.
18. Chae J., Schühle U., Lemaire P. 1998, Ap. J. V. 505. P. 957.
19. Mariska J. N., Sakao T., Bently R. D. 1996, Ap. J. V. 459. P. 815.
20. Antonucci E., Doderо M.A. 1995, Ap. J. V. 438, P. 480.
21. Antonucci E., Gabriel A.H., Dennis B.R. 1984, Ap. J. V. 287, P. 917.
22. Khan J.I., Harra-Murnion L. K., Hudson H.S., Lemen J.R., Sterling A.C. 1995, Ap. J. V. 452. L153.
23. Ranns N. D. R., Matthews S.A., Harra L. K., Culhane J. L. 2000, Astron. Astroph. V. 364. P. 859.
24. Antonucci E., Benna C., Somov B.V. 1996, Ap. J. V. 456, P. 833.

## **ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СВЕТИМОСТИ СОЛНЦА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПЯТНАМИ И ФАКЕЛАМИ**

**Сарычев А.П., Рощина Е.М.**

*Государственный астрономический институт им П.К.Штернберга  
Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова,  
emr@sai.msu.ru*

## **CYCLE CHANGES OF THE SOLAR LUMINOSITY DUE TO SUNSPOTS AND FACULAE**

**Sarychev A.P., Roshchina E.M.**

*Sternberg State Astronomical Institute, Moscow University, emr@sai.msu.ru*

### **Abstract**

The luminosity of the Sun depends on the number of active regions on its disk. Regular measurements of the facular and sunspots areas carried out

at San Fernando Observatory during 1988-98 years were used to simulate this dependence. The published data on bolometric contrast of umbrae and penumbrae of sunspots were used. We have taken into account also the dependence the bolometric contrast for faculae on the heliocentric angle (within the boundary calcium faculae) obtained by us. The analysis of the luminosity calculation results following yields main conclusion:

1. Sunspots decrease and faculae increase, respectively, the luminosity of the Sun approximately of  $5 \cdot 10^{-4}$  its value, near the maximum 22-nd cycle of activity. The faculae is influence approximately about 10% higher than the spot's one.
2. When the activity is lowest, the facular influence is twice as large as that of sunspots at the end of the 22-nd solar cycle. Radiative energy deficit for sunspots approximately equals its excess for faculae only in the years of maximum activity.
3. Spots and faculae change the luminosity less than 0.01% in the years of increases activity; this value decreases in the some times at low activity.

### **Введение**

Цель данной работы – основываясь на результатах наблюдений, вычислить изменение светимости Солнца на протяжении цикла активности. Для этого нужно знать площади и болометрические контрасты пятен и факелов, присутствующих на всей поверхности Солнца, в том числе и на невидимом полушарии. Реально можно вычислить вклад в вариации светимости от одного полушария и предположить, что при усреднении за год вклады от обоих полушарий примерно одинаковы. При этом мы пренебрегаем возможными изменениями фона спокойной фотосферы, относительно которого измеряется контраст активных образований.

Нужные нам данные о среднем контрасте и площади активного образования должны соответствовать друг другу, т. е. при измерениях контраста и площади должен применяться единый критерий границ образования. Такими данными являются результаты измерений контраста факелов в голубом (470.6 нм) и красном (672.3 нм) участках спектра [1] и регулярные измерения площади флоккулов в линии К Ca II, выполняемые в обсерватории Сан Фернандо с 1988 г. Боллометрический контраст факела в границах флоккула был найден путем преобразования результатов спектральных измерений [1] (см. ниже). Зависимость этого контраста от гелиоцентрического угла характеризует некий «средний» факел. Для пятен учитывалась их индивидуальная структура, а точнее говоря, доля площади тени  $A_T$  в полной (тень плюс полутень) площади пятна  $A_P$ . Согласно исследованиям обсерватории Сан Фернандо [2] боллометрический контраст пятна  $c_P = \Delta I / I$  не зависит от гелиоцентрического угла и определяется соотношением

$$c(\mu) = c_n = -0.219 - 0.643 (A_m / A_n). \quad (1)$$

По опубликованным результатам регулярных измерения этой же обсерватории были вычислены среднегодовые значения суммарной площади наблюдаемых пятен, их теней, а также кальциевых флоккулов. Перечисленные данные о контрасте и площади активных образований являются исходными для моделирования вариаций светимости Солнца.

### Боллометрический контраст факелов

Среди параметров, фигурирующих в наших вычислениях, хуже всего известен боллометрический контраст факела в границах флоккула. Чтобы уточнить этот параметр, мы использовали измерения [1], требующие единственной редукции – преобразования монохроматического контраста  $c_\lambda(\mu)$  в боллометрический  $c(\mu)$ . С помощью закона Стефана–Больцмана величину  $c(\mu)$  можно выразить через эффективную температуру невозмущенной фотосферы  $T_{\text{эф}}(\mu)$  и ее вариацию  $\Delta T_{\text{эф}}(\mu)$  для активного образования

$$c(\mu) = [1 + \Delta T_{\text{эф}}(\mu) / T_{\text{эф}}(\mu)]^4 - 1 \approx 4[\Delta T_{\text{эф}}(\mu) / T_{\text{эф}}(\mu)], \quad (2)$$

где приближенное равенство относится к случаю  $\Delta T / T \ll 1$ . Напомним, что эффективная температура является эквивалентом интенсивности полного (проинтегрированного по всему спектру) излучения, подобно тому, как яркостная температура  $T_\lambda(\mu)$  является эквивалентом наблюдаемой интенсивности спектра  $I_\lambda(\mu)$  в длине волны  $\lambda$ . Продифференцировав формулу Планка по температуре, можно найти связь между монохроматическим контрастом  $c_\lambda(\mu)$  и вариацией яркостной температуры

$$\frac{\Delta T_\lambda(\mu)}{T_\lambda(\mu)} \approx \frac{\lambda T_\lambda(\mu)}{c_2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_\lambda(\mu)}\right) \right] c_\lambda(\mu), \quad (3)$$

где  $c_2$  – вторая радиационная постоянная. Обычно, при преобразовании монохроматического контраста в болометрический, пренебрегают различием в величине вариаций эффективной и яркостной температур в формулах (2) и (3). Мы разработали более точное приближение, в котором компенсируется различие глубин формирования монохроматического и полного излучения фотосферы. Для такой компенсации в формулу (3) нужно подставить значение  $\mu_{эф}$ , при котором яркостная температура равна эффективной

$$T_{эф}(\mu) = T_{\lambda}(\mu_{эф}), \quad (4)$$

а, следовательно, в монохроматическом и полном излучении наблюдаются слои фотосферы с примерно одинаковой средней температурой. Будем считать, что в этих слоях различие средних температур факела и фотосферы также одинаково. Объединив соотношения (2), (3), (4), получим формулу для вычисления болометрического контраста по измерениям монохроматического:

$$c(\mu) = 4 \frac{\lambda T_{эф}(\mu)}{c_2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_{эф}(\mu)}\right) \right] c_{\lambda}(\mu_{эф}). \quad (5)$$

Величину эффективной температуры на диске спокойного Солнца

$$T_{эф}(\mu) = T_{эф}(0) (1 + 2\mu^{2/3})^{1/4}, \quad \text{где } T_{эф}(0) = 4593.4 \text{ K} \quad (6)$$

мы определили для значения солнечной постоянной  $1366 \text{ Вт/м}^2$  и найденного из наблюдений [3,4] закона потемнения к краю в полном излучении

$$i(\mu) = I(\mu)/I(1) = (1 + 2\mu^{2/3})/3. \quad (7)$$

Чтобы воспользоваться формулой (5), нужно решить уравнение (4) относительно  $\mu_{эф}$ . Для этого нужно знать абсолютную величину интенсивности спектра в центре диска  $I_{\lambda}(1)$  и закон потемнения к краю  $i_{\lambda}(\mu)$  в длине волны  $\lambda$ . Такие данные получены нами на основании работ [5-8]. Описанным выше способом, опубликованные зависимости контраста  $c_{\lambda}(\mu)$  в двух участках квазиконтинуума [1] были преобразованы в соответствующие зависимости болометрического контраста. Поскольку в голубом участке уровень континуума уменьшен линиями примерно на 10%, то данным, найденным по красному участку, был приписан вдвое больший вес. Полученные весовые средние значения болометрического контраста факелов  $c_{ф}(\mu)$  надежно аппроксимируются функцией

$$c_{ф}(\mu) = 10^{-2} (1.830 \mu^{-1} - 0.387 - 1.058 \mu), \quad (8)$$

характеризующей контраст факела, усредненный по площади кальциевого флоккула.

## Оценка изменений светимости на протяжении 22 цикла

Изменения светимости Солнца  $\Delta L/L$ , обусловленные активными образованиями, присутствующими на всем видимом полушарии, можно вычислить по формуле [9]

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2} \sum_j A_j \int_0^1 c_j(\mu) i(\mu) \mu d\mu / \int_0^1 i(\mu) \mu d\mu, \quad (9)$$

где  $A_j$  – площадь  $j$ -того образования, выраженная в долях площади солнечной полусферы;  $c_j(\mu)$  – болометрический контраст этого образования. Чтобы найти истинные изменения светимости, нужно выполнить суммирование по всей солнечной поверхности, включая невидимую полусферу. Для одномоментных изменений это невозможно. Однако для среднегодовых изменений можно предположить, что вклады наблюдаемого и ненаблюдаемого полушарий примерно одинаковы. Используя это предположение и закон потемнения к краю (7), преобразуем соотношение (9) к такому виду

$$\{\Delta L / L\} = 0.8 \left\{ \sum_j A_j \int_0^1 c_j(\mu) (1 + 2\mu^{2/3}) \mu d\mu \right\}. \quad (10)$$

Здесь и в дальнейшем фигурные скобки означают усреднение за год. Подставив в формулу (10) соотношения (1) и (8), получим выражения для вариаций светимости, вызванных только пятнами

$$\{\Delta L/L\}_n = -0.219 \{\Sigma A_n\} - 0.643 \{\Sigma A_m\} \quad (11)$$

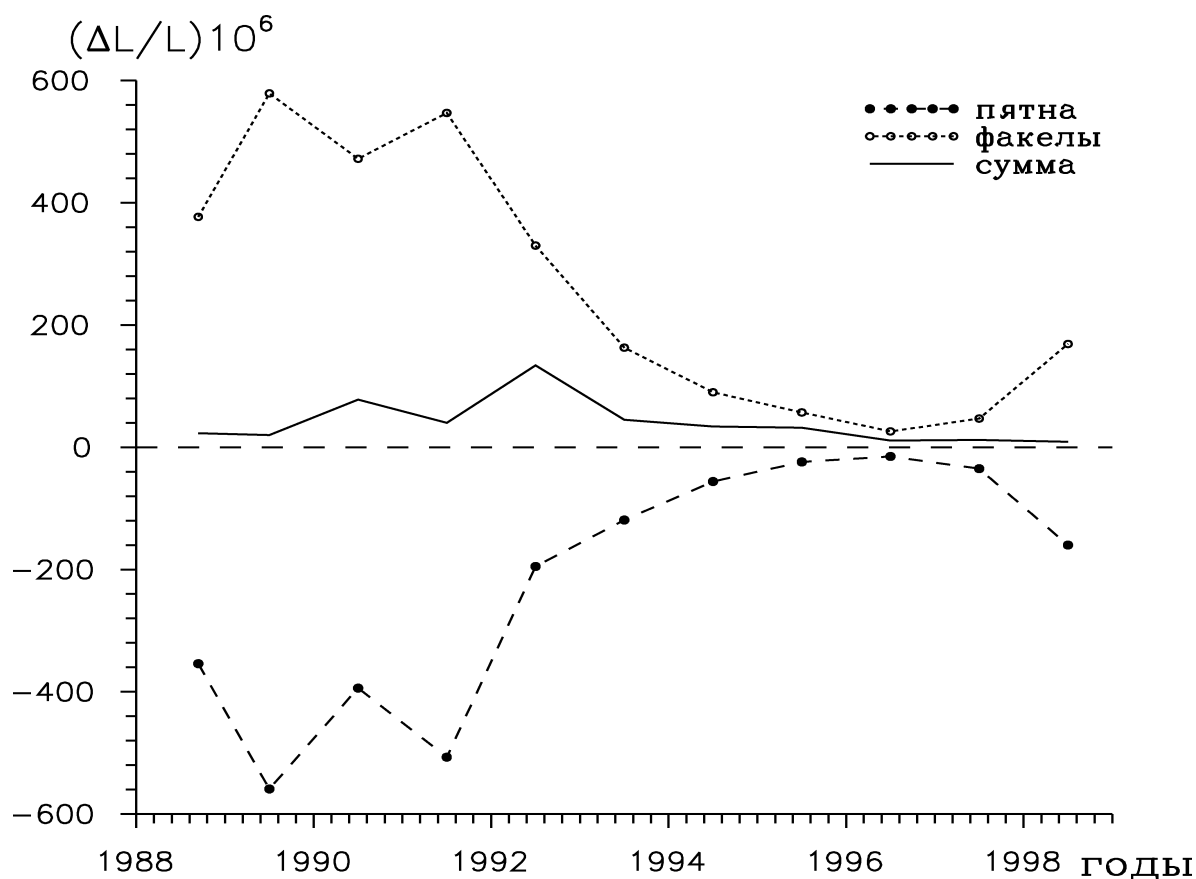
и только факелами

$$\{\Delta L/L\}_f = 0.0209 \{\Sigma A_f\} \quad (12)$$

Формулы (11) и (12), помимо найденных из наблюдений числовых коэффициентов, содержат среднегодовые значения известных индексов солнечной активности: суммарной площади пятен, их теней и флоккулов в линии К Са II.

Для вычисления этих индексов мы выбрали измерения обсерватории Сан Фернандо, поскольку числовые коэффициенты в формулах (11) и (12) найдены по данным этой обсерватории. При этом площади и средние контрасты примерно соответствуют друг другу, хотя, в идеале, нужно было бы одновременно измерять площадь и контраст каждого активного образования. Результаты вычислений по формулам (11) и (12) представлены на рис. 1, который иллюстрирует влияние пятен, факелов и их суммы на светимость Солнца.





**Рис.1.** Изменения светимости Солнца  $\Delta L/L$  (выраженные в миллионных долях), обусловленные пятнами, факелами и их суммой.

На рисунке видно, что в годы близкие к максимуму 22 цикла активности пятна уменьшают, а факелы увеличивают светимость примерно на  $5 \cdot 10^{-4}$  ее величины. При этом положительный вклад факелов превышает отрицательный вклад пятен примерно на 10%. На ветви спада активности абсолютная величина вклада пятен уменьшается быстрее, чем вклад факелов. В результате, в годы минимальной активности на стыке 22 и 23 циклов вклад факелов превышает вклад пятен почти в 2 раза. Таким образом, энергетический баланс излучения пятен и факелов приблизительно выполняется лишь при высокой активности Солнца. Судя по рис. 1, в ожидаемых изменениях светимости, обусловленных суммой пятен и факелов, 11-летний цикл проявляется не так отчетливо, как при раздельном влиянии пятен и факелов. Максимум «суммарных» изменений не совпадает по времени с максимумом активности, а амплитуда «суммарных» изменений приблизительно в 5 раз меньше амплитуды каждой из составляющих. По нашим оценкам при усреднении за один год «пятенно-факельная» активность увеличивает светимость спокойного Солнца не более, чем на 0.01%. С такой точностью в 22 цикле активности недостаток лучистой энергии в пятнах компенсируется избытком излучения факелов.

Полученные нами результаты представляют интерес для понимания энергетики циклов солнечной активности. К сожалению, все выводы основаны на 10-летнем интервале измерений, для которого площади и средние контрасты факелов определялись с помощью единого критерия выделения факельной площадки. Для дальнейших исследований важно продолжить регулярные измерения площадей пятен и факелов, подобные измерениям обсерватории Сан Фернандо.

### Список литературы

1. Ahern S., Chapman G.A. // *Solar Phys.* 2000. V.191. P.71.
2. Chapman G.A., Cookson A.M., Dobias J.J. // *Astrophys. J.* 1994. V.432. P.403.
3. Сарычев А.П., Рощина Е.М. / Труды конф. «Новый цикл активности Солнца», ГАО РАН Пулковско, 24-29 июня 1998 г. С.373.
4. Сарычев А.П., Рощина Е.М. // *Астрон. вестник*, 1999. Т. 33. С. 90.
5. Neckel H., Labs D // *Solar Phys.* 1984. V.90. P.205.
6. Макарова Е.А., Рощина Е.М., Сарычев А.П. // *Кинемат. и физика небесн. тел*, 1990. Т.6. № 6. С.21.
7. Бурлов-Васильев К.А., Гуртовенко Э.А., Матвеев Ю.Б. // *Кинемат. и физика небесн. тел*. 1994. Т.10. № 3. С.3.
8. Сарычев А.П., Рощина Е.М. / Труды IV съезда Астрономического Общества, ГАИШ МГУ, 19-29 ноября 1997г. С.251.
9. Steinegger M., Vázquez M., Bonet J.A., Brandt P.N. // *Astrophys. J.* 1996. V 461. P.478.

**УСТОЙЧИВОСТЬ СТРУКТУР,  
ОБРАЗУЕМЫХ ЯРКИМИ КРУПНОМАСШТАБНЫМИ  
ПОЯРЧЕНИЯМИ В ПРИПОЛЯРНЫХ ЗОНАХ**

**Стоянова М.Н.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, solar l @ gao.spb.ru*

**The Stability of the structures formed by large scale brightening  
in the polar zone**

**M.N. Stoyanova**

Using the data of SOHO observation in Internet and sinoptic maps, it was shown that at high latitudes many bright elements form the stable groups. The dimensions and time of existence of this groups are the same as at the low latitude in active centers. The main difference between them consist in the scale of energy of the activity.

Внимание, которое в последнее время уделяется проявлению активности на полюсах и роли изменения этой активности в развитии солнечного цикла, побудило нас к поиску аналогов крупномасштабной активности низких широт в полярных зонах. Многочисленные работы, касающиеся активности полярных зон, в основном исследовали мелкие структуры, такие, как магнитные узлы, обнаруживаемые на магнитограммах, и мелкие эмиссионные элементы в фотосфере (полярные факелы). Отмечалось, что обширные униполярные районы на полюсах состоят из изолированных магнитных узлов разных полярностей с их преимущественной концентрацией по краям супергрануляционной сетки. При этом генерация поля обусловлена, повидимому, действием глобальных подфотосферных механизмов [1]. В то же время было доказано [2] полное подобие полярных и низкоширотных магнитных элементов, были выделены долгоживущие мелкомасштабные магнитные образования со временем жизни 4-5 дней, связанные с полярными факелами. Однако, все основные работы по этому вопросу касались отдельных мелких структур, в то же время, если мы встречаем подобие в проявлении мелких структур на разных широтах с их существенной ролью в развитии цикла, то естественно было бы найти и некоторое слабое подобие проявлений крупномасштабной активности на высоких широтах подобно активным областям низких широт.

Поэтому целью нашего исследования явился поиск в высоких широтах крупномасштабных структур, которые можно было бы рассматривать слабым по энергетике аналогом активных областей высоких

широт. В ряде исследований, как например, на высокого качества синоптических картах полного диска Солнца, получаемых обсерваторией Big Bear [3], ясно видны отдельные скопления магнитных элементов, размер которых достигает  $10^\circ$  по широте и долготе. Ранее нами также отмечались скопления отдельных ярких элементов [4], однако более детально их характеристики не изучались.

Материалом для настоящей работы послужили данные, публикуемые в Internet. Работа состояла из двух частей. В первой мы использовали любезно предоставленную нам программу А.Г. Тлатова, с помощью которой были измерены координаты ярких кальциевых элементов по снимкам Медонской обсерватории и магнитных элементов, полученных по данным MDI за отдельные периоды 1998-1999 гг. Здесь, как и далее мы стремились ограничить рассмотрение только периодами максимальной видимости того или иного полюса и зоной широты выше  $60^\circ$ , ограничивающей полярную область. Внутри этих зон выделялись отдельные совокупности слабых магнитных узелков и ярких кальциевых элементов и в течение нескольких последовательных дней проводилось измерение их координат. Затем координаты всех элементов наносились на карту с учетом изменения по долготе за каждый день.

На рис.1 приведены конфигурации двух таких структур, наблюдаемых в течение 4-5 дней. Разными значками обозначены положения ярких элементов за каждый день. Характерная площадь в среднем составляет от  $10^\circ$  до  $20^\circ$ , что, в общем, соответствует развитой активной области низких широт. Отдельные элементы внутри такой конфигурации могут изменяться, так как характерное время их жизни составляет приблизительно 58 часов [2]. Интересно отметить, что не наблюдается прямой зависимости между яркостью отдельных элементов в кальции и на магнитограммах.

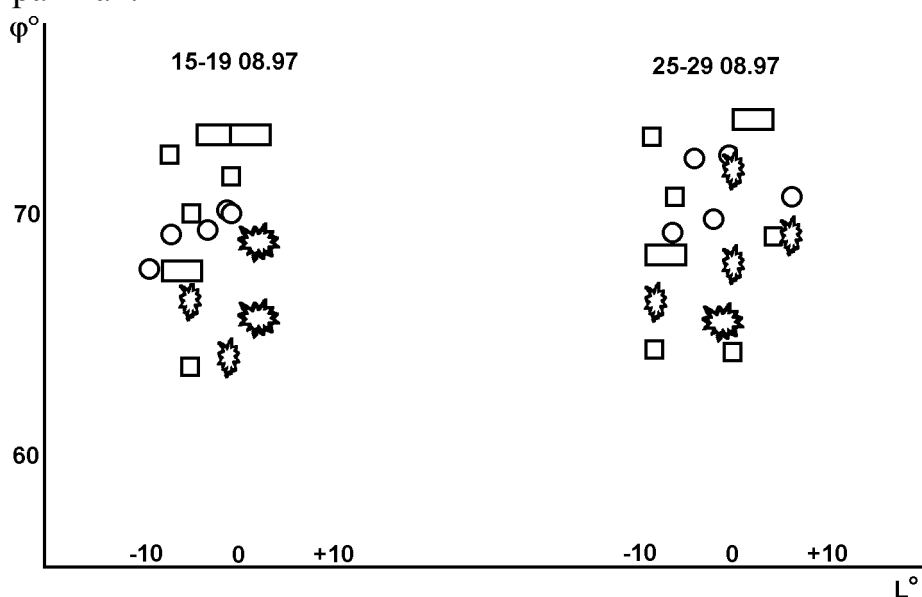


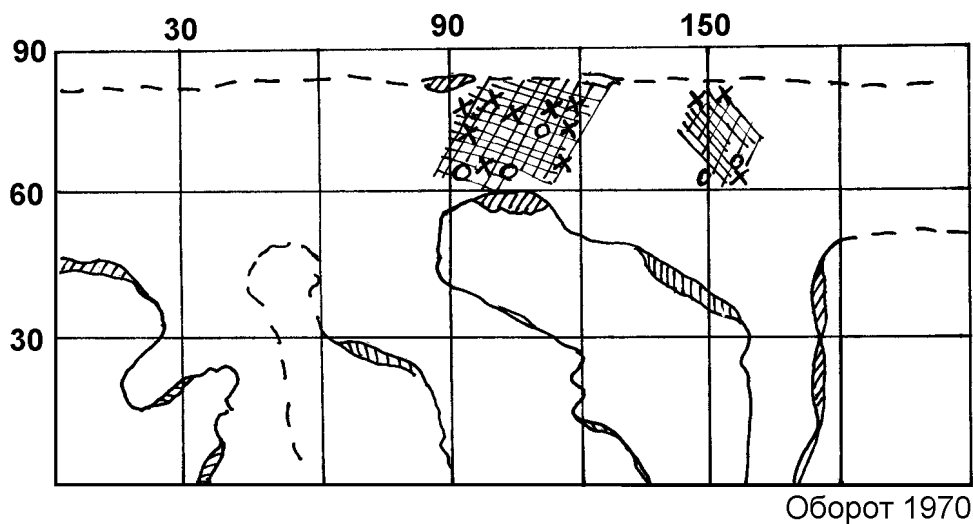
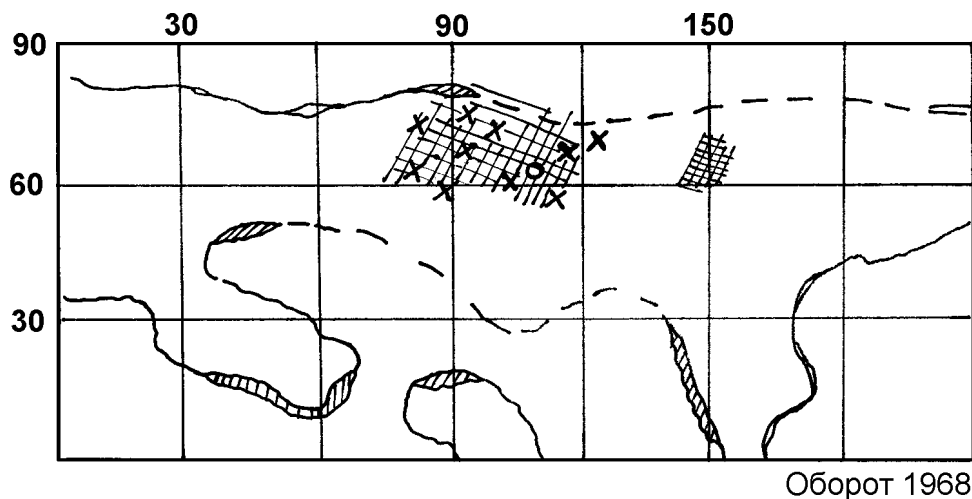
Рис.1.

В целом можно видеть, что конфигурация сохраняет устойчивость при некотором продвижении ее концов за пределы внешних границ структуры. Вторая часть исследования опиралась на совместное изучение магнитограмм и снимков фотосферы и короны на разных уровнях, при этом более пристальному изучению подвергались снимки в линии HeII  $\lambda$  304, так как согласно [5] возбуждение в этой линии определяется, в основном, не корональной радиацией, а распределением магнитного потока. Для исследования выбирались периоды до и после окончания переполюсовки (осень 2000 г. и весна-осень 2001 гг.).

Изучение показало, что наиболее типичным размером выделяемых ярких структур является объединение двух или трех супергранул. Наиболее яркие элементы располагаются на границах структуры, в то время, как внутренние границы супергранул ослаблены. Период конца 2000 года до окончания переполюсовки характеризовался большей активностью в высоких широтах внутри поднимающегося нового поля. В линии гелия яркие ячейки выглядят меньше, но содержат больше ярких элементов. Как было показано в первой части работы, на магнитограммах обнаруживаются структуры, состоящие из магнитных узелков смешанной полярности или усиленных аморфных по форме более обширных образований. На фотогелиограммах эти участки выделяются повышенным уровнем яркости с наличием ярких элементов и вкраплением контрастных темных структур. Мы не стали бы называть наблюдаемые поярчания совокупностью полярных факелов, природа которых вероятнее всего связана с глубинными подфотосферными процессами, тогда как здесь, по видимому, мы имеем дело с усиленной яркостью границ объединенных супергранул.

Поэтому наиболее логично сделать вывод, что в поднимающемся новом поле в высоких широтах происходили усиленные процессы энерговыделения на обширных участках размером до трех супергранул, охватывающие фотосферу, хромосферу и нижнюю корону.

Использование синоптических карт за этот период позволило выявить долговременную устойчивость некоторых наиболее развитых структур, существование которых на определенных долготах можно проследить на протяжении трех оборотов. На рис.2 приведены участки двух синоптических карт за 1968 и 1970 обороты. Штриховкой нанесены районы повышенной активности, а кружками и крестиками соответственно яркие элементы фотосферы (полярные факелы) и яркие элементы структуры в линии гелия. Обширная площадь повышенной яркости и наличие многих эмиссионных структур внутри нее позволяет говорить в данном случае о наличии возможно даже двух близко расположенных друг к другу активных центров. Обработанные данные основаны на небольшом материале, поэтому пока можно делать лишь предварительные выводы, однако в целом они свидетельствуют в пользу гипотезы возникновения на



**Рис.2.**

высоких широтах обширных устойчивых структур со стационарным энерговыделением, которые могут рассматриваться более слабым аналогом мощных процессов, возникающих в активных широтах.

В заключение выражаю признательность А.Г. Тлатову за предоставление программы обработки данных.

Работа поддержана Федеральной программой "Астрономия".

### **Литература**

1. Varsik J.R., Wilson P.R. and Li Y. 1999. Solar Phys. V.184. P.223.
2. Deng Yuanyong, Wang Jingxiu and Harvey J. 1999. Solar Phys. V.186. P.13.
3. Denker C. et al. 1999. Solar Phys. V.184. P.87.
4. Стоянова М.Н. 2001. Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. СПб, Пулково. С. 365.
5. Venkatakrishnan P. 1999. Solar Phys. V.187. P.23.

## **ВАРИАЦИИ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА В ПЕРИОД 1907-1990 гг.**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

Проведен корреляционный анализ ежедневных изображений Солнца в линии  $KII\text{Ca}$ , полученных на спектрофотогелиографе обсерватории Кодайканал (Индия). При этом для соседних дней в диапазоне широт  $\pm 80^\circ$  с шагом  $5^\circ$  было определено долготное смещения, при котором коэффициент корреляции между интенсивностями являлся максимальным. По вычисленному смещению определялась скорость вращения Солнца. Общая скорость вращения за весь период наблюдений близка к закону  $\omega(\phi) = 13.34 - 2.07 \cdot \sin^2(\phi) - 2.12 \cdot \sin^4(\phi)$ . Установлены вариации скорости вращения. Помимо 11-летних вариаций, существуют и долговременные вариации скорости вращения. Так, наиболее быстрая скорость вращения соответствовала периодам 1940-1950 гг. и 1965-1975 гг. Проведен спектральный анализ вариаций вращения. Установлено, что кроме 11-летней модуляции имеются периоды  $\sim 22$  и  $28$  лет. На основании этого делается вывод, что, возможно, общая закономерность вращения Солнца определяется композицией 11- и 22-летней модами во вращении.

### **1. Введение**

Достоверно известно, что Солнце имеет дифференциальный характер вращения, т.е. экваториальная зона на уровне фотосферы вращается быстрее полярных зон. Вращение поверхностных слоев Солнца также испытывает циклические вариации, имеющие 11-летнюю периодичность, связываемые с крутильными волнами. В тоже время в настоящее время нет систематических взаимно подтверждающих сведений о длительных вариациях вращения Солнца. Наиболее часто при анализе вращения используют солнечные пятна в качестве трассеров. Такие исследования предпринимались неоднократно [1-5]. Суммируя результаты этих исследований можно выделить, что Солнце наиболее быстро вращалось в эпоху 12-13 циклов активности [3, 4], 15-го [1,4], 17-18-го [2,4], 20-го [4,5]. Разные авторам удалось выделить долговременные вариации вращения с периодами длительности 55-лет [3,5], 22-года [6]. Однако использование солнечных пятен имеет свои недостатки, связанные с трудностью учета собственных движений, и отсутствием информации в годы минимума активности.

Другими данными, по которым, можно восстановить вращение Солнца за длительный период времени являются карты раздела полярности крупномасштабного поля по наблюдениям в линии H-альфа. Анализ H-

альфа карт показал существование 22-летней вариации во вращении [9] и 55-летней вариации в крутильных колебаниях[7].

В настоящей работе проведен анализ скорости вращения Солнца по наблюдениям в линии *KII Ca* обсерватории Кодайканал в период 1907-1990 гг. и проведено сопоставление полученных результатов с результатами по другим трассерам.

## 2. Метод анализа данных

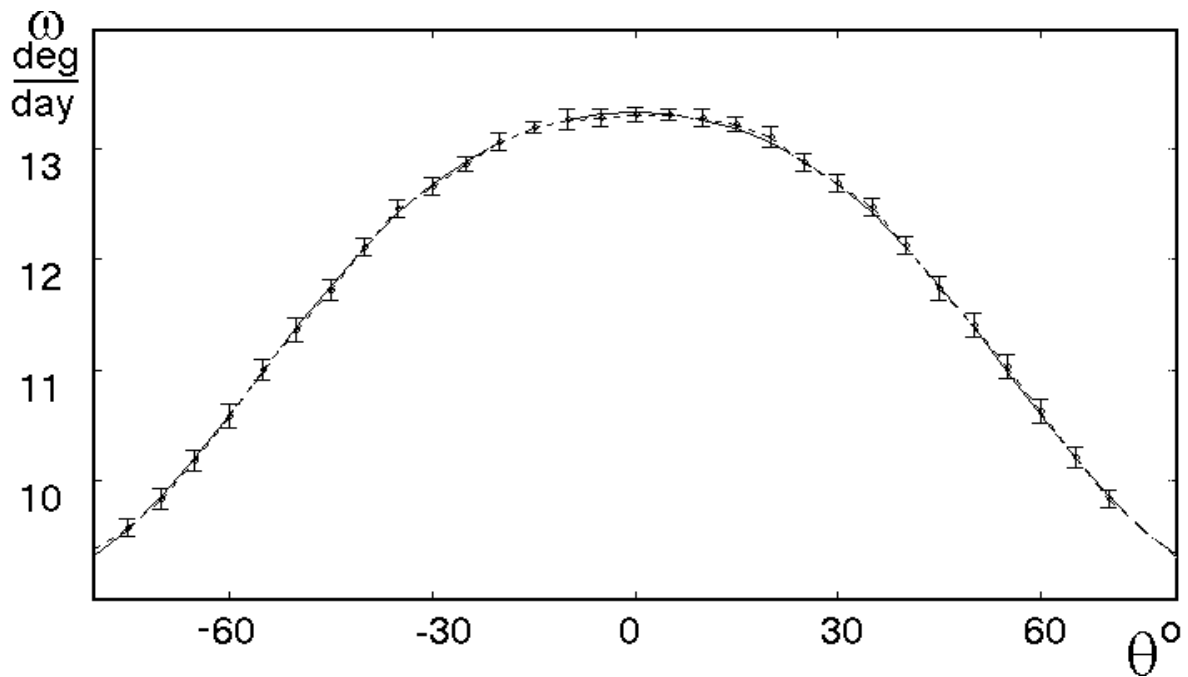
В данной работе использованы ежедневные данные наблюдений диска Солнца в линии *KII Ca*. Фотопластинки были оцифрованы с помощью сканера. Размер диаметра изображения Солнца составил при этом  $\sim 1400$  пикселей, что соответствовало оптическому разрешению  $\sim 1.5-2''$ . Изображения запоминались в режиме 256 оттенков серого, при этом неэкспонированная часть пластинки соответствовала белому цвету (256 единиц), области максимального экспонирования черному (0 единиц). Число обработанных дней составило около 23 тысяч. Число дней наблюдений в году варьировалось от 280-330 в период до 1960 гг. до 80-120 в период после 1980 гг. Наиболее качественными наблюдения были в период 1908-1978 гг. Первоначально с помощью процедуры оптимизации проводилось наложение гелиографической сетки. Процедура вычисления скорости вращения была следующей. На оцифрованном изображении Солнца вдоль линии постоянной широты снималась интенсивность в диапазоне долгот от центрального меридиана  $\pm 70^\circ$ . При этом для устранения шума интенсивность усреднялась по 3 пикселям вдоль меридиана. Этот массив интенсивности в дальнейшем сравнивался с аналогичными массивами последующего дня и дня отстоящего от первого дня на двое суток. Но при этом, считывание данных на изображениях последующих дней проходило с учетом поправки на вращение. Для полученных массивов данных находилась корреляционная функция  $R(\varphi)$  как функция от смещения о долготы. Та долгота, при которой корреляционная функция была максимальной, считалась долготой, соответствующей скорости вращения на данной широте. По ее значению определялась скорость вращения для этой широты и данной пары изображений. В дальнейшем для анализа учитывались скорости, при которых коэффициент корреляции был не менее  $R > 0.7$ .

## 3. Результаты обработки данных

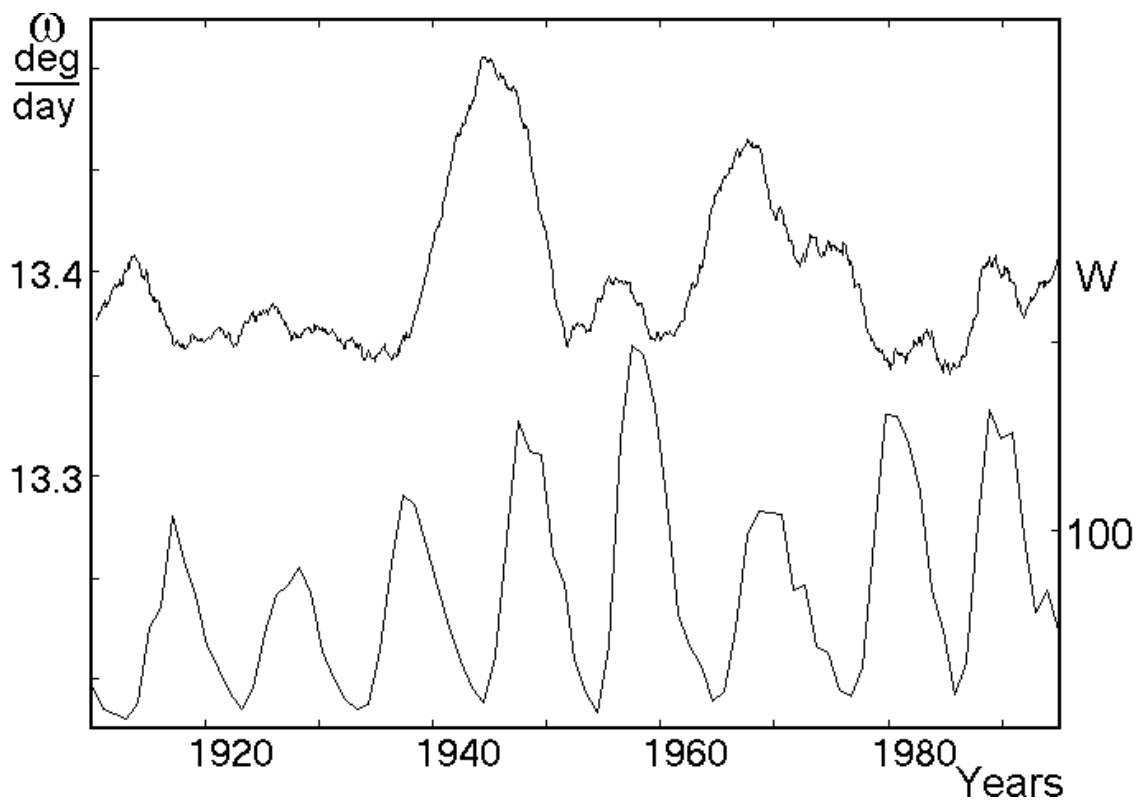
На рис.1 представлена огибающая функция для дифференциального вращения Солнца в период 1907-1990 гг. Аппроксимационную формулу



от широты, можно представить в виде:  $\omega(\phi)=13.38(\pm 0.04)-2.07(\pm 0.07)*\sin^2(\phi)-2.12(\pm 0.09)*\sin^4(\phi)$ .



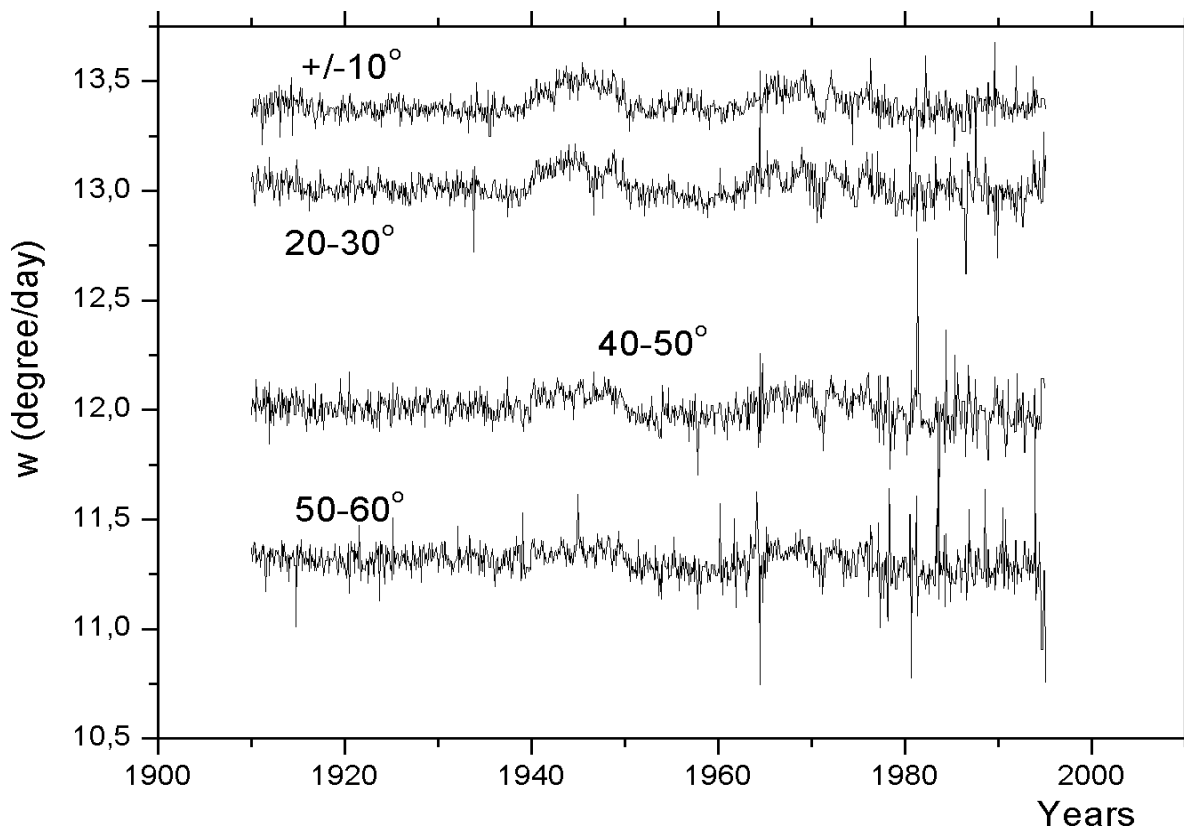
**Рис.1** Закон дифференциального вращения Солнечной атмосферы в линии КПСа за период 1907-1990 гг. в функции от широты и ошибка аппроксимации.



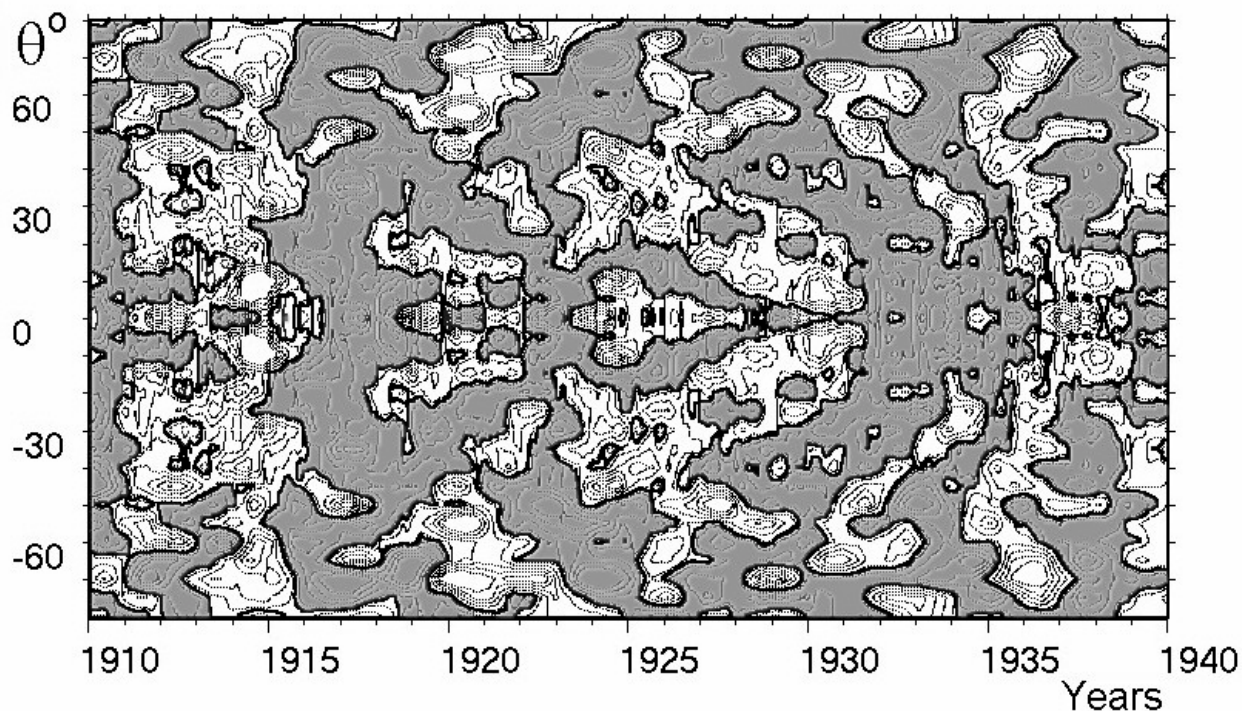
**Рис.2.** Изменение скорости вращения в приэкваториальной зоне  $\pm 5^\circ$  и числа Вольфа.

Распределение скорости вращения за рассмотренный период было немонотонно во времени. Можно выделить локальные максимумы, связанные, с 11-летней циклическостью и долговременные вариации. На рис.2. представлено изменение скорости приэкваториального вращения в зоне  $\pm 5^\circ$ . Скорость сглажена с окном 1 год. Также приведены среднегодовые числа Вольфа. Наиболее быстрое вращение наблюдалось в эпоху 1940-х и 1970-х гг. Как правило, локальные максимумы вращения приэкваториальных областей близки к эпохе роста активности солнечных пятен. В эту эпоху в приэкваториальной зоне вероятность появления солнечных пятен мала.

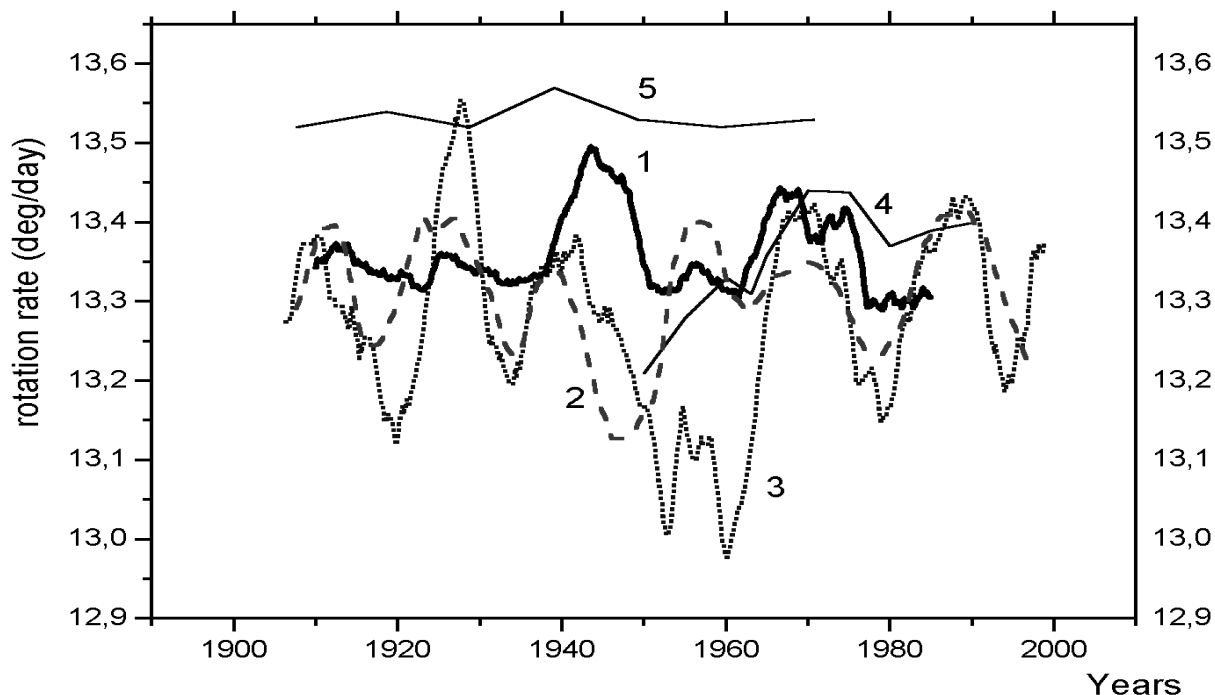
Циклические вариации скорости вращения охватывают и более высокие широты. На рис. 3. представлены не сглаженное поведение скорости вращения для северного полушария и различных широтных зон. Амплитуда вариаций в эпоху 40-х и 70-х годов уменьшается с широтой. Вариации скорости дифференциального вращения формируют волны, называемые крутильными колебаниями. Регулярную структуру распространения таких волн можно выделить и по данным наблюдений в линии  $KII Ca$ . На Рис.4 представлено широтно-временное распределение областей быстрого и медленного вращения. Области со скоростью вращения меньше средней для данной широты затемнены.



**Рис. 3.** Изменение скорости вращения для различных широтных зон северного полушария.



**Рис.4.** Широтно-временные вариации отклонений скорости вращения от средних значений на данной широте. Проведено усреднение по полушариям.



**Рис. 5.** Сводный график скорости вращения: 1)- скорость вращения приэкваториальной области по данным наблюдений в линии *Kcall*; 2) Скорость вращения двухсекторной структуры по данным наблюдений в линии Н-альфа [8]; 3) приведенная скорость вращения 4-х секторной структуры [8]; 4) скорость вращения солнечных пятен по данным [5]; 5) скорость вращения солнечных пятен по данным [4].

Таким образом, проведенный по данным наблюдений активности в линии КIIСа, позволил установить вариации скорости вращения в период 1907-1990 гг. Было подтверждено аномально быстрый характер вращения солнечной атмосферы в эпоху 1940-1950 гг. В вариациях скорости вращения присутствует 22-летняя составляющая.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 00-02-16355 и 02-02-16035.

### **Литература**

1. Newton H.W., Nunn M.L., 1956, Mon.Not.Roy.Astron.Soc, v.115, p.398
2. Ward F., Astropys.J., 1966, v.145, p.416
3. Ихсанов Р.Н., Витинский Ю.И., 1980, ДАН СССР, т.254, с.577.
4. Baltazar H., Wohl H., 1980, Atron. Astrophys, 92, 111
5. Yoshimura H., Kambry M.A., 1993, Sol. Phys., v.148, p.11
6. Чистяков В.Ф., 1982, Солн.Данные N 3, с. 97.
7. Макаров В.И., Тлатов А.Г., Астрон. журн. 1997. Т.74. С.474.
8. Ivanov, E.V., Obridko, V.N., Ananyev, I.V. 2001, Solar Physics, v. 199, p. 405
9. Vasil'Eva, V. V.; Makarov, V. I.; Tlatov, A. G., 2002, Astr.Let, v.28, p.199

## **ДВИЖЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ MDI**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

Проведено восстановление полей скорости на различных фазах солнечной активности. Для этого, на магнитограммах диска Солнца по данным MDI в период 1996-2002 гг., представленных в fits формате выделены элементы с интенсивностью магнитного поля выше порога чувствительности инструмента  $\pm 8$  Гс. Каждый такой элемент характеризовался общей границей, внутри которой все пиксели имели интенсивность не меньше пороговой величины. Был составлен банк данных выделенных элементов, содержащий координаты, площади, размеров, магнитного потока, длины контура и др. параметры. Нижний размер выделенных элементов ограничивался величиной площади 20 мдп. Количество обработанных магнитограмм составило  $\sim 4-5$  на каждый день наблюдений за рассмотренный период. Для определения траектории передвижения была использована процедура отождествления данного элемента на соседней магнитограмме и составление "цепочки" его положения на протяжении нескольких дней, до тех пор, пока элемент не исчезал, либо не заходил за западный лимб Солнца. Такой метод позволил восстанавливать поля скорости и уточнить параметры дифференциального вращения и меридиональной скорости для элементов различного размера. Показано, что в период минимума активности можно выделить вихревые крупномасштабные течения в солнечной атмосфере.

### **1. Введение**

Изучение крупномасштабных потоков в верхней атмосфере Солнца дает важную информацию о конвекционных течениях и служит основой для понимания трансформации полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля в динамо механизме генерации солнечного цикла активности. Известно, что в солнечной атмосфере существуют течения различного уровня, связанные с грануляцией, имеющей характерные размеры  $\sim 1-2''$ , горизонтальные скорости  $\sim 250$  м/с и время жизни несколько минут; супергрануляцией с размерами  $\sim 50''$ , скоростью  $\sim 400$  м/с и временем жизни 1-2 суток; гигантские ячейки с размером  $\sim 500''$ , скоростью  $\sim 100$  м/с; а также меридиональная циркуляция, охватывающая северное и южное полушария, переносящая поток к полюсам со скоростью  $\sim 10-40$  м/с. Для восстановления полей скорости в верхней атмосфере Солнца используются различные методы. Наиболее широкое распространение получил метод трассеров, в котором скорость определяется при регистрации сдвига элементов активности относительно

кэррингтоновской сетки или других реперов. Первые сообщения о наличии крупномасштабных потоков, определенные по положению волокон и флоккулов относятся к началу 20-го века [1]. В настоящее время этот метод получил развитие для различных видов трассеров и применим не только к изображениям областей одного дня или ряда последовательных дней [2,], но и на временах соизмеримых с длительностью цикла при использовании синоптических карт [3]. К другим способам обнаружения крупномасштабной циркуляции можно отнести анализ доплеровских смещений [4] и данные гелиосейсмологии [5].

Целью данного исследования являлось выявление скорости перемещений магнитных элементов для выявления устойчивых крупномасштабных течений.

## 2. Анализ данных

В данной работе использовались наблюдения магнитных полей MDI/SOHO. Изображения были представлены в fits форматах, с пространственным разрешением  $\sim 2''$ . Для более надежной идентификации магнитных структур, как правило, использовалось несколько  $\sim 4-5$  изображений в течение суток. Методика выделения магнитных структур была следующей. На каждом изображении выделялись пиксели с интенсивностью магнитного поля по абсолютной величине не менее 8Гс. Группы выделенных пикселей могли образовывать структуры, имеющие общую границу, отделяющую ее от фонового магнитного поля. В дальнейшем такие структуры будем называть здесь яркими узлами (ВР). Для каждого такого образования проводилось вычисление разнообразных параметров, таких как средние кэррингтоновские координаты, скорректированная площадь, средняя и максимальная интенсивность магнитного поля, магнитный поток, размеры в долготном и широтном направлении и др. Учитывались ВР имеющие площадь не менее 20 мдп. Для определения горизонтальной скорости проводилась идентификация таких магнитных структур на соседних изображениях. При этом считалось, что сдвиг элемента относительно ожидаемого положения может составить не более  $1^\circ$ . При этом под ожидаемым положением, подразумевалось те же координаты по широте, а по долготе вычисляемые по формуле:  $\omega(\phi) = 13.42 - 2.0 * \sin^2(\phi) - 2.09 * \sin^4(\phi)$  [6]. Для последовательности изображений составлялись “цепочки” положений ВР, по которым вычислялись скорости в долготном и широтном направлении. Далее составлялись матрицы скоростей в долготном и широтном направлении, которые служили основой для построения поля скорости.

### 3. Результаты

#### 3.1. Дифференциальное вращение магнитных элементов.

Для проверки методики выделения трассеров и ее применимости для определения скоростей проведен сравнительный анализ определения скорости вращения. На рис. 1 представлено распределение скорости вращения для магнитных элементов, размер которых составил 80-100 мдп. для периода 1996-2002 гг. Всего на графике выведено ~50 тыс. значений, определенных по выделенным парам. Хорошо видно, что распределение не хаотичное. Аппроксимационная формула скорости вращения для этой группы магнитных элементов может быть представлена в виде:  $\omega(\phi)=13.42-1.97*\sin^2(\phi)-1.87*\sin^4(\phi)$ . Для элементов

**Таблица 1.**

S мдп	$\omega(\phi)$ град/сутки
80-100	$13.42-1.97*\sin^2(\phi)-1.87*\sin^4(\phi)$
100-300	$13.38-1.93*\sin^2(\phi)-1.96*\sin^4(\phi)$
500-1000	$13.34-2.03*\sin^2(\phi)-2.15*\sin^4(\phi)$
1000-2000	$13.24-2.14*\sin^2(\phi)-1.84*\sin^4(\phi)$
3000-5000	$13.15-2.27*\sin^2(\phi)-2.23*\sin^4(\phi)$
>5000	$13.05-2.33*\sin^2(\phi)-3.08*\sin^4(\phi)$

большой площади закон дифференциального вращения отличался от данного. Аппроксимационные формулы для элементов различных размеров приведены в Таблице 1. Как видно из полученных результатов, с ростом площади элементов скорость вращения значительно сокращается от 13.42 для элементов малой площади до 13.05 для элементов площадью более 5000 мдп, а дифференциальность вращения увеличивается. Для элементов малой площади наблюдается хорошее соответствие с анализом, проведенным другими методами [6].

#### 3.2. Поля скорости.

В распределениях полей скорости существуют квазипостоянные течения, прежде всего это смещения элементов относительно кэррингтоновской сетке из-за дифференциального вращения и меридиональной циркуляции, долгоживущие течения со временами жизни несколько оборотов и короткоживущие течения со временем жизни

не более одного оборота. Так на рис. 2 представлено поле скоростей и линии тока для одного 2001 года относительно кэррингтоновской сетки.

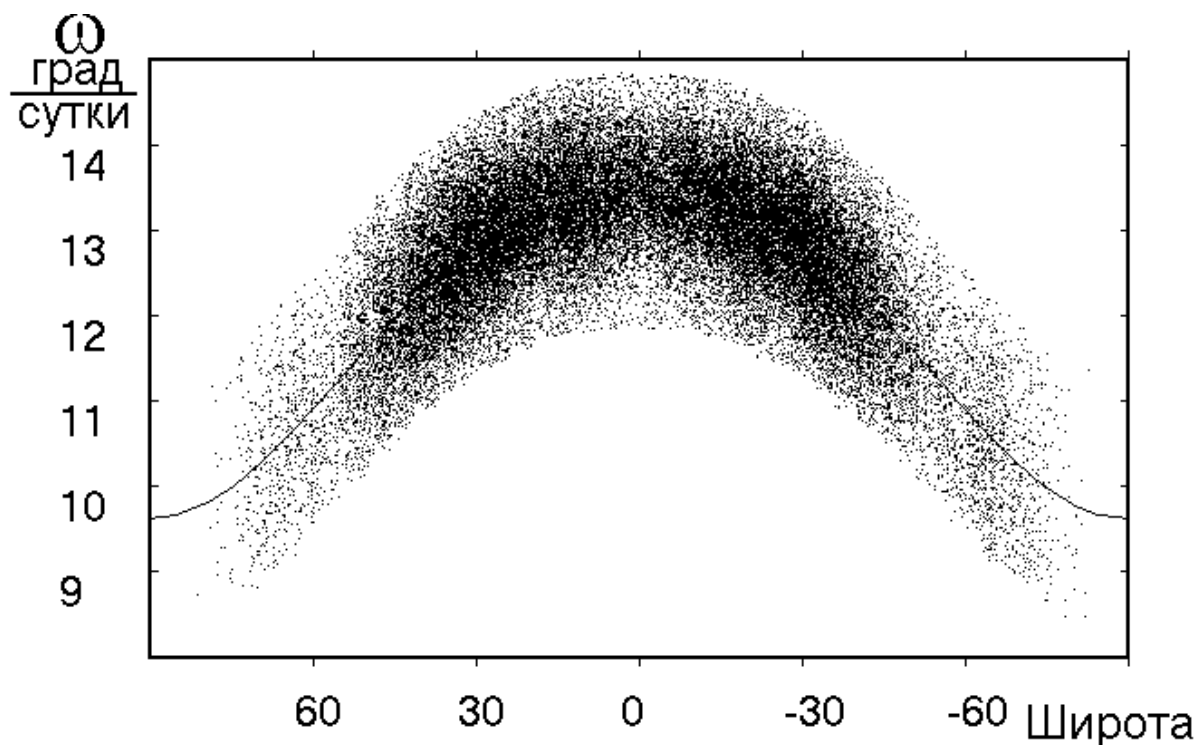


Рис. 1. Распределение скорости вращения с широтой определенное по найденным парам магнитных элементов площадью 80-100 мдп по данным MDI.

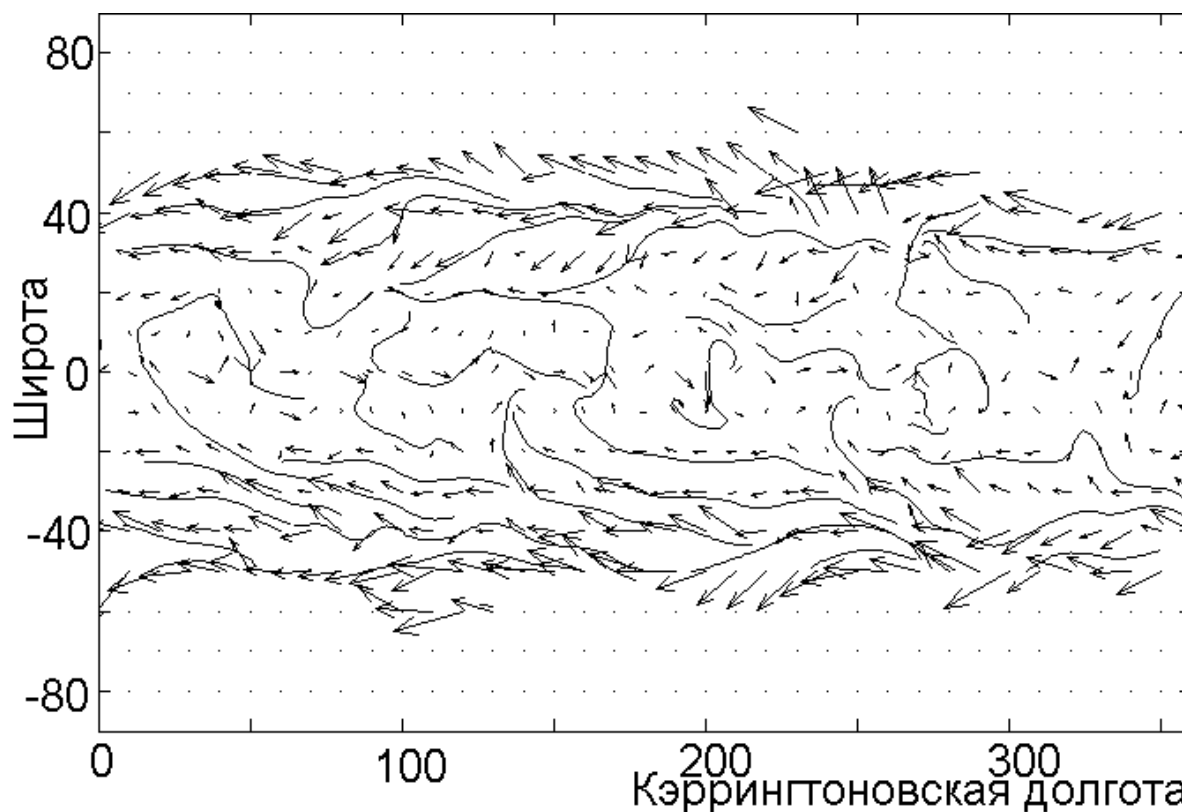
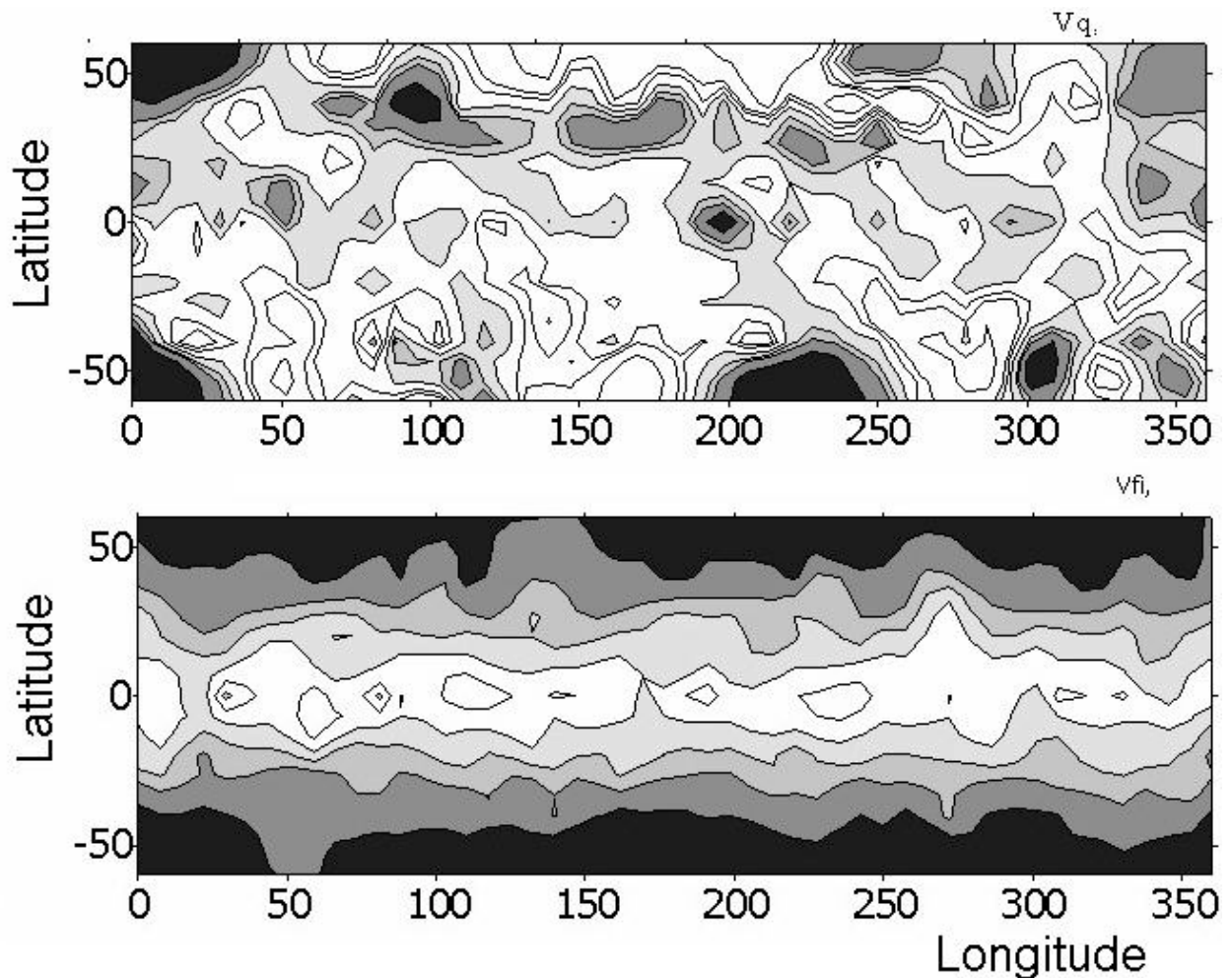


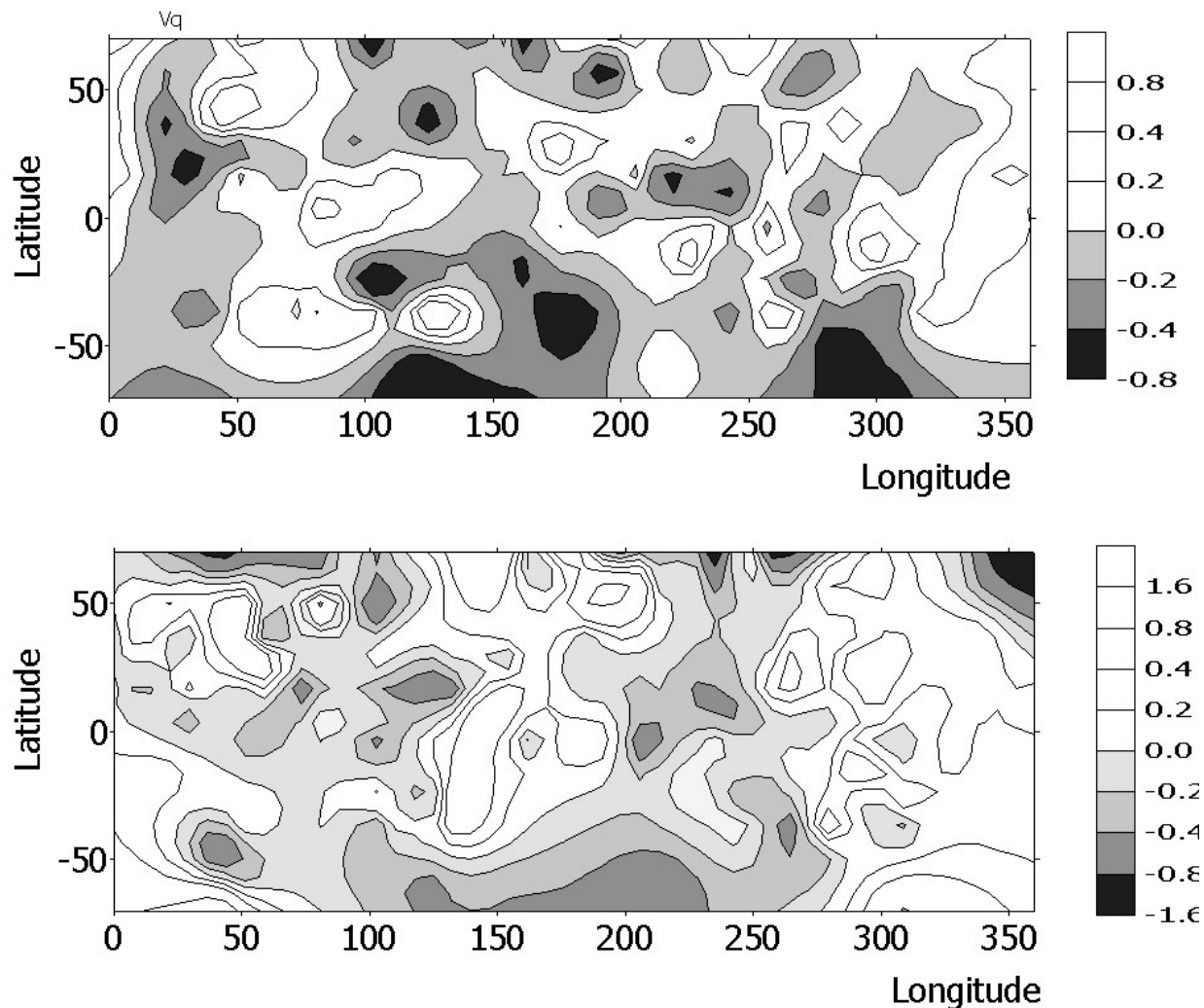
Рис. 2. Карта распределения скоростей и линии тока относительно кэррингтоновской сетки для 2001 г. по данным MDI.





**Рис. 3.** Карты распределения скоростей в направлении а) вдоль оси вращения (направление от северного к южному полюсу положительно) и а) в меридиональном направлении (по вращению положительно) за 2001 г. Линии уровня проведены через 20, 50, 100, 200 м/с. Области отрицательных скоростей затемнены.

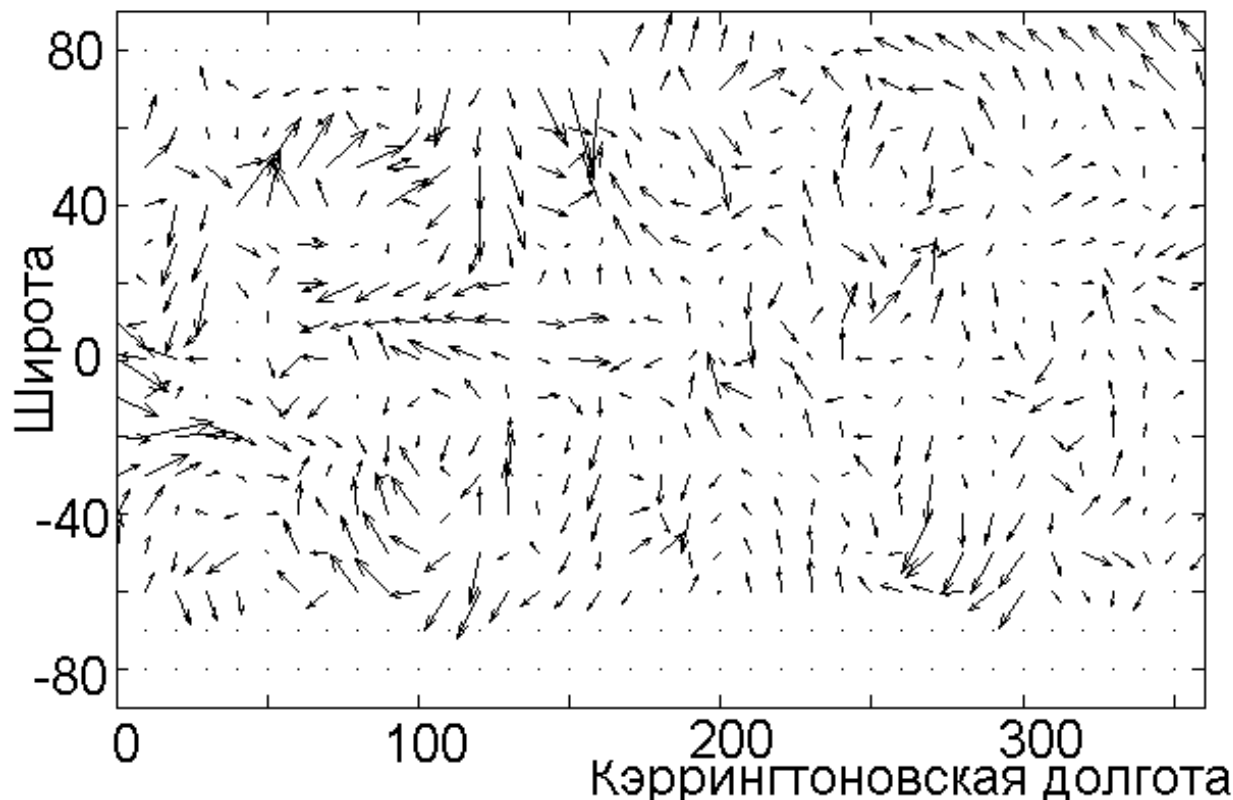
Можно заметить, что на средних широтах скорости направлены против направления возрастания долготы и к полюсам. В низких широтах, напротив, линии направлены по возрастанию долготы. Это картина отражает факт наличия дифференциального вращения и меридиональной циркуляции. Более подробно структуру течений можно различить на картах скоростей полоидальных и меридиональных направлений скорости отдельно (Рис. 3а, 3б). Так области отрицательных смещений в меридиональном направлении на высоких широтах соответствовали дифференциальному закону вращению, более медленному вдали от экватора. На усредненной карте скорости вдоль оси вращения виды зоны направленные в направлении полюсов (затемненные в северном полушарии и светлые в южном). Максимум относительного



**Рис. 4.** Карты распределения скоростей в направлении а) вдоль оси вращения (направление от северного к южному полюсу положительно) и б) в меридиональном направлении (по вращению положительно) за период 0.8.1996-31.10.1996 г. Скорость выражена в град./сутки. Дифференциальное вращение вычтено. Области отрицательных скоростей затемнены.

распределения этих областей находится в районе  $\sim 40^\circ$ , что соответствует результатам, полученным другими способами [7,8].

В дальнейшем для поиска устойчивых течений применялась процедура вычитания скорости, соответствующей скорости дифференциального вращения [6]. Анализ, проведенный для фаз солнечной активности, показал, что наиболее долгоживущие течения существуют в эпоху минимума солнечной активности. На рис. 4 представлены распределения оси вдоль оси Солнца (а) и вдоль меридианов, при вычитании скорости дифференциального вращения. Можно заметить, что существуют течения, охватывающие оба полушария. В частности, вблизи долгот  $50^\circ$  и  $150^\circ$  течения направлены к северному полюсу, а на других долготах, течение



**Рис. 5.** Карта распределения скоростей и линии тока относительно кэррингтоновской сетки для периода 01.05–31.10.1996 г. по данным MDI. Скорость дифференциального вращения вычтена.

преимущественно направлено к южному. Существует определенная связь потоков меридионального смещения с потоками вдоль оси вращения (см. рис. 4а, 4б). Это наводит на мысль о существовании устойчивых вихревых образований. Действительно, на усредненной картине поля скоростей за период 01.05.1996–31.10.1996 отчетливо видны вихри (рис.5).

Работа выполнена при поддержке гранта N РФФИ N 00-02-16355.

## Литература

1. Hale, G.F., 1908, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 20, No. 121, p.203.
2. November, L. J.; Simon, G. W.; Tarbell, T. D. Title, A. M.; Ferguson, S. H., 1987, In NASA-Goddard Space Flight Center, Theoretical Problems in High Resolution Solar Physics, 2 p.
3. Ambroz, P., 2001, Solar Physics, v. 198, Issue 2, p. 253.
4. Simon G.W., Weiss N.O., 1968, Astrophys., v.69, p.435.
5. Beck, J. G.; Duvall, T. L., 2001, American Geophysical Union, Fall Meeting 2001.

6. Komm, R.W., Howard, R. and Harvey, J.W., 1993, Solar Phys.,143, 19.
7. Snodgrass H., Diley S.B.: Solar.Phys.,1996, V.163, P.21.
8. Тлатов А.Г., 1999, в сб. Тр. IV сим.по солн.-земн.физ. Троицк, с.368.

## **КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ АКТИВНОСТИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СОЛНЦА**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

На синоптических картах обсерватории Кит Пик выделены структуры магнитного поля различного размера. Показано, что магнитные элементы площадью не более 300- 500 мдп образуют волны активности, дрейфующие от высоких широт к экватору. Проводится сравнение этих волн с волнами крутильных колебаний. Предлагается модель крутильных волн, в которой их существование обуславливается развитием мелкомасштабной активности, изменяющей скорость вращения поверхностных слоев Солнца.

### **1. Введение**

С открытием более 20 лет назад крутильных колебаний на Солнце [1] вопрос о причине их возбуждения продолжает оставаться актуальным. Существуют различные теории, объясняющие их происхождение. Так, первоначально, крутильные колебания объяснялись торможением вращения конвективной зоны силой Лоренца, возникающей при генерации динамо волны магнитного цикла [2,3]. В работе [4], предполагалось, что магнитное поле динамо волны изменяет транспортные коэффициенты плазмы в конвективной зоне, и как следствие происходит изменение скорости дифференциального вращения. Сопоставление картины крутильных волн с меридиональной циркуляцией [5], привело к гипотезе, что реальные крутильные колебания отсутствуют, а изменение скорости вращения обусловлено поверхностными вариациями скорости меридиональных потоков в направлении к полюсам. Исследования вращения с помощью гелиосейсмологии выявило наличие этих волн в глубине конвективной зоны, но картина широтно-временного распределения значительно отличается от наблюдаемой на поверхности [6]. Тем не менее, крутильные колебания достаточно достоверно установленный факт, подтвержденный при использовании различных видов наблюдений. Вместе с тем нельзя не отметить, что свойства крутильных волн сильно различаются в зависимости от используемых данных и метода анализа [7,8,9].

Помимо крутильных волн, определенных при изучении вариации скорости вращения, волны полюс экватор практически не обнаруживаются при изучении различных индексов проявления магнитной активности. Исключение составляют некоторые специальные

виды обработки спектральной [10,11,12] и “белой” [13] короны и в интенсивности в линии He10830.

Вместе с тем, на сегодняшний день нет полной ясности в причинах возникновения крутильных колебаний и их глубины проникновения в конвективную зону. Возможно, это связано с тем, что в интенсивности поверхностного магнитного поля пока не удавалось выделить элементы, ответственные за их возникновение. В данной работе проведено выделение магнитных структур, которые можно ассоциировать с крутильной волной.

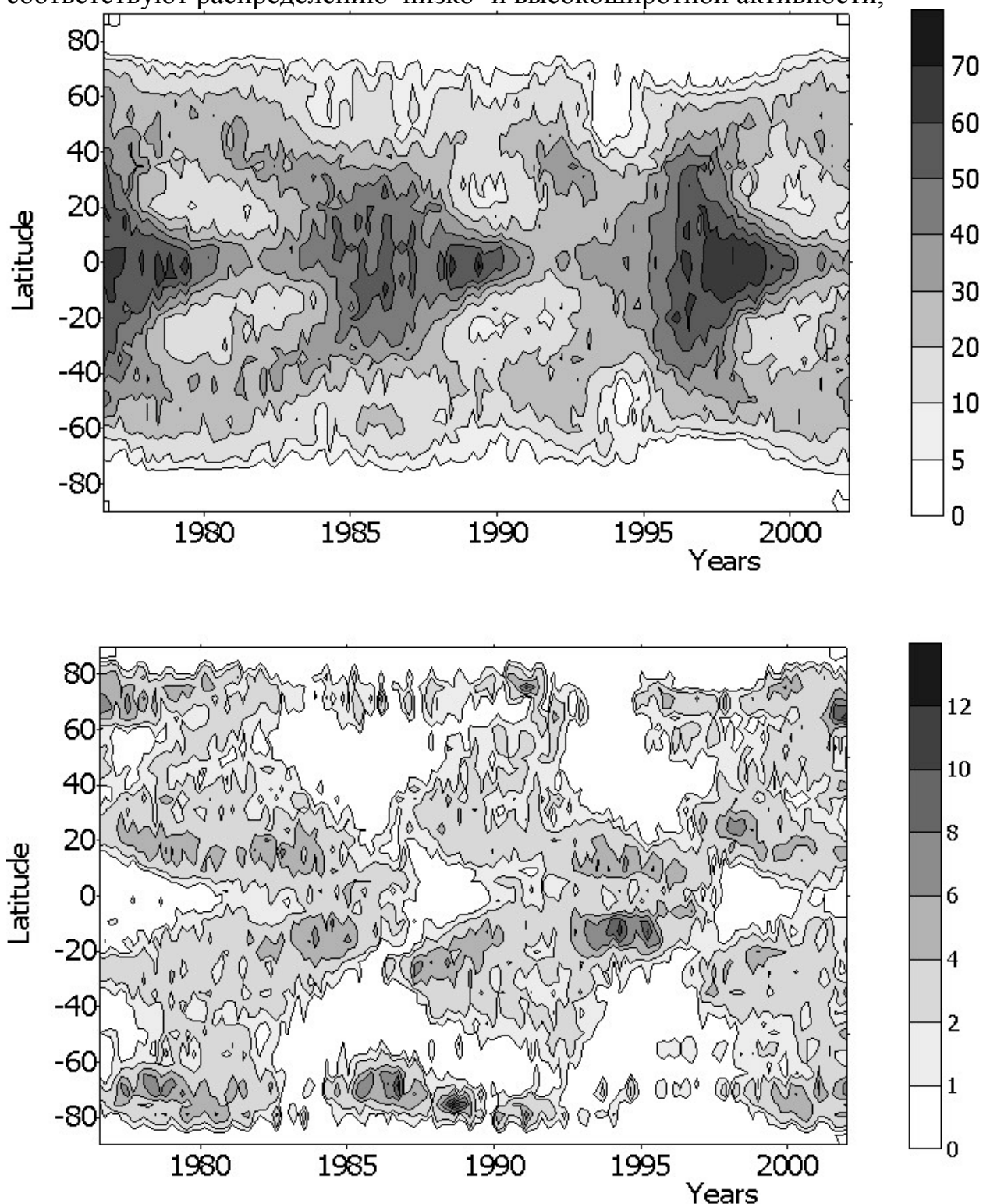
## **2. Данные и метод анализа**

Исходными данными в данной работе являлись синоптические карты магнитных полей за период 1975-2002 гг. Карты представляли собой изображения в fits формате размеров 360 пикселей по долготе и 180 пикселей по широте в проекции синуса. Интенсивность пикселя соответствовала величине магнитного поля. Для выделения магнитных структур была разработана методика выделения и определения параметров элементов на синоптической карте. Первоначально, проводилось выделение пикселей с интенсивностью магнитного поля, превышающей некоторую пороговую величину. Затем выделенные пиксели формировались в группы, имеющие непрерывную внешнюю границу. Внутри этой границы попиксельно определялись различные параметры, такие как средние координаты по широте и долготе, площадь, протяженность в долготном и широтном направлении, максимальные значения магнитного поля, поток и др. Формировался банк данных выделенных элементов. Было проведено несколько вариантов выделения для разных уровней интенсивности порогового магнитного поля. Так, для уровня порогового поля  $\pm 30$  Гс число выделенных элементов составило 558077, для уровня  $\pm 50$  Гс – 227487 выделенных структур.

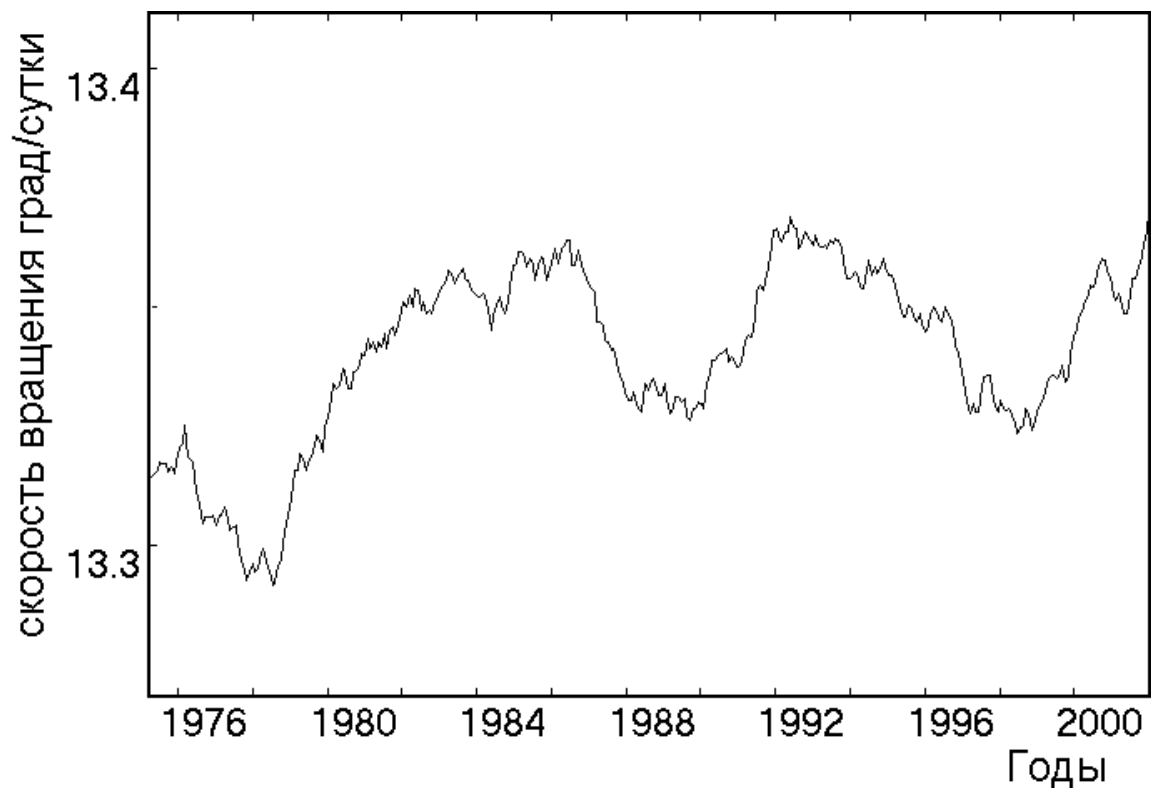
## **3. Результаты обработки**

Исходными данными для построения широтно-временной диаграммы служили массивы параметров магнитных элементов, выделенные на синоптических картах магнитных полей. Построение широтно-временных диаграмм числа выделенных элементов проводилось с использованием процедуры фильтрации по ведущим параметрам, к числу которых относилась площадь. На рис. 1 а, б представлены широтно-временные диаграммы распределения среднемесячного количества элементов, определенных в 5-ти градусных широтных интервалах для элементов площадью  $S$ : 50-300 мдп (1а) и для элементов площадью больше 1000 мдп. Пороговая величина магнитного поля выбиралась  $\pm 50$  Гс. Фильтрация по площади дает совершенно различную широтно-временное распределение. Для элементов малой площади хорошо видны волны в направлении от

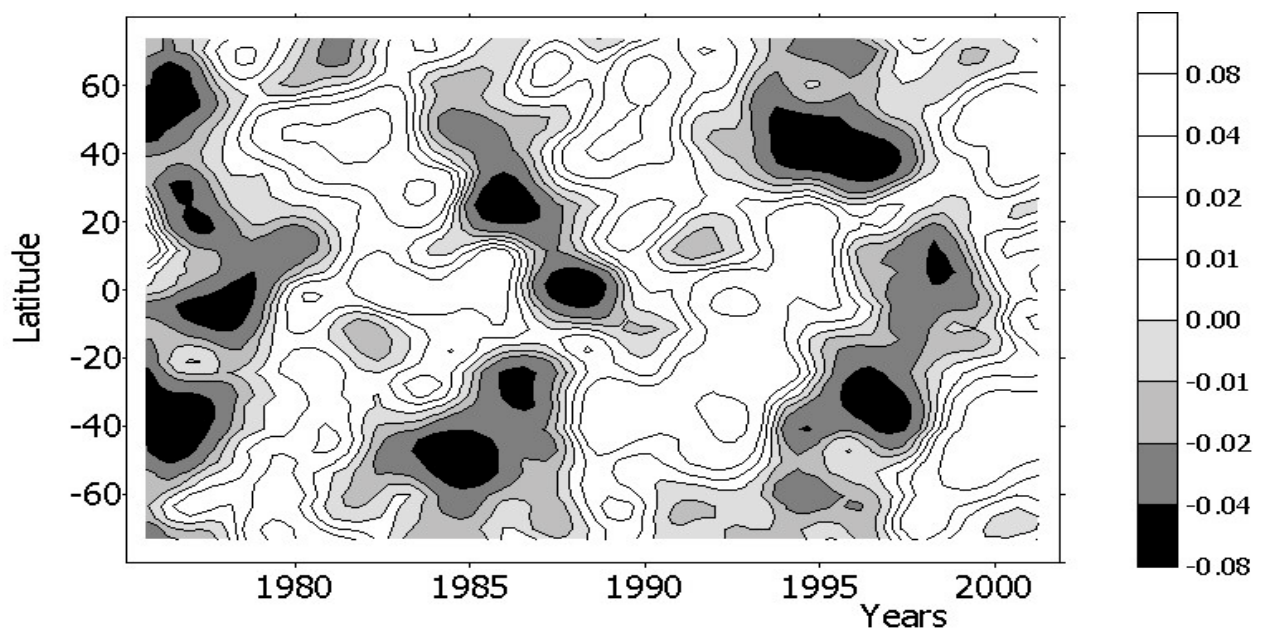
полюсов к экватору. Распределения элементы площадью более 1000 мдп, соответствуют распределению низко- и высокоширотной активности,



**Рис. 1.** Широтно-временные распределения числа элементов выделенных на синоптических картах магнитограмм для а) площадью в диапазоне 50-300 мдп и б) для элементов площадью более 1000 мдп. При пороговой интенсивности выше  $\pm 50$  Гс.



**Рис.2.** Изменение скорости вращения приэкваториальной зоны  $\pm 10^\circ$  по синоптическим картам магнитных полей Китт Пик.



**Рис.3.** Волны в вариациях вращения скорости вращения полученные при анализе синоптических карт Китт Пик. Зоны медленного вращения затемнены. Шкала представлена в единицах град/сутки.



определенной по солнечным пятнам и полярным факелам. Общее число элементов площадью менее 300 мдп составило 183194 элемента, более 1000 мдп. 12131, т.е. число мелкомасштабных элементов более чем на порядок превосходит число активных областей.

Волна распространения мелкомасштабной активности дрейфует от полюсов к экватору в течение 12-13 лет, что близко к времени дрейфа крутильных волн [8,9]. Для сопоставления по синоптическим картам были определены вариации скорости вращения за этот период. Полученная скорость вращения за весь рассмотренный период может быть аппроксимирована формулой:  $\omega(\phi)=13.38(\pm 0.04)-2.0*\sin^2(\phi)-1.35*\sin^4(\phi)$ , однако скорость вращения имеет циклические вариации. На рис. 2. представлен график изменения скорости вращения приэкваториальной скорости в диапазоне широт  $\pm 10^\circ$ . Годы минимума скорости вращения вблизи экватора, соответствуют эпохе после прохождения минимума активности. Сопоставление Рис. 1а и Рис.2 показывает на хорошее соответствие момента достижения экватора волны мелкомасштабной активности и минимума вращения приэкваториальной зоны. Также наблюдается удовлетворительное совпадение зоны медленного вращения с волной мелкомасштабной активности и на других широтах. На рис.3 представлены волны в скорости дифференциального вращения.

Таким образом, результаты данного анализа показывают хорошее соответствие волны распространения мелкомасштабной активности с волной медленной скорости во вращении. Возможно, магнитное поле элементов размера  $S < 500$  мдп связывает поверхностные слои фотосферы с более глубокими слоями, что приводит к эффекту замедления вращения поверхностных слоев. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 00-02-16355 и 02-02-16035.

## Литература

1. LaBonte, B.J. and Howard, R.: 1982, *Solar Phys.*, v. 75, 161.
2. Schussler, M.: 1981, *Astron. Astrophys.*, v. 94, L71.
3. Yoshimura, H.: 1981, *Astrophys. J.*, v. 247, 1102.
4. Kitchatinov, L.L.: 1987, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, v. 38, 273.
5. Snodgrass, H.B. and Dayley, S.B.: 1996, *Solar Phys.*, v. 163, 21.
6. Antia H.M. et al, 2000, *A&A*, V.360, P.335.
7. Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.: 1997, *Astron. Rep.*, v. 41, 416.
8. Komm, R.W., Howard, R. and Harvey, J.W., 1993, *Solar Phys.*, 143, 19.
9. Snodgrass, H.B.:1992, in "The Solar Cycle", (ed. K.L.Harvey), 205.
10. Wilson, P.R., Altrock, R.C., Harvey, K.L., Martin, S.F., and Snodgrass, H.B.: 1988, *Nature*, v. 333, 748.
11. Altrock, R.C.: 1997, *Solar Phys.*, v. 170, 411.

12. Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.: 1995, *Astron. Zhurn.*, 72, 242.
13. Макаров В.И., Тлатов А.Г., 2002, в этом сборнике.

## **ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ КОРОНЫ НА ВЫСОТАХ 1.15÷2.0R ПО ДАННЫМ КОРОНОГРАФА MARK-3**

**Тлатов А.Г., Макаров В.И.**

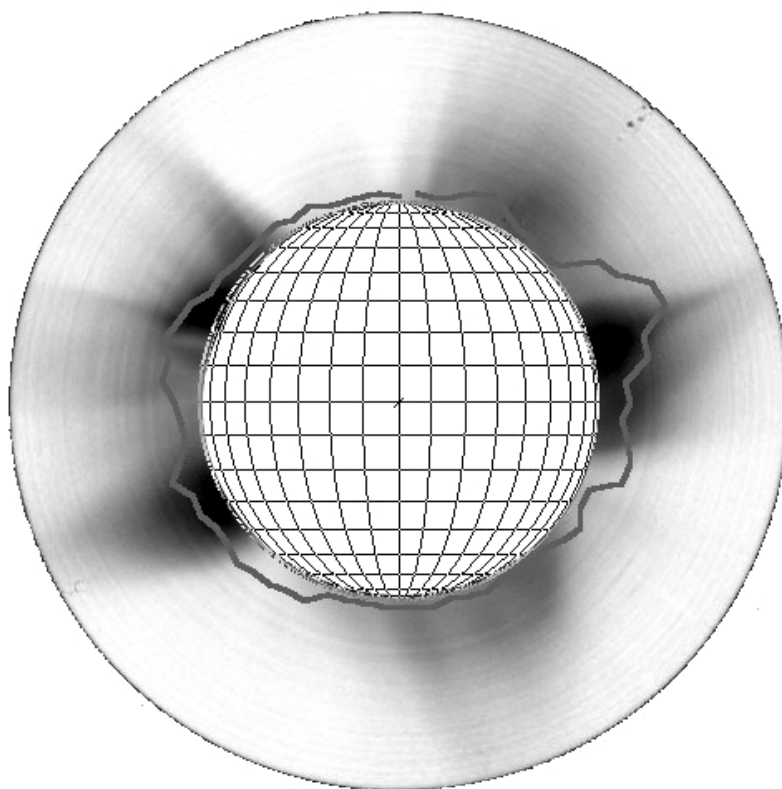
*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

Обработаны ежедневные наблюдения белой короны (К-корона) на коронографе поляриметре Mark-3 с целью анализа плотности электронной компоненты короны в период 1980-1999 гг. Выполнена фотометрия изображений короны на определенных высотах над Солнцем в диапазоне высот 1.15÷2.0R с шагом  $2^\circ$  по углу вдоль лимба. Общее количество обработанных дней наблюдений составило 5002. Построены синоптические карты распределения короны на разных высотах. Проведено сравнение с распределением интенсивности короны в линии FeXIV 5303A. Показано, что в годы близкие к максимуму активности Солнца синоптические карты белой короны на малых высотах близки к синоптическим картам зеленой короны. Но в минимумах активности имеются различия. Построены широтно-временные распределения интенсивности К-короны на разных высотах. Обнаружено, что на расстояниях  $R > 1.5$  преобладают дрейфы интенсивности короны от полюсов к экватору. Дрейф начинается после переполюсовки магнитного поля Солнца на высоких широтах. Волна повышенной яркости К-короны достигает экватора в начале следующего цикла пятен. Проведено сравнение с положением нейтральных линий по  $H_\alpha$  альфа картам. Показано, что нейтральные линии различных зональных границ имеют разные высоты в короне.

### **1. Введение**

Наиболее полные сведения о белой короне получены во время полных солнечных затмений. Однако кратковременность этих событий не позволяет решить целый ряд проблем физики солнечной короны. В последние десятилетия изучение белой короны стало возможным с помощью как коронографов с внешним затмением, установленных на аэростатах, спутниках (OSO-7, "Скайлаб", SOHO), так и с помощью наземных коронографов [1-8]. Белая корона содержит К и F компоненты. К-корона возникает вследствие рассеяния фотосферного излучения на свободных электронах корональной плазмы. F-корона возникает в результате рассеяния фотосферного света на окружающих Солнце пылевых частицах. Рассеянное излучение К-короны, в отличие от F-короны, линейно поляризовано. Это позволило создать коронографы-поляриметры, эффективно выделяющие К-компоненту солнечной короны. Наиболее стабильные и длительные ряды наблюдений К-короны с 1980 по 1999 год получены на коронографе-поляриметре Mark-3 [2,3], установленном на высокогорной обсерватории Mauna Loa. В дальнейшем этот телескоп был заменен на коронограф Mark-4. За этот период с 1980 по

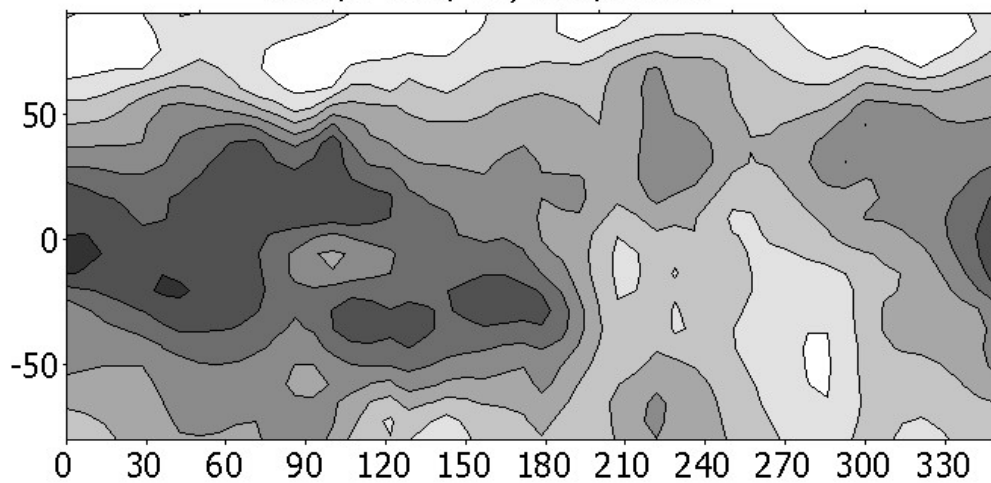
1999 год в Internet (в gif формате) удалось получить около ~5000 изображений белой короны, [4].



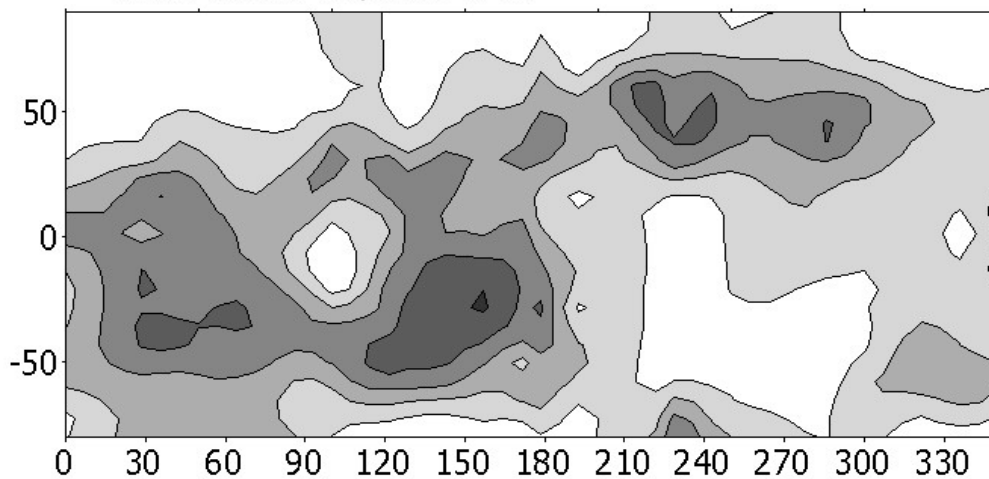
**Рис. 1.** Пример распределения яркости К- короны и короны в линии FeXIV 5303A на высоте 40'' (по наблюдениям на ГАС ГАО) 10 октября 1980 года.

Данные коронографа Mark-3 позволяют проследить корональные структуры в диапазоне высот от  $1.14 \div 2.0R$ . Ранние наблюдения белой короны обнаружили широкое разнообразие корональных образований. К их числу можно отнести различные формы корональных лучей, такие как, лучи над активными образованиями, шлемовидные лучи над спокойными протуберанцами, узкие лучи, полярные щеточки и полярные лучи, а также корональные конденсации. Особенности и количество этих образований зависит от фазы солнечного цикла. Регулярные наблюдения К-короны на интервале времени около 20 лет дают возможность сравнительного анализа распределения плотности плазмы в короне на различных высотах для различных структур. Важным аспектом такого анализа является изучение широтного дрейфа максимумов интенсивности короны. Такие дрейфы, связанные с развитием цикла активности, впервые были получены для наблюдений спектральной короны Трелли [1], который выделил два пояса аномальной интенсивности короны, связанные с активностью на высоких и низких широтах. В дальнейшем Вальдмайер [3] и Биллингс [4] выделили одну ветвь широтного дрейфа короны к

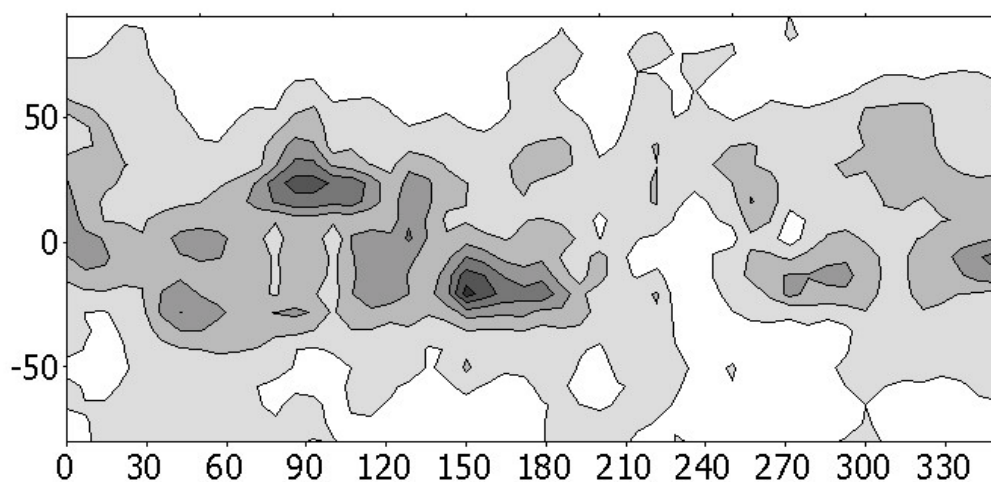
полосу и другую к экватору от средних широт в начале 11-летнего цикла. Леруа и Ноенс [5], а затем Альтрок [6] сделали попытку связать  
 Mark3, cr 1842, May 1991,  $R=1.15$



Mark3, cr 1842, May 1991,  $R=2.0$



5374A, Kislovodsk sv., cr 1842, May 1991



**Рис.2.** Синоптические карты интенсивности короны Mark3 на высотах  $R=1.15$  и  $R=2.0$  (a,b) и для спектральной короны в линии 5303A по данным Кисловодской станции (c).

экваториальный дрейф высокоширотного пояса короны с крутильными колебаниями.

В данной работе проведен анализ плотности электронной составляющей короны для различных высот на разных фазах солнечной активности.

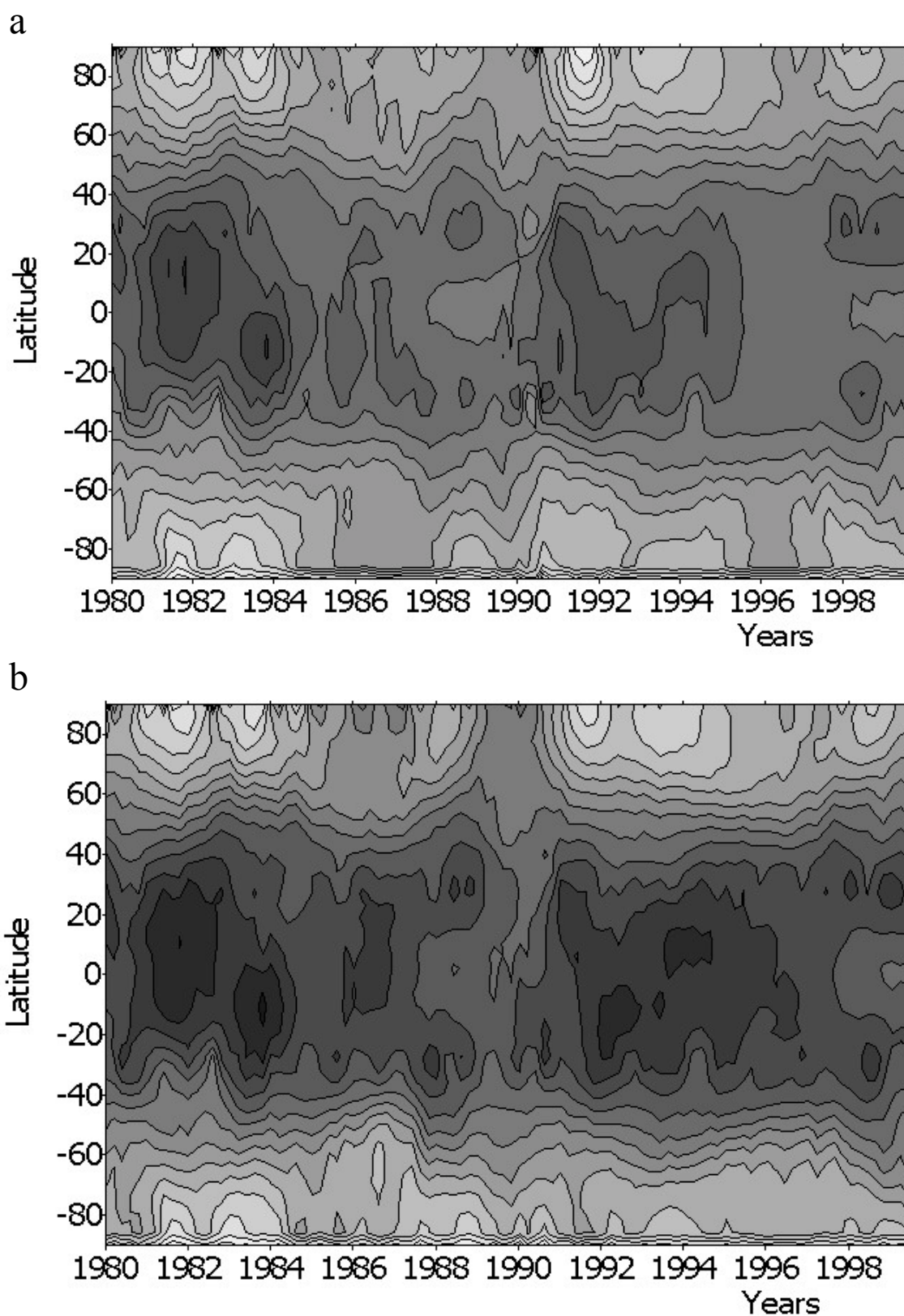
## 2. Методика обработки данных

Исходными данными служили ежедневные наблюдения К-короны. Изображения были представлены в gif формате размером 512x512 пикселей. Характерный размер солнечного радиуса составлял при этом около 120 пикселей. Для компьютерной обработки изображения короны переводились в формат “grayscale”. Затем проводилась процедура автоматического поиска координат центра Солнца и построения гелиографической сетки. Пример распределения яркости белой короны 10 октября 1980 года приведен на Рис. 1. Там же для сравнения приведено распределение интенсивности короны в линии FeXIV 5303A на высоте 40” по данным Горной станции ГАО. В дальнейшем на каждом изображении короны была измерена фотометрическая плотность вдоль дуги постоянного радиуса с шагом  $2^\circ$  по полярному углу. Для уменьшения шумов, интенсивность для заданных координат усреднялись по 5 пикселям. Обработка короны проведена на высотах  $R=1.15; 1.2; 1.3 \dots 2.0$ . Так как время экспозиции в разные дни могло изменяться, то проводилось вычисление средней интенсивности на данной высоте. Полученные данные служили основой для сравнительного анализа. Были построены синоптические карты интенсивности короны, отнесенные к соответствующим кэррингтоновским оборотам. Для этого определялись кэррингтоновские долготы для восточной и западной частей лимба и составлялась матрица интенсивностей. Данные отсутствующих дней наблюдений интерполировались. На рис.2 представлены синоптические карты интенсивности короны для высот 1.15; 1.5; 2.0R для оборота 1842, начавшегося в мае 1991 года. Для сравнения приведена также синоптическая карта распределения интенсивности зеленой FeXIV 5303A короны по данным Кисловодской горной станции. Видно, что на малых высотах белая корона достаточно близка к распределению зеленой короны. Однако на больших высотах и в годы близкие к минимуму активности различия становятся существенными.

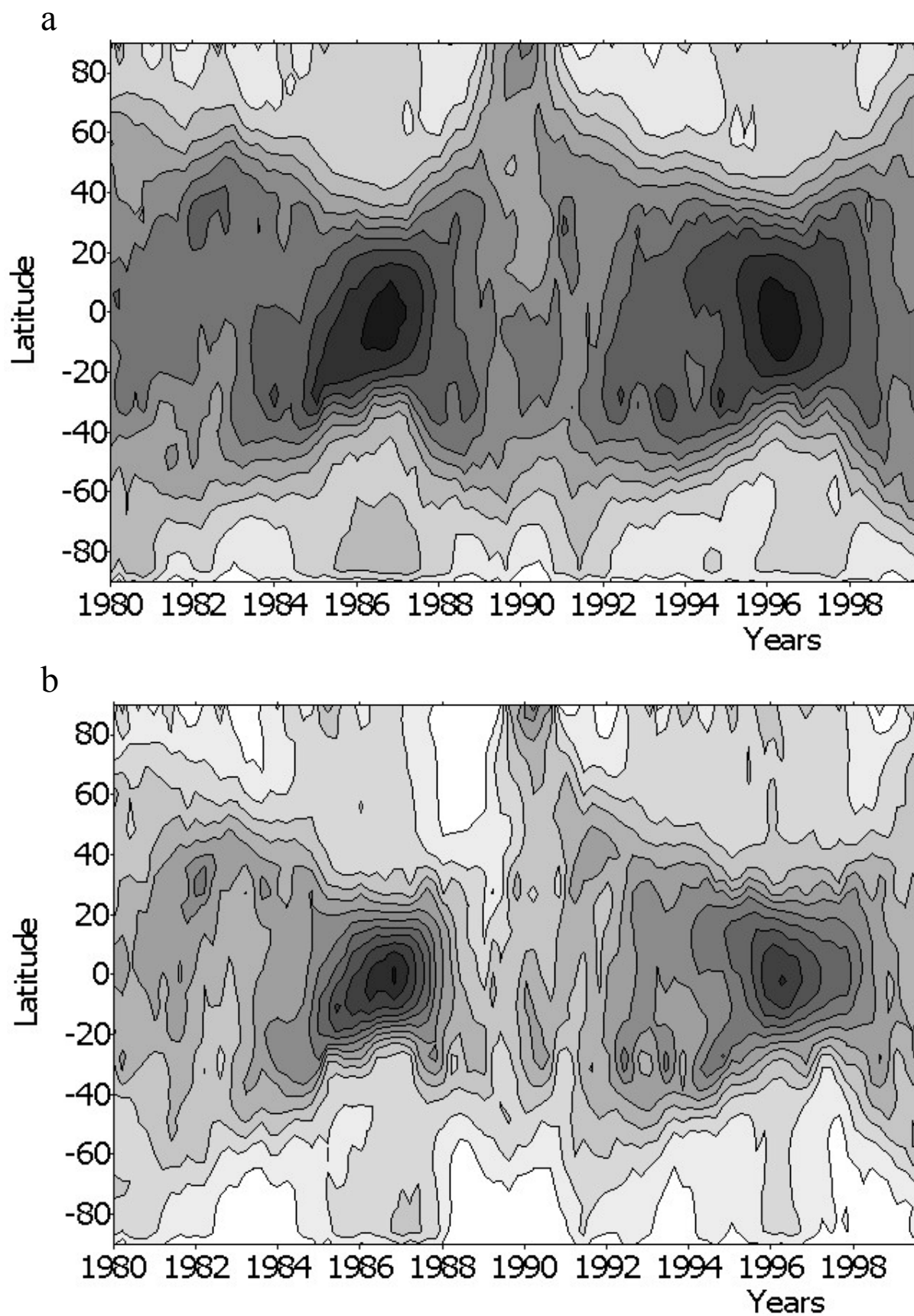
## 3. Результаты анализа

Основной целью работы было проведение сравнительного анализа поведения интенсивности короны на разных высотах, а также изучение

широтных вариаций в течение цикла активности. С этой целью для данной выборки (по высоте) находились среднемесячные значения.

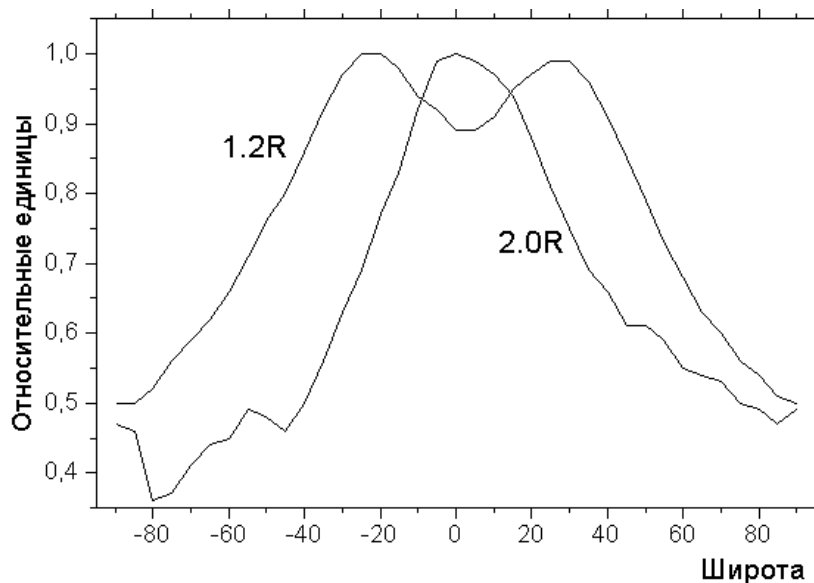


**Рис. 3.** Широтно-временное распределение приведенной интенсивности К-короны для высот а)  $R=1.15$ ; б)  $R=1.2$ .

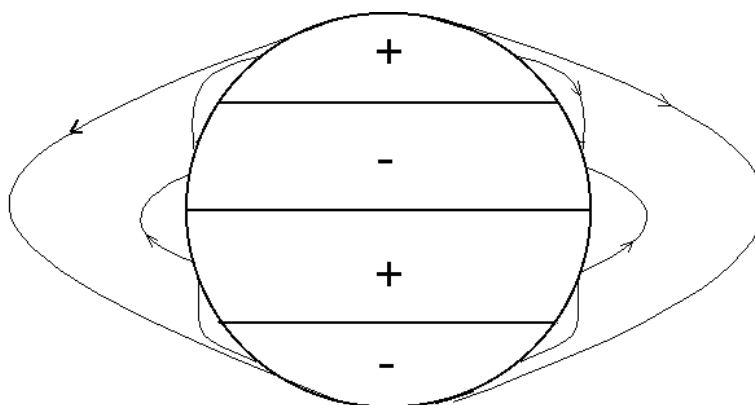


**Рис. 4.** Широтно-временное распределение приведенной интенсивности К-короны для высот а)  $R=1.6$ ; б)  $R=2.0$ .





**Рис. 5.** Распределение относительной интенсивности К-короны в период 1996-1999 гг. для высот 1.2R и 2.0R.



**Рис.6.** Возможные схемы распределения силовых линий магнитного поля, определяющих высоту корональных структур над среднеширотной и экваториальной зональным границам.

Широтно-временные диаграммы строились как непосредственно для измеренных значений интенсивности, так и для приведенных значений. Для нахождения приведенных значений интенсивности короны, последняя относилась к средней величине на данной высоте. Сравнение этих двух видов данных не показывает существенных различий. На рис. 3,4 представлены широтно-временные диаграммы для выборки на высотах  $R=1.15, 1.2, 1.6, 2.0$ . Более темным областям здесь соответствуют большие значения интенсивности короны. Можно отметить различный характер широтного распределения короны на малой ( $R < 1.3$ ) и большой высоте ( $R > 1.6$ ) над поверхностью Солнца. На Рис.3 для высот  $R=1.15, 1.2$  максимум вблизи экватора относится к эпохе 1981-1983 и 1991-1993 гг.,

т.е. незадолго после прохождения максимума солнечной активности. На высотах  $R=1.6, 2.0$  максимум на экваторе достигается в эпоху минимума активности. На Рис.3 можно отметить наличие повышенной интенсивности в области широт  $\sim 40^\circ$ , что возможно связано с поясом волокон. Кроме этого, на больших высотах заметен дрейф интенсивности короны с высоких широт к экватору, начинающийся после завершения переполюсовки глобального магнитного поля, Рис.4.

Важной особенностью распределения плотности белой короны является неодинаковое распределения плотности в зависимости от высоты. Так, на низких высотах ( $R < 1.3$ ) на фазах минимума и роста активности выделяются два максимума на широтах  $\sim 30-40^\circ$ . На высотах  $R > 1.6$ , напротив имеется один явно выраженный максимум вблизи экватора (Рис. 5). Очевидно, это связано с зональным распределением крупномасштабного магнитного поля. На Рис. 6 представлена возможная схема силовых линий магнитного поля Солнца. В эпоху минимума активности существует система нейтральных линий, как на средних широтах, так и на экваторе. При этом силовые линии магнитного поля над нейтральными линиями в средних широтах имеют тоже направление, что и направление силовой линии дипольного поля. В области экватора силовые линии дипольного поля противоположны силовым линиям зонального распределения крупномасштабного поля на низких широтах. Поэтому наиболее плотной оказывается корональная плазма на больших высотах, где существенную роль оказывают силовые линии глобального (дипольного) магнитного поля Солнца.

Работа выполнена при поддержке Грантов РФФИ N 00-02-16355 и 02-02-16035.

### Литература

1. Blackwell D.E., Dewhist D.W., Ingman M.F.: 1967, Adv. Astron.Astrophys. **5**, 1
2. Sime, D. G., Garcia, C., Yasukawa, E., Lundin, E.: 1990, White light solar corona: an Atlas of 1988 K-coronameter synoptic charts, December 1987 to January 1989; STIN, 9111649S
3. Rock, K., Seagraves, P.: 1982, A user's guide to Mauna Loa Solar Observatory's coronal data system, STIN, 8326779R.
4. Waldmeier M.: 1957, Die Sonnenkorona, **2**. Basel. 353S.
5. Trellis M.: 1957, Ann. Ap. Suppl., . No.5. 81P.
6. Billings D.E. : 1966, A Guide to the Solar Corona. 1966. Academic Press. New York., 323P.
7. Leroy J.-L., Noens J.-C.: 1983, Astron.Astrophys. **120**, L1-L2.
8. Altrock R.C.: 1988, in Solar and Stellar Coronal Structure and Dynamics, (ed.) R.C.Altrock. 414P.

## **ФОРМИРОВАНИЕ ЗОНАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА**

**Тлатов А.Г.<sup>1</sup>, Макаров В.И.<sup>1</sup>, Sivaraman K.R.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН; solar@narzan.com,*

<sup>2</sup>*Индийский институт астрофизики, Бангалор, Индия*

### **Абстракт**

Обработаны ежедневные MDI (SOHO) магнитограммы Солнца в период 1996-2002 гг. Выделены униполярные магнитные элементы размером не менее 20 мдп (средний размер области порядка  $D \sim 12''$ ) с напряженностью магнитного поля выше порога чувствительности MDI, который был равен  $\pm 8$  Гс. Для каждого магнитного элемента определены координаты, площадь, поток, средняя интенсивность и др. На ежедневных изображениях Солнца выделялось, в среднем, около 800 структур. Общее число выделенных элементов составило  $\sim 1.4 \cdot 10^6$ . Построены широтные и широтно-временные распределения магнитных образований для различных размеров и знака магнитного поля. Показано, что распределение магнитных элементов с площадью в диапазоне  $S = 100 \div 300$  мдп ( $D \sim 28'' \div 48''$ ) наиболее адекватно описывает зональную структуру крупномасштабного магнитного поля на H-альфа картах. Определены характерные размеры магнитных элементов в полярной и низкоширотной зонах активности и их изменения с развитием цикла.

### **1. Введение**

Согласно большинству динамо теорий солнечный магнитный цикл формируется из репродуцируемого полоидального магнитного поля. Основой для его изучения являются наблюдаемые на фотосфере фоновые или крупномасштабные магнитные поля. Известно, что фоновое магнитное поле Солнца имеет пространственную организацию, в частности, широтное распределение, называемое здесь зональной структурой. Вместе с тем, остается много не ясного в происхождении и свойствах таких полей. Прежде всего, до настоящего времени нет достаточно четкого понятия (определения) такого поля. Впервые крупномасштабные структуры магнитного поля на Солнце были выделены с помощью магнитографа [1]. Как показали измерения, значительная часть поверхности Солнца занятая такими полями, имеет напряженность порядка 2-6 Гс. Согласно [2] “фоновые магнитные поля – это слабые поля на солнечной поверхности, полурегулярная структура которых является результатом экспансии, ослабления, вытягивания дифференциальным вращением магнитных полей старых активных областей, их взаимодействия с соседними полями и непрерывного развития локальных магнитных полей внутри этой структуры”. Это определение созвучно другому определению, данному в [3]:

“крупномасштабный” - означает, что “размеры исследуемых полей больше размеров одной активной области”.

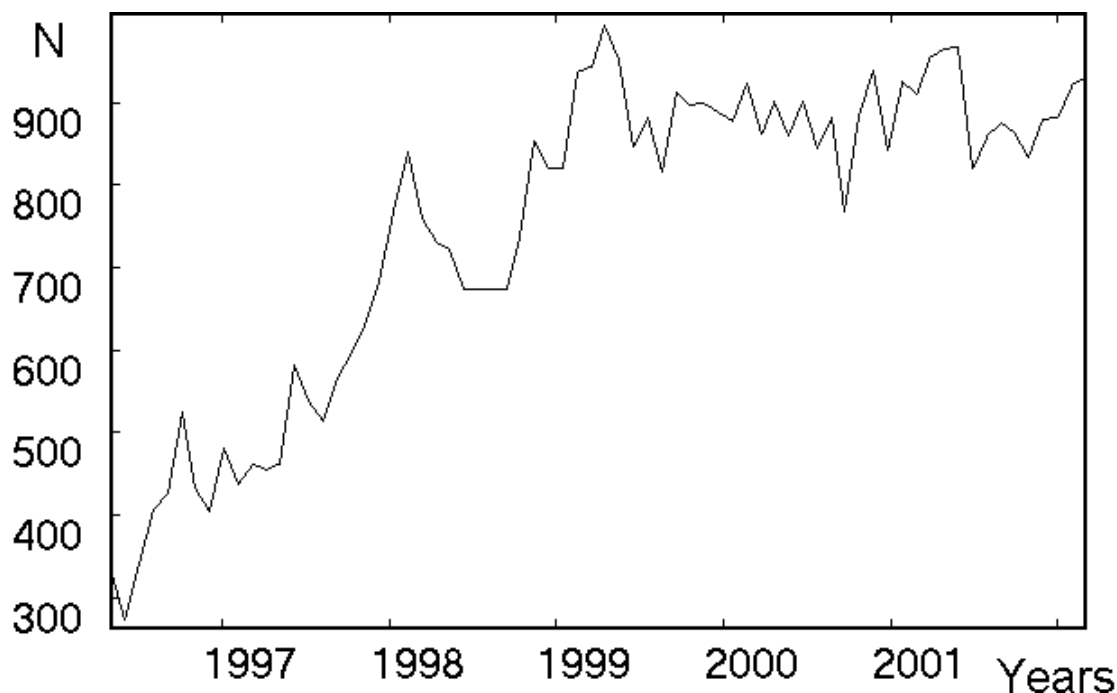
Другой метод изучения крупномасштабных магнитных полей с помощью трассеров магнитных нейтральных линий привел к другому определению [4]: “крупномасштабное поле - это униполярные магнитные структуры размером выше размера супергранул, выделенные нейтральными линиями, которые трассируются волокнами, каналами волокон и протуберанцами”. Эти два типа определения связаны с различными методами регистрации и анализа. Они дают разные картины распределения крупномасштабных магнитных полей в солнечном цикле, но имеются и общие свойства. По-видимому, одним из основных свойств фоновых полей является наличие на высоких широтах униполярных магнитных областей, простирающихся до широт  $40^{\circ}$ - $50^{\circ}$  и меняющих знак, примерно, через 1-2 года после максимума активности. Такое поведение крупномасштабных полей связывают их с поведением общего или глобального магнитного поля Солнца. Можно отметить и существенные отличия в определениях крупномасштабных полей, связанные с разными методами регистрации. Так, в результате анализа магнитографических наблюдений, например в [5] утверждается, что “крупномасштабная организация магнитного поля исчезает в период минимума активности”. Это противоречит зональному распределению магнитного поля на  $N\alpha$  картах, на которых такая структура четко прослеживается в форме повторяющихся дрейфов нейтральных линий, связывающих соседние циклы активности. Различие в наблюдаемом поведении зональных границ породило другое концептуальное различие. Согласно [1-3,6], крупномасштабные магнитные поля являются результатом распада активных образований, а наблюдаемая зональная организация и переполюсовка является результатом дрейфа продуктов распада этих областей к полюсам и к экватору. Однако изучение  $N\alpha$  карт показало, что крупномасштабное магнитное поле имеет характерную топологическую организацию, развитие которой можно проследить в течение, как минимум, двух соседних 11-летних циклов. Наиболее четко зональные и секторные распределения крупномасштабного магнитного поля проявляется в период минимума активности. В этот период можно выделить топологические характеристики фонового магнитного поля, по которым определяется уровень активности пятен будущего цикла [7,8]. В этом смысле цикл крупномасштабного магнитного поля предшествует циклу пятен.

Целью данной работы было сопоставление магнитографических наблюдений с данными зональной структуры магнитного поля на  $N\alpha$  картах. В частности, была изучена роль топологической организации мелкоструктурных элементов магнитного поля в формировании униполярных крупномасштабных структур. Показано, что зональная

структура крупномасштабного поля формируется магнитными элементами размером порядка  $S: 100 \div 300$  мдп ( $D \sim 28'' \div 48''$ ).

## 2. Метод анализа

Обработаны ежедневные магнитограммы SOHO/MDI в период с 05.1996 по 03.2002. Оптическое разрешение их составляло  $\sim 2''$ , уровень шумов около 2-5 Гс [9]. Была разработана процедура автоматического выделения магнитных элементов разного масштаба. На каждом изображении Солнца первоначально выделялись пиксели с интенсивностью магнитного поля не менее  $\pm 8$  Гс. Затем осуществлялась процедура поиска соседних пикселей с таким же знаком магнитного поля. Если удавалось выделить группу пикселей с общей границей, отделяющей ее от области с меньшей интенсивностью или другого знака поля, то данная структура регистрировалась как отдельное магнитное образование. Для нее попиксельно определялась площадь в единицах  $10^{-6}$  площади полусферы (мдп), средние координаты, размер в долготном и широтном направлении, средние и максимальные напряженность магнитного поля, магнитный поток и др. На основе полученных параметров формировался банк данных. Минимальная площадь, при которой была возможна выборка отдельного объекта, составляла 20 мдп, или область размером  $D \sim 12''$  для центра диска.



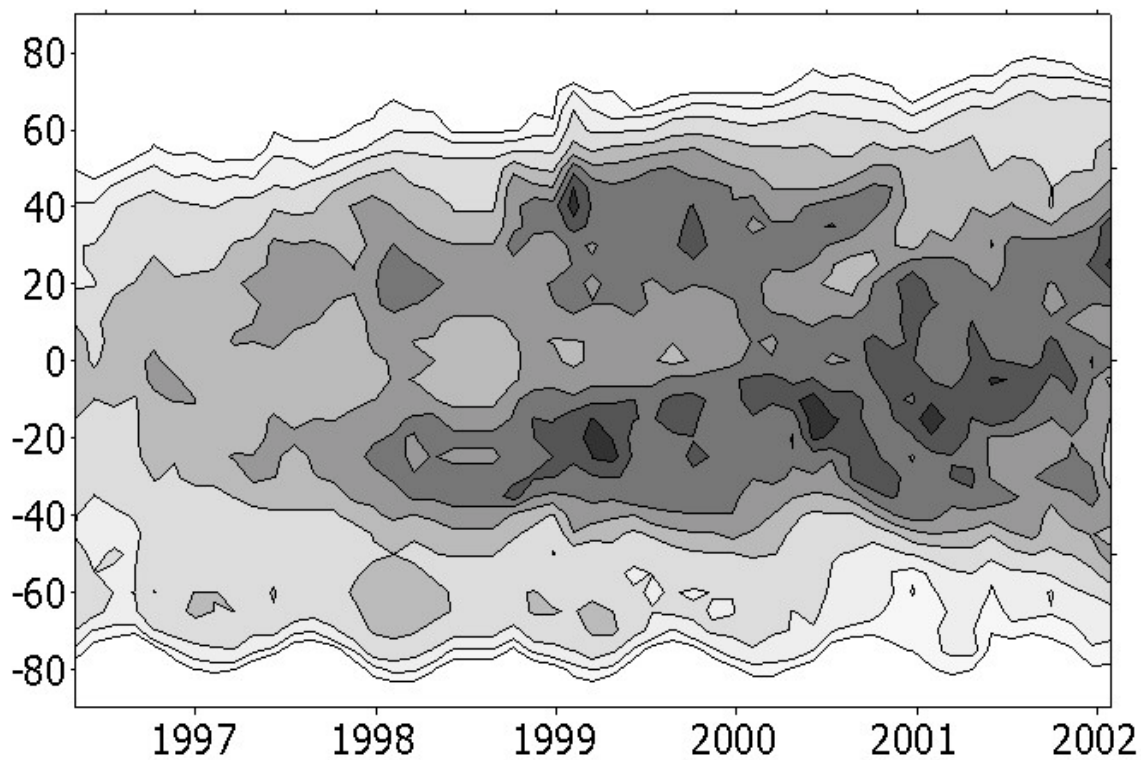
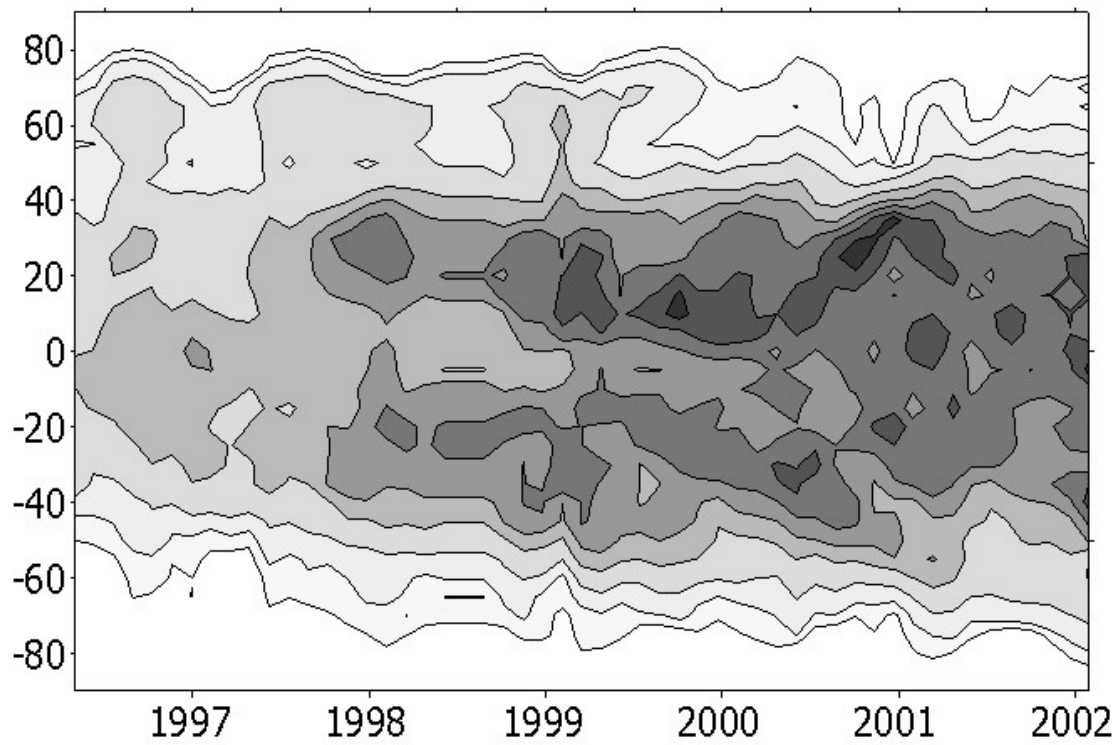
**Рис. 1.** Среднее за сутки число выделенных магнитных элементов по данным MDI в 23-ем цикле активности с 1996 по 2002.

При этих условиях общее число выделенных магнитных элементов разной площади составило  $\sim 1.38 \cdot 10^6$ , в том числе 719977 с отрицательной и 667587 с положительной полярностью магнитного поля. Рис.1. показывает распределение среднего за сутки числа выделенных элементов на магнитограммах в течение 1996-2002. Оно составляло от 400 в начале цикла до 900 в максимуме активности. Можно отметить, что после 1999 года общее число выделенных элементов менялось незначительно.

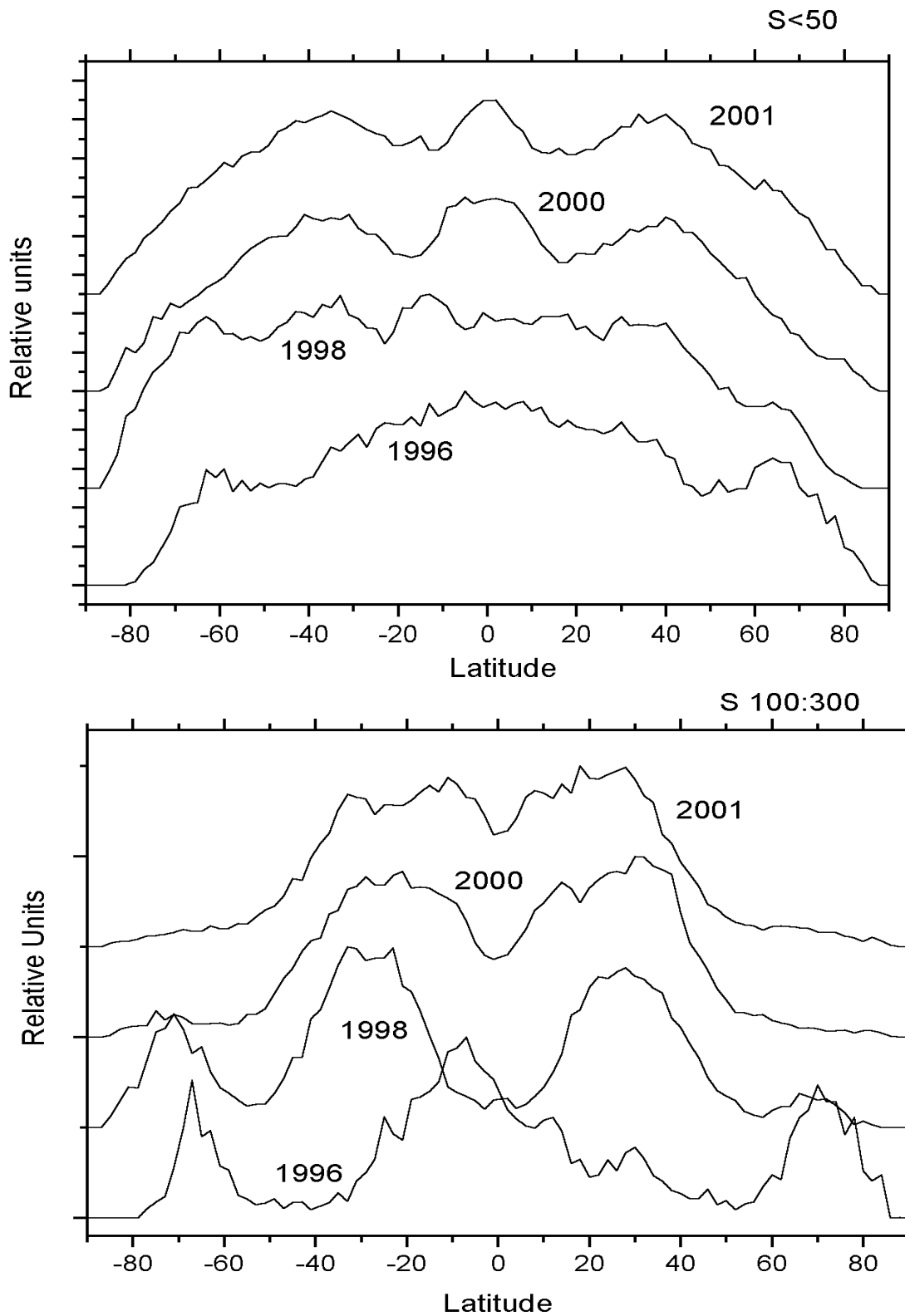
### 3. Результаты анализа

Фоновое магнитное поле Солнца состоит как из мелкомасштабных, так и крупномасштабных образований. Анализ числа элементов в зависимости от площади показал их монотонное уменьшение по экспоненте. Существует зависимость распределения этих элементов, как от фазы солнечной активности, так и от широты. На рис. 2а и 2б приведены широтно-временные диаграммы распределения общего числа элементов положительной и отрицательной полярности. Можно заметить, что в распределении элементов разной полярности существует асимметрия по полушариям. Так, если число элементов данного знака преобладало в полярной области этого полушария в минимуме пятен, то элементы этого знака преобладают и в начале цикла на средних и низких широтах. В эпоху близкую к переполюсовке наблюдается дрейф элементов этого знака через экватор. На рис. 3а показано распределение относительного числа элементов с площадью меньше 50 мдп, ( $D < 20''$ ). Практически оно не зависит от фазы цикла. На высоких широтах в минимуме активности зональная структура магнитного поля проявляется в наличии преимущественно элементов с площадью 100-300 мдп, ( $D \sim 28'' \div 48''$ ), рис.3б. С развитием цикла число этих элементов переходит на средние и низкие широты. Но число элементов различной площади не одинаково изменяется в зависимости от фазы цикла. Мелкомасштабные элементы ( $D < 20''$ ) распределены по широте более равномерно на разных фазах активности, рис.3а. Вблизи экватора для элементов с площадью менее 50 мдп максимум их числа приходится на эпоху максимума (2000-2002 гг.), в то время как для элементов с площадью 100-300 мдп максимум приходится на эпоху минимума активности.

Параметры выделенных элементов позволили восстановить зональное распределение полярности магнитного поля. Оценка избытка элементов того или иного знака проводилась для среднемесячных значений в 5-ти градусной широтной зоне. На рис. 4а представлена диаграмма зонального распределения для магнитных элементов размером 100-300 мдп ( $D \sim 28'' \div 48''$ ), и на рис.3б для элементов с площадью более 300 мдп ( $D > 48''$ ).

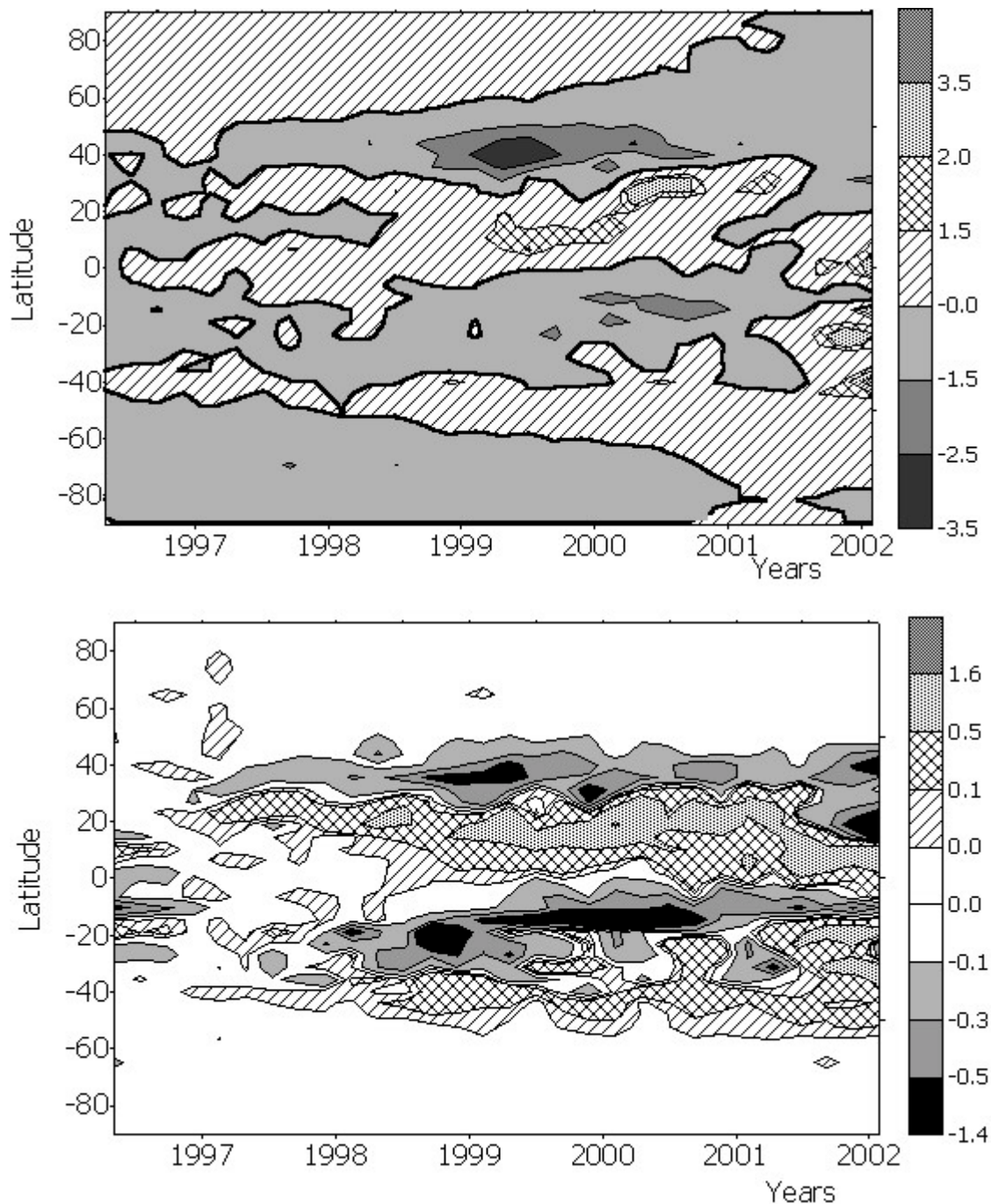


**Рис. 2.** Широтно-временное распределение общего числа магнитных элементов по MDI: а) положительной и б) отрицательной полярности магнитного поля. Области большей концентрации затемнены.



**Рис. 3.** Распределения относительного числа магнитных элементов по широте: а) для элементов с площадью менее 50 мдп ( $D < 20''$ ), б) для элементов с площадью 100 + 300 мдп ( $D \sim 28'' + 48''$ ).



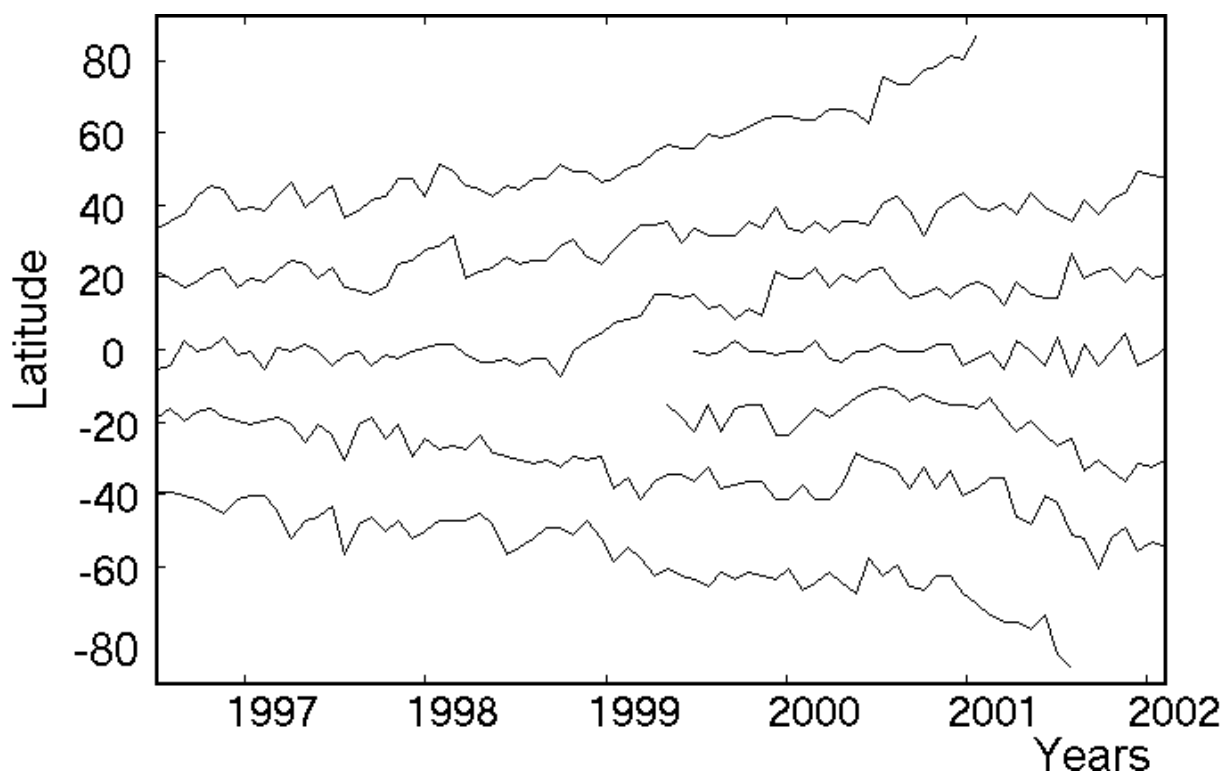


**Рис. 4.** Распределение избытка магнитных элементов разной полярности магнитного поля: а) с площадью  $S=100 \div 300$  мдп ( $D \sim 28'' \div 48''$ , число элементов 193368), б) с площадью более 300 мдп ( $D > 48''$ , число элементов 65902).

Видно, что элементы большого размера на рис.4б связаны, в основном, с активными областями и распределение магнитного поля той или иной полярности, в среднем, соответствует «бабочкам» солнечных пятен. Можно отметить, что крылья «бабочек» разделяются на разные зоны по полярности магнитного поля в каждом полушарии. Для элементов меньшего масштаба ( $D \sim 28'' \div 48''$ ) диаграмма существенно отличается. Прежде всего, нет максимумов, связанных с зоной образования активных

областей. В тоже время, хорошо прослеживаются униполярные зоны, как в эпоху минимума активности, так и в эпоху максимума. Рис.4а показывает хорошее согласие зональной структуры магнитного поля, полученной по распределению элементов с площадью 100-300 мдп, с распределением знака поля по синоптическим H $\alpha$  картам, рис.5.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о значительной роли мелкомасштабных магнитных элементов, порядка размера супергранул, в формировании глобальной и зональной структуры магнитного поля Солнца. В работе [10] на основе H $\alpha$  карт был получен аналогичный результат о формировании крупномасштабных структур порядка 25° (~1/2R<sub>o</sub>) из магнитных элементов размером порядка 8° (~1/8R).



**Рис. 5.** Зональные границы крупномасштабного магнитного поля, определенные по H-альфа картам.

### Выводы

Рассмотренный период 1996-2002 по данным MDI включал фазы минимума, роста и максимума солнечной активности 23-го цикла. Этот период характеризуется активными явлениями в полярной активности Солнца, включая процесс переполюсовки крупномасштабного поля.

Проведенный анализ магнитных элементов позволил выявить следующие особенности в широтном распределении магнитного поля Солнца.

1. Полярная активность наиболее ярко проявляется в распределении магнитных элементов с площадью 100-300 мдп ( $D \sim 28'' \div 48''$ ) в период 1996-1998 гг. В минимуме цикла (1996 гг.) повышенное число элементов такого размера наблюдается и в экваториальной области, Рис.3.
2. Наблюдается асимметрия распределения мелкомасштабных магнитных элементов различной полярности по полушариям Солнца. Этот эффект проявляется в полярной, средней и низкоширотной зонах, Рис. 2. Зоны распределения магнитного поля могут пересекать экватор и переходить в противоположное полушарие в эпоху максимума активности. Этот факт не согласуется с гипотезой Бэбкока-Лейтона, согласно которой, продукты распада активных областей должны дрейфовать к полюсам. Возможно, мелкомасштабная компонента магнитного поля имеет источник не связанный с активными областями.
3. На MDI магнитограммах удалось выделить компоненту магнитного поля, ответственную за формирование зональной структуры крупномасштабного магнитного поля, которая согласуется с данными Нх карт. Рис. 4а и Рис. 5 показывают, что зональная структура крупномасштабного поля формируется магнитными элементами размером порядка супергранулы, 100-300 мдп ( $D \sim 28'' \div 48''$ ).
4. “Бабочки” активных областей разделяются на две части по знаку магнитного поля в каждой полусфере. Их высокоширотные части имеют полярность поля хвостовых пятен. Возможно этот эффект обусловлен статистическим эффектом суммирования при учете угла наклона активных биполярных областей к экватору.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 00-02-16355 и 02-02-16035.

### Литература

1. Babcock H.D., Babcock H.W.: 1955, *Astrophys. J.* v.121, N 2, p.349.
2. Bumba V., Howard R.: 1965, *Astrophys. J.*, v.141, N4, p.1502
3. Бумба В.: 1976, in *Basic Mechanism of Solar Activity*, (перевод: 1979, в “Проблемы солнечной активности”, Изд. Мир, 268 с.
4. Макаров В.И., Тавастшерна К.С.: 1991, в кн. *Вариации глобальных характеристик Солнца*, 1991, Киев, изд. Наукова Думка, 304 с.
5. Howard R.F., Kichatinov L.L., Bogart R.S., Ribes E.:1992, in *Solar Interior and Atmosphere*, ed. Cox A.N., Livingston W.C., Matthews M.S., Tucson, Univ.of.Arizona press.,1409 p.
6. Wang Y.-M.: 1998, in. *Cool Star, Stellar systems and Sun*, ASP conf. Ser., v.154, p. 131.

7. Макаров В.И., Тлатов А.Г.: 2000 *J.Astroph.Astr.* 2000,v.21, 161-162
8. Васильева В.В., Макаров В.И., Тлатов А. Г.: 2002, Письма в АЖ.,
9. Title A.M., Shriver C.J.: 1998, in . *Cool Star, Stellar systems and Sun*, ASP Conf. Ser., v.154, p. 345.
10. Макаров, В.И., Тавастшерна, К.С., Сивараман, К.Р.: 1986, *Астрон. Журн.* Т.63. No.2., с.534.

## **СОЗДАНИЕ БАНКА ДАННЫХ И СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СВОЙСТВ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР**

**Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

Проведен анализ наблюдений Солнца с целью выделения областей, связанных с корональными дырами. Используются данные о корональных дырах из каталога А.Санчез-Ибарра и М.Барраза-Парадес (1970-1995 гг.), данные обработки синоптических карт (1974-2002 гг.) и ежедневных наблюдений (1992-2002 гг.) в линии HeI 10830 Å обсерватории Китт Пик. Сформированы банки данных характеристик, выделенных областей. Рассмотрено соотношение полярной и низкоширотной активности по корональным дырам. Изучены свойства вращения корональных дыр и обсуждаются различия между анализом данных по синоптическим картам и ежедневным наблюдениям.

### **1. Введение**

Результаты исследований наблюдений, полученных на коронографах и во время солнечных затмений / 1 /, с помощью космических телескопов OSO, Skylab, Coronas, Yohkoh, SOHO, TRACE и др., в линии HeI 10830 Å (с 1974 г. в обсерватории Китт Пик) показали, что корональные дыры (КД) - долгоживущие протяженные образования с пониженной температурой и аномально низкой плотностью. Это образования с открытой конфигурацией магнитных силовых линий, расположенные в униполярных ячейках крупномасштабного магнитного поля. Связь областей КД с крупномасштабными полями [2-4], которые, как известно, связаны с глубокими слоями Солнца, а также с источниками геоэффективных высокоскоростных потоков солнечного ветра [5-7] говорит о том, что КД являются отражением глобальных внутренних процессов на Солнце. Отсюда следует, что исследование свойств КД: пространственно-временных, размеров и вращения имеет первостепенное значение.

### **2. Данные и метод анализа**

Исходным материалом для анализа служили два вида данных. Используются синоптические карты за период 1974-2002 гг. и ежедневные наблюдения за период 1992-2002 гг. в линии HeI 10830 Å обсерватории Китт Пик [8]. Процедура выделения ярких областей была аналогична для синоптических карт и ежедневных изображений. На fits изображениях выделялись пиксели с интенсивностью выше 10 единиц. Из группы

смежных выделенных пикселей формировались структуры, имеющие общую границу. Для этих структур рассчитывались и запоминались разнообразные параметры, такие как координаты, скорректированные площади, средние и максимальные интенсивности и др. Всего было обработано 323 синоптических карт - кэррингтоновские обороты 1622-1980 (1974-2002 гг.). На них удалось выделить ~139 тыс. ярких областей. В том числе ~130 тыс. с площадью меньше  $S < 1000$  мдп; 6131 с площадью в диапазоне  $S: 1000-5000$  мдп, 2457 с площадью более 5000 мдп. На высоких широтах ( $> 50^\circ$ ) было выделено 4606 корональных дыр с площадью более  $S > 1000$  мдп. По ежедневным данным в период 1992-2002 гг. выделено ~564 тыс. ярких областей. Из них с площадью  $S: 1000-5000$  мдп оказалось ~43.5 тыс. и 12.5 тыс. с площадью более 5000 мдп. В дальнейшем было проведено сравнение полученного банка данных с каталогом .Sanchez-Ibarra A. and Barraza-Paredes M. [9], дополненного до 1995 г.

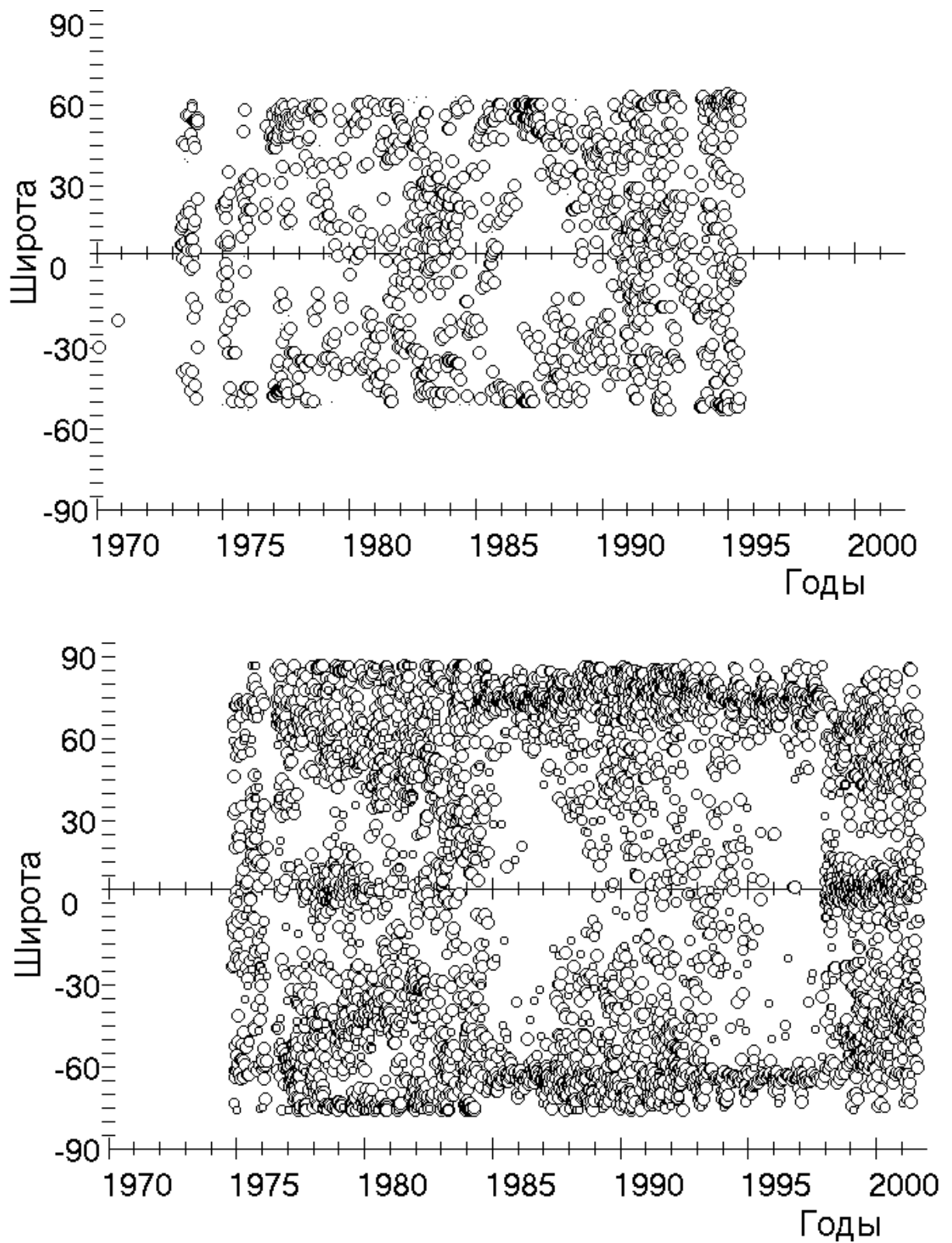
### **3. Результаты обработки данных**

#### *3.1. Сравнение с каталогом Sanchez-Ibarra A. and Barraza-Parades M.*

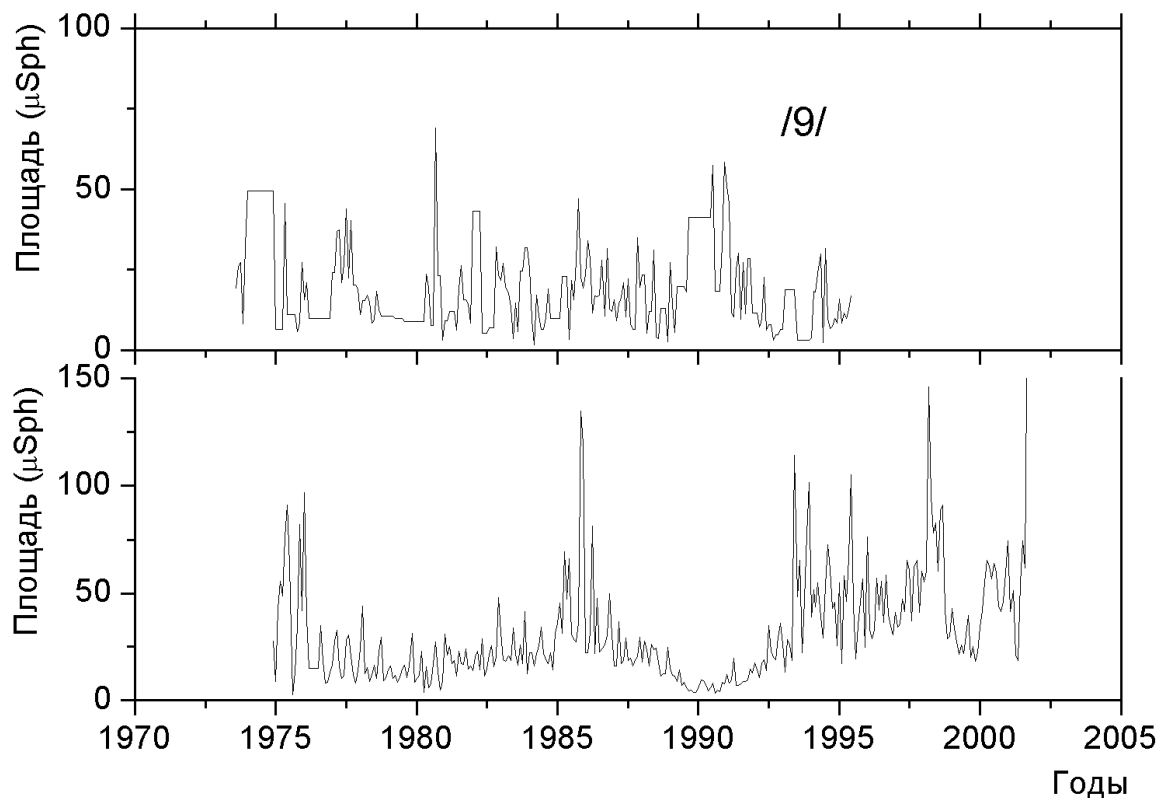
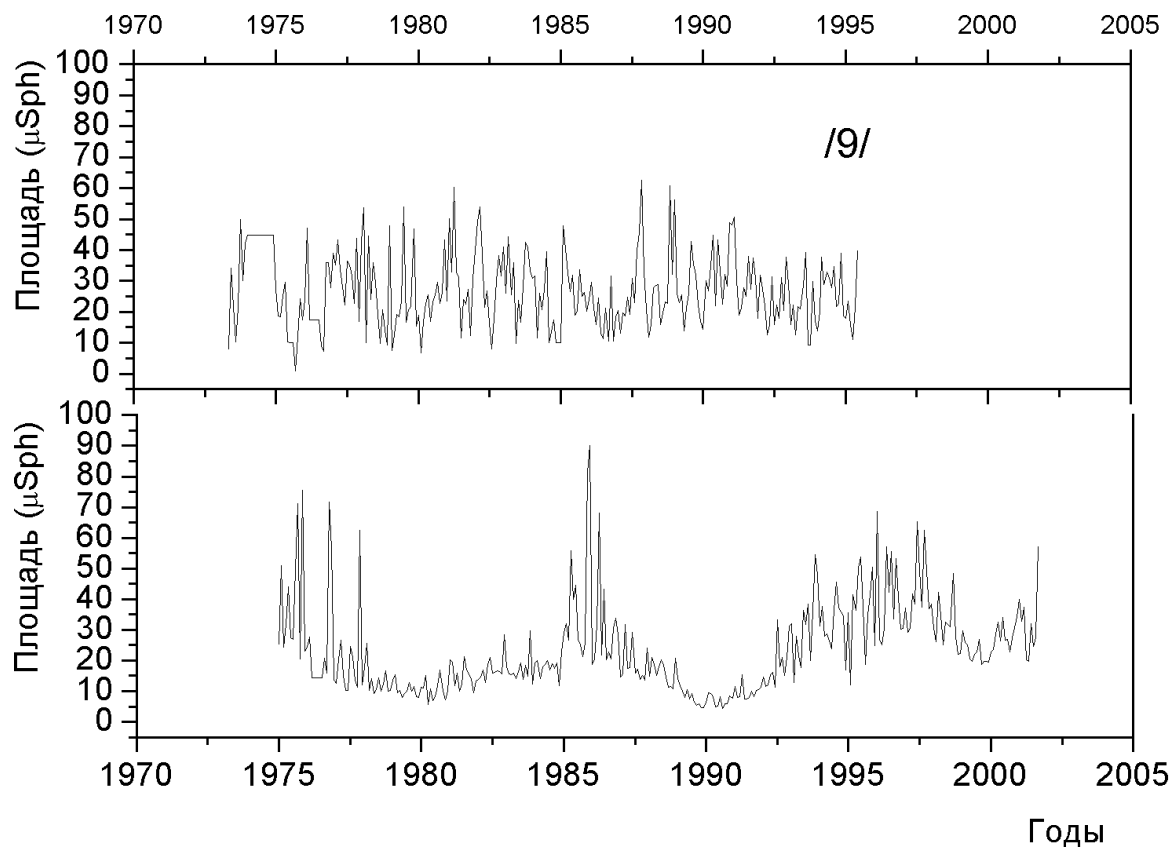
Наиболее известными данными по корональным дырам является каталог А. Sanchez-Ibarra, в котором представлено ~1800 корональных дыр, из них около ~1500 долгоживущих в период 1970-1995 гг. Площадь корональных дыр в этом каталоге не указана, но ее можно оценить по широтному и долготному размеру. Сравнение проводилось с данными для долгоживущих КД. На рис.1. представлены широтно-временные распределения полярных и экваториальных КД по каталогу Sanchez-Ibarra (рис. 1а) и данных, полученных при обработке синоптических карт, (рис.1б). Для лучшего соответствия при обработке синоптических карт выбирались КД с площадью не менее 2000 мдп. Можно отметить, что в средних и низких широтах наблюдается удовлетворительное соответствие двух наборов данных. На высоких широтах, выше  $60-65^\circ$ , корональные дыры по каталогу отсутствуют, что, вероятно, связано с системой их выбора.

Поскольку другим индексом для сравнения может служить площадь КД, то имело смысл построить диаграммы зависимости площади в единицах мдп от времени. На рис.2 представлено сравнение площадей корональных дыр по каталогу с данными, полученными из вышеприведенной обработки.

На рис. 2 представлено сравнение площадей корональных дыр по каталогу [9] с данными, полученными нами. Как в случае площадей для общего числа КД (рис.2а), так и для полярных областей ( $> 50^\circ$ ) наблюдается существенное различие. По данным Sanchez-Ibarra, практически нет 11-летней модуляции.



**Рис. 1.** Широтно-временные диаграммы распределения центров КД:  
а) по каталогу [9]; б) полученные при обработке синоптических карт Китт Пик в данной работе.



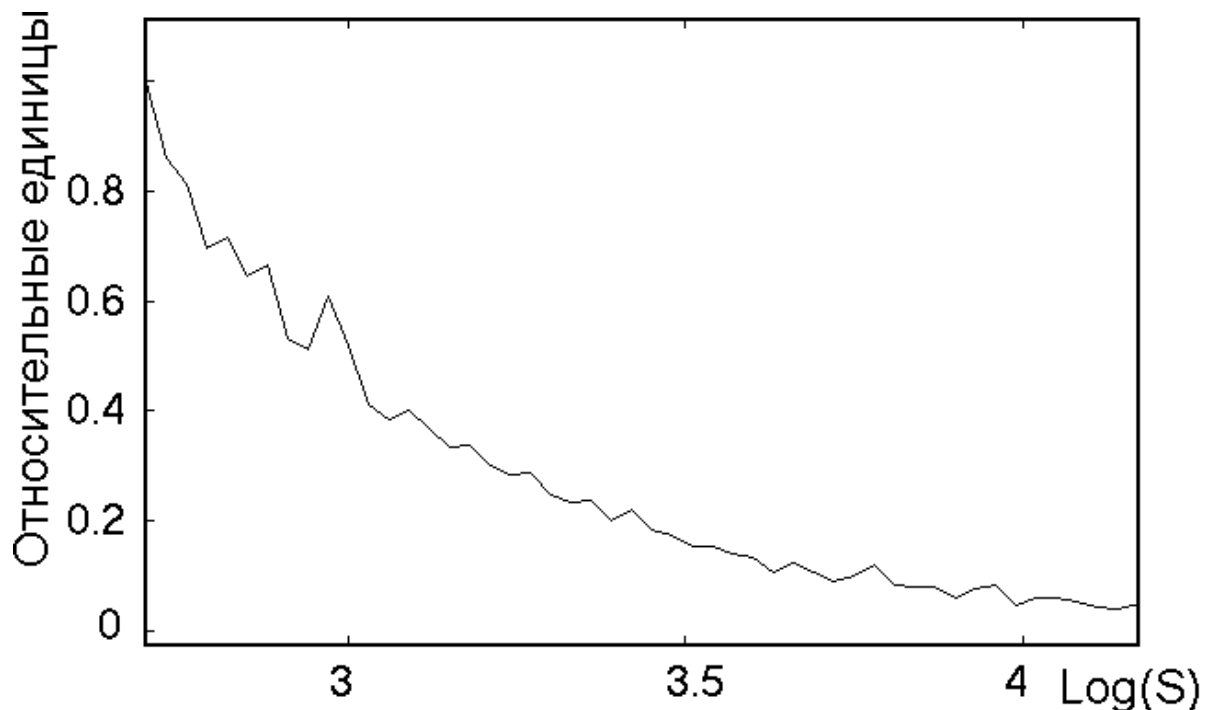
**Рис. 2.** Сравнение площадей корональных дыр а) для общего числа КД б) для полярных КД. На верхних панелях приведены данные по [9].



Таким образом, можно заметить, что в отличие от каталога Sanchez-Ibarrá данные автоматической обработки синоптических карт дают более однородные данные.

### 3.2. Свойства крупно- и мелкомасштабных структур, связанных с КД

Полученный банк данных ярких структур в линии  $HeI\ 10830\ \text{Å}$  позволяет провести анализ свойств в зависимости от размера. На рис. 3 представлено распределение относительного числа ярких образований, полученных при обработке синоптических карт. Здесь было обработано 15326 ярких образований с площадью не менее 500 мдп. Наблюдается относительно монотонное уменьшение числа элементов с ростом широт, за исключением области с размерами элементов  $\sim 10^3$  мдп.



**Рис.3.** Распределение относительного числа КД в зависимости от логарифма площади.

Как правило, под корональной дырой подразумевают структуры площадью  $\sim 2000$ - $5000$  мдп и более. Поэтому могут представить интерес приведенные ниже диаграммы.

Из рассмотрения широтно-временной диаграммы распределения КД при учете структур с площадью не менее 2000 мдп (рис.4) можно отметить следующие широты локализации образования корональных дыр: приэкваториальные области размером  $\pm 20^\circ$ , особенно заметные в 21 и 23-м циклах активности, области полярных КД и области, дрейфующие с высоких широт в направлении экватора.

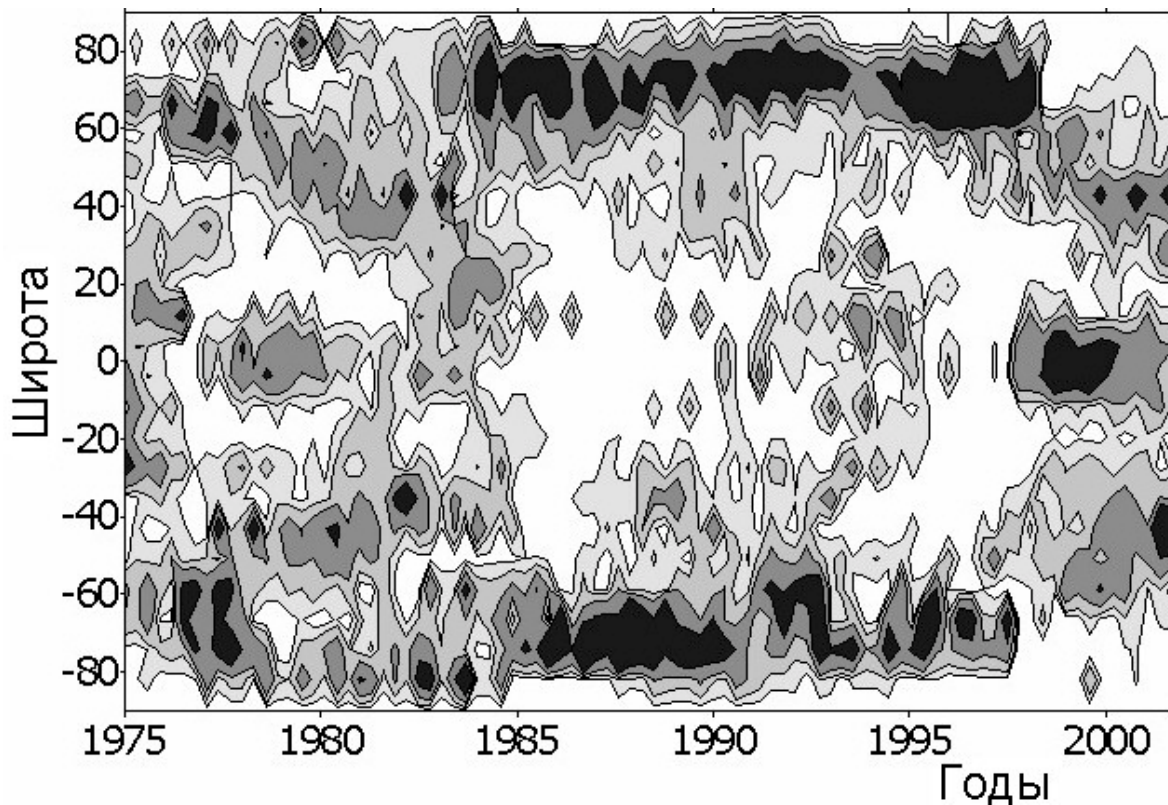


Рис. 4. Широтно-временное распределение площади КД размером более  $S > 2000$  мдп.

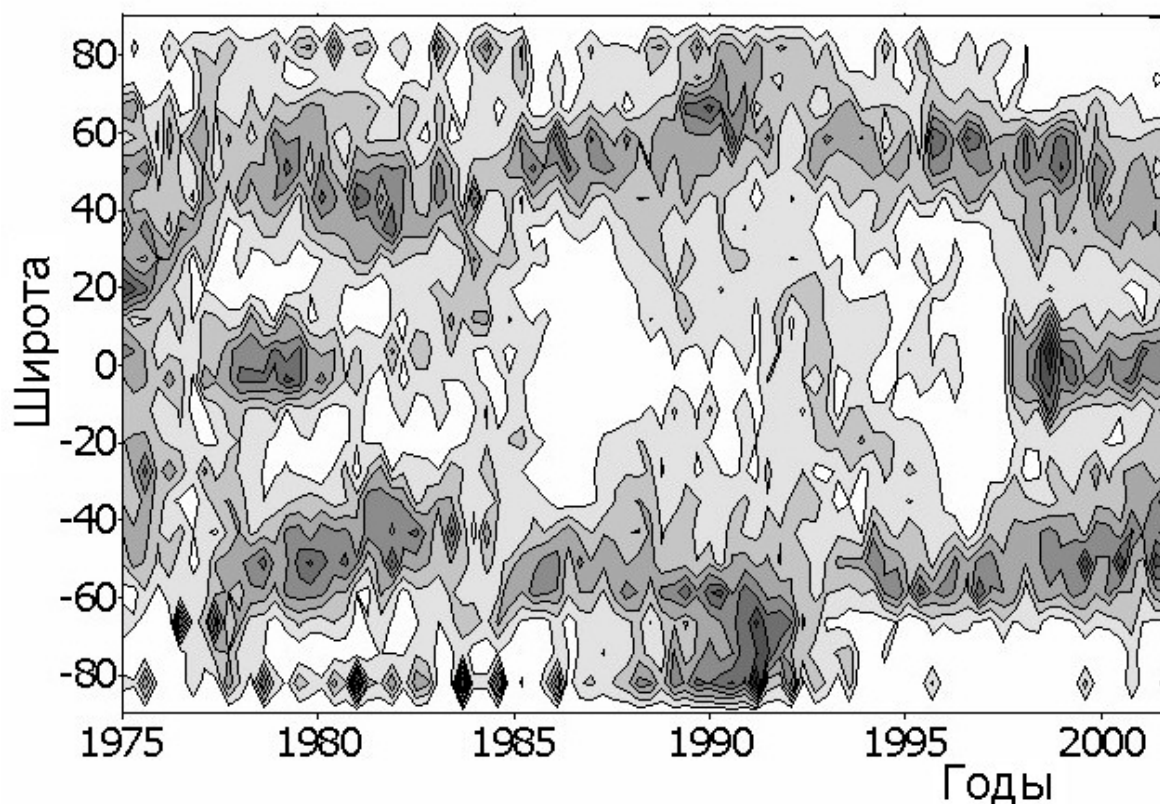


Рис. 5. Широтно-временное распределение площади КД размером в диапазоне  $S: 500-2000$  мдп.

На рис.5 представлено распределение числа мелкомасштабных ярких элементов, выделенных на синоптических картах в линии  $HeI\ 10830\ \text{Å}$ . На этой диаграмме хорошо выделяются области, дрейфующие от средних широт к полюсам в 22-м цикле активности, по времени и фазе совпадающими с волной переполюсовки Солнца.

### 3.3. Вращение КД

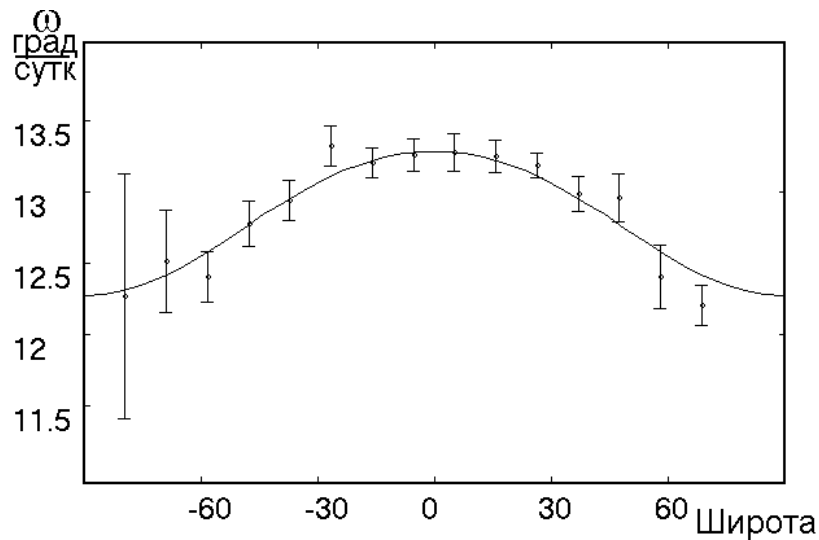
Корональные дыры обладают одним из самых интересных законов вращения. Как правило, отмечают твердотельный характер вращения, не свойственный другим трассерам поверхностной активности Солнца, что видно из работ [10-12]. В результате накопленных данных мнение о типе вращения корональных дыр менялось. Так, в работах [13-15] говорится о некоторой дифференциальности вращения корональных дыр. В работе [16] показано, что экваториальные корональные дыры (ЭКД) имеют заметное дифференциальное вращение, а полярные корональные дыры (ПКД) вращаются, по всей вероятности, твердотельно. Авторы работы [17] подразделяют ЭКД и ПКД на два основных типа, один из которых вращается почти с такой же дифференциальностью, что и солнечные пятна и связан с низкоширотной активностью, второй – вращается почти твердотельно и связан с высокоширотной активностью.

Из всего сказанного видно, что имело смысл провести анализ вращения КД, используя вновь полученные ряды, при этом были использованы КД различного размера. Для этого проводилась процедура отождествления КД, выделенных на соседних синоптических картах. Далее по смещению по долготе вычислялась скорость вращения. На рис. 6 представлена зависимость скорости вращения для структур площадью  $S > 1000$  мдп за период 1975-2001 гг. За этот период было обработано 1409 долгоживущих корональных дыр. Аппроксимационную функцию можно представить в следующем виде:

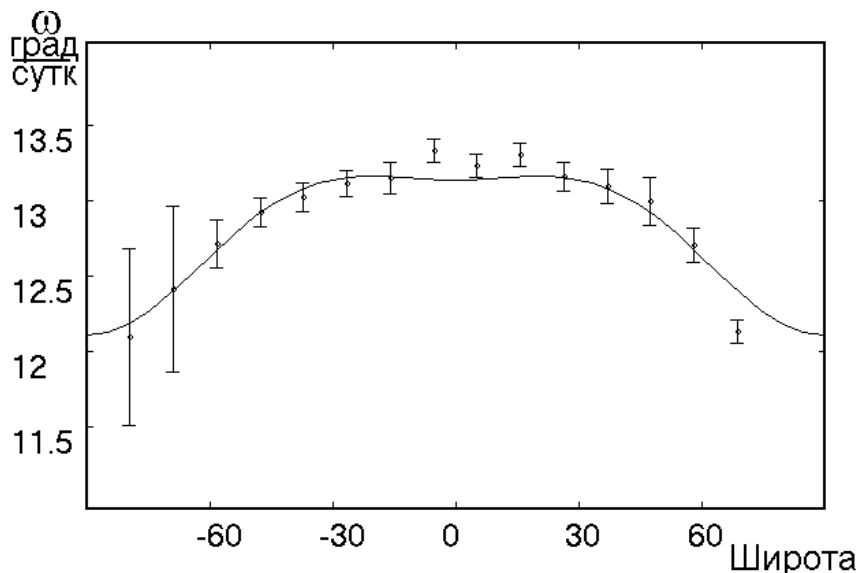
$$\omega(\phi) = 13.29(\pm 0.2) - 0.86 * \sin^2(\phi) - 0.16 * \sin^4(\phi).$$

Для мелкомасштабных элементов закон дифференциального вращения оказался более твердотельным. На рис. 7 представлена зависимость скорости вращения от широты для элементов площадью  $S: 100-1000$  мдп. Число отождествленных структур в период 1980-1985 гг. составило 3123.

Аппроксимационную функцию для мелкомасштабных элементов можно представить в виде:  $\omega(\phi) = 13.14(\pm 0.15) + 0.36 * \sin^2(\phi) - 1.39 * \sin^4(\phi)$ .



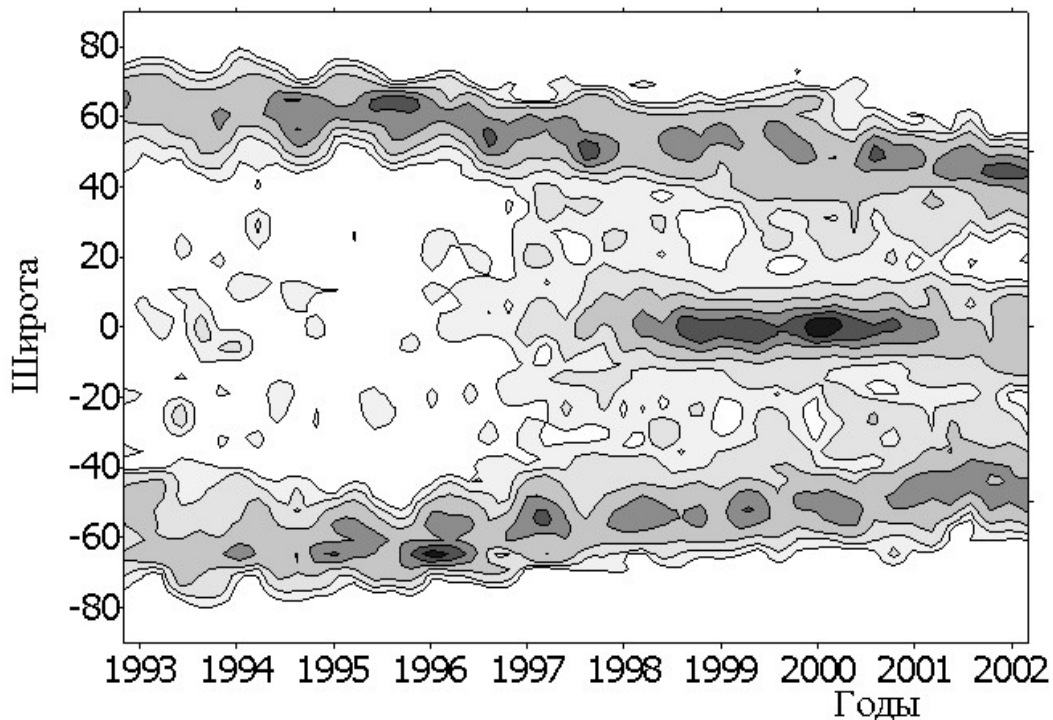
**Рис.6.** Зависимость скорости вращения от широты для КД размером  $S > 1000$  мдп в период 1975-2001 гг., определенных по синоптическим картам Китт Пик.



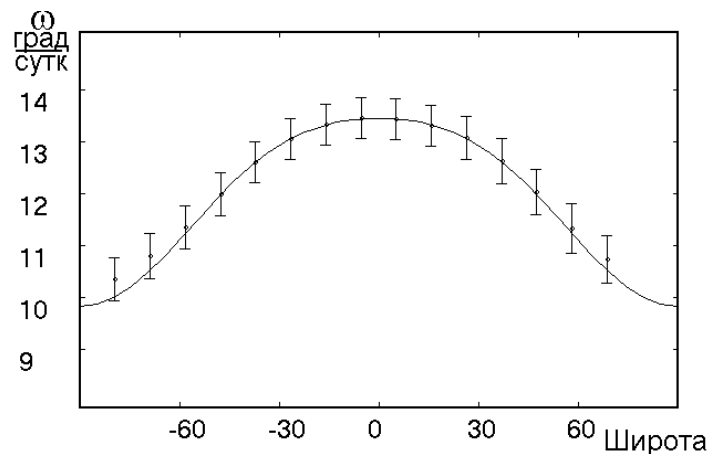
**Рис.7.** Зависимость скорости вращения от широты для мелкомасштабных элементов размером  $S: 100-1000$  мдп в период 1980-1985 гг.

#### 3.4. Корональные дыры, определенные по ежедневным данным

Наблюдения обсерватории Китт Пик в линии  $HeI\ 10830\ \text{Å}$  позволили провести обработку ежедневных изображений. В данном анализе были использованы данные в период 1992-2002 гг., имеющие радиус изображения  $\sim 210$  пикселей, т.е. оптическое разрешение около  $\sim 5''$  дуги. Процедура выделения элементов сходна с процедурой выделения ярких структур на синоптических картах. Использование ежедневных изображений также позволяет восстановить основные свойства распределений КД. На рис. 8 представлено широтно-временное распределение площади выделенных ярких структур. Площадь использованных на данном графике структур превышала  $S > 1000$  мдп



**Рис. 8.** Широтно-временное распределение площади КД по ежедневным изображениям в линии  $HeI\ 10830\ \text{\AA}$  площадью более  $S > 1000$  мдп.



**Рис. 9.** Зависимость скорости вращения от широты по данным ежедневных изображений.

Сопоставление последней широтно-временной диаграммы и ранее полученных показывает их сходство для приэкваториальных и средних широт в случае мелкомасштабных элементов. Что, видимо, связано с величиной площади, временем жизни и рядом других параметров корональных дыр. При этом вращение отличается большей дифференциальностью, чем для долгоживущих КД на синоптических картах. Эта особенность также отмечалась в работе /18/. Закон вращения в период 1992-2002 гг. для ярких элементов площадью менее  $S < 2000$  мдп. можно представить в виде :  $\omega(\phi) = 13.48 - 1.63 \cdot \sin^2(\phi) - 1.99 \cdot \sin^4(\phi)$

#### 4. Выводы

Сравнение данных автоматической обработки и каталога /9/ показало, что в средних и низких широтах наблюдается удовлетворительное соответствие двух наборов данных. На высоких широтах (выше  $60-65^\circ$ ) корональные дыры по каталогу /9/ отсутствуют, что, вероятно, связано с системой выбора КД. Сравнение общей площади КД и полярных областей ( $>50^\circ$ ) показывает существенное различие наших данных и каталога, по данным которого практически отсутствует 11-летняя модуляция.

Благодаря полученному банку данных, проведенный анализ свойств КД в зависимости от размера показал относительно монотонное уменьшение числа элементов от размера, за исключением области с размерами элементов  $\sim 10^3$  мдп. Учет структуры не менее 2000 мдп дал возможность выделить приэкваториальные области, особенно заметные в 21- и 23-м циклах активности, а также области полярных КД и области, дрейфующие с высоких широт в направлении экватора. Мелкомасштабные элементы обнаруживают дрейфы от средних широт к полюсам, совпадающие с волной переполюсовки Солнца в 22-м цикле.

Проведенный анализ вращения корональных дыр с учетом их площадей показал, что для мелкомасштабных элементов закон дифференциального вращения оказался более твердотельным.

При анализе ежедневных наблюдений обсерватории Китт Пик в линии *HeI 10830 Å* были получены несколько отличные результаты, чем в случае данных, полученных по синоптическим картам.

#### Литература

1. Waldmeier M. Solar Phys., 1975, 40, 351.
2. Harvey J.W., Sheely N.R.Jr. Space Sei.Revs. 1979, 23, 139.
3. Obridko V.N., Shelting B.D. Solar Phys., 1989, 124,73.
4. Mogilevsky E.I., Obridko V.N., Shelting B.D. Solar Phys., 1997, 176, 107.
5. Nolte J.T. et al. Solar Phys., 1976, 46, 303.
6. Sheely N.R.Jr., Harvey J.W., Feldman W.C. Solar Phys., 1976, 49, 271.
7. Sheely N.R.Jr., Harvey J.W. Solar Phys., 1981, 70, 237.
8. Solar-Geophysical DATA, NOAA, World Data Center-A for Solar-Terrestrial Physics, NGDC, Boulder, Colorado, USA, 80803.
9. Sanchez-Ibarra A. and Barraza-Paredes M. 1992, Catalogue of Coronal 1970-1991, Report UAG-102, Boulder, CO 80303 USA.
10. Wagner W.J. Aph.J. 1975, 98, N3, Part 2, L141-L144.
11. Timothy A.F. et al. Obsev. e mem. observ. astrofis. Arcetry, 1975, N 104, 93-110.
12. Timothy A.F., Krieger A.S. and Vaiana G.S. Solar Phys., 1975, 42, 135.
13. Adams W.M. Solar Phys. 1976, 47, 601-695.
14. Shelke R.W. and Pande M.C. Solar Phys., 1985, 95, 193.
15. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. С.Д., 1988, N1, 89-93.
16. Insley J.E., Moore V. and Harrison R.A. Solar Phys., 1995, 160, 1.
17. Ikhsanov R.N., Ivanov V.G. Solar Phys., 1999, 188, 245.
18. Belenko I.A. Solar Phys., 2001, 199, 23.

## **ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ФОНОВЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ПЕРИОД 1992-2002 гг.**

**Тлатов А.Г., Шрамко А.Д.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

### **Abstract**

Обработаны ежедневные данные поляризации радиоизлучения на длине волны  $\lambda=1.76$  см по данным наблюдения радиогелиографа Nobeyama в период 1992-2002. Использовались различные методы обработки. А именно: 1) долготное усреднение по диску; 2) выделение областей с положительной и отрицательной круговой поляризацией с величиной, выше заданной пороговой величиной, с последующим промером различных характеристик этих областей; 3) выделение поляризации над лимбом Солнца на различных высотах в диапазоне  $1.02 \div 1.2R$ . Разные методы дают несколько отличные распределения, однако, все методы обработки позволяют выделить зональное распределение поляризации на разных фазах солнечного цикла во всем диапазоне широт. Так, методы 1, 2 связанные с обработкой на диске Солнца, показывают преимущественную поляризацию в области пятнообразования. В области высоких широт смена знака поляризации наступает в период 1996-1997 годов, что значительно отличается от периода переполюсовки по магнитному полю. Поляризация короны (метод 3), особенно на высота  $R > 1.1$  показывает принципиально другую картину. А именно в период минимума активности 1995-1998 гг. поляризация отрицательна во всем диапазоне широт.

### **1. Введение**

Изучение солнечной цикличности имеет различные наблюдательные аспекты. В последнее время к оптическим видам наблюдений добавились регулярные наблюдения в УФ и рентгеновском диапазонах, гелиосейсмологические наблюдения, а также радионаблюдения хорошего пространственного разрешения. Комплексное изучение проявления активности Солнца позволяет восстановить более полную картину возбуждения магнитного поля внутри Солнца и определить реакцию солнечной атмосферы. Использование регулярных радионаблюдений достаточно высокого пространственного разрешения порядка  $10''$  радиогелиографа Нобеяма позволили выявить основные свойства проявления солнечной цикличности в радиодиапазоне. Так было подтверждено наличие полярной активности в радиодиапазоне [1, 2], определена скорость дифференциального вращения и выявлены волны крутильных колебаний в период 1992-2002 гг. [3]. В последнее время развивается метод изучения магнитных полей активных областей на

основе данных о поляризации радиоизлучения. Основой для этих исследований послужили теоретические работы по формированию поляризационного спектра радиоизлучения [4,5]. Было установлено, что для солнечных пятен круговая поляризация может достигать до уровня ~50-100%. Для магнитных полей вне солнечных пятен, таких как факелы и флоккульные поля, где магнитное поле составляет величину ~100 Гс поляризация радиоизлучения может достигать нескольких процентов [7].

В тоже время регулярные наблюдения поляризации на радиогелиографе Нобеяма позволяют провести оценку распределения поляризации по всему диску Солнца на разных фазах солнечной активности. В данной работе проведен анализ распределения величины и знака поляризации на волне  $\lambda=1.76$  см для периода 1992-2002 гг.

## **2. Метод анализа и результаты**

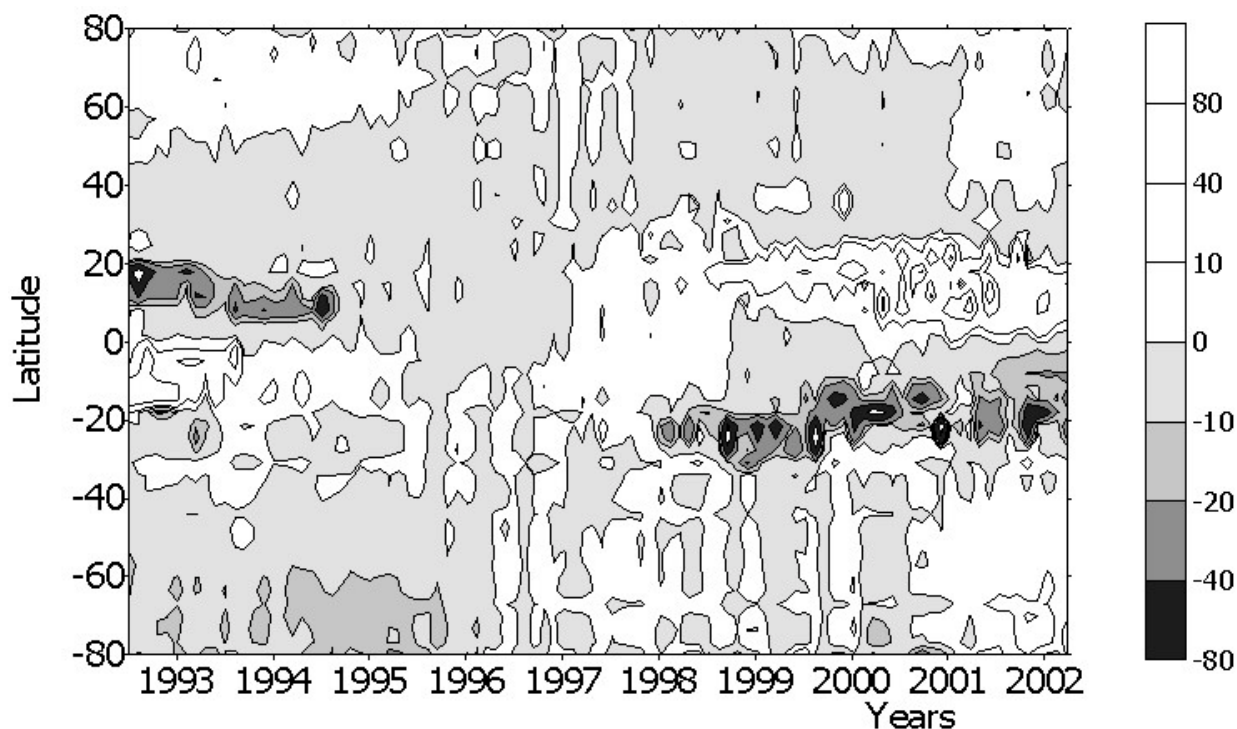
Исходными данными для анализа служили ежедневные данные о круговой поляризации (R-L) радиогелиографа Нобеяма, представленные в fits формате. Радиус изображения Солнца составлял ~200 пикселей при разрешении ~10 арк.сек. В период 1992-2002 гг. было обработано 3455 дней наблюдений. Обработка проходила с помощью автоматизированной процедуры. Использовались различные методы.

### *2.1 Выделение средней поляризации на диске Солнца.*

Для выявления распределения поляризации по диску Солнца можно использовать усреднение значения вдоль линий постоянной широты. Вычисления проводились для зоны отстоящей от центрального меридиана в диапазоне долгот  $\pm 60^\circ$ . Оцифровка проводилась через пятиградусный интервал по широте в диапазоне широт  $\pm 80^\circ$ . По ежедневным данным формировались среднемесячные значения. Широтно-временная диаграмма полученного распределения представлена на рис 1. На ней можно выделить области положительной и отрицательной (правой или левой) круговой поляризации. Особенно большие значения избытка поляризации определенного знака существуют в областях, связанных с “бабочками” солнечных пятен. Поскольку рассмотренный период охватывает два 11-летних цикла, то можно отметить, что преимущественная поляризация в области пятнообразования в разных циклах активности в каждом полушарии меняет знак. Помимо области существования солнечных пятен обширные области поляризации определенного знака существуют и в области высоких широт. Можно отметить наличие зональной структуры распределения поляризации. Так в северном полушарии в период 1992-1997 гг. на широтах выше  $40^\circ$  поляризация преимущественно положительная, а ниже этой широты отрицательная. Смена знака поляризации на высоких



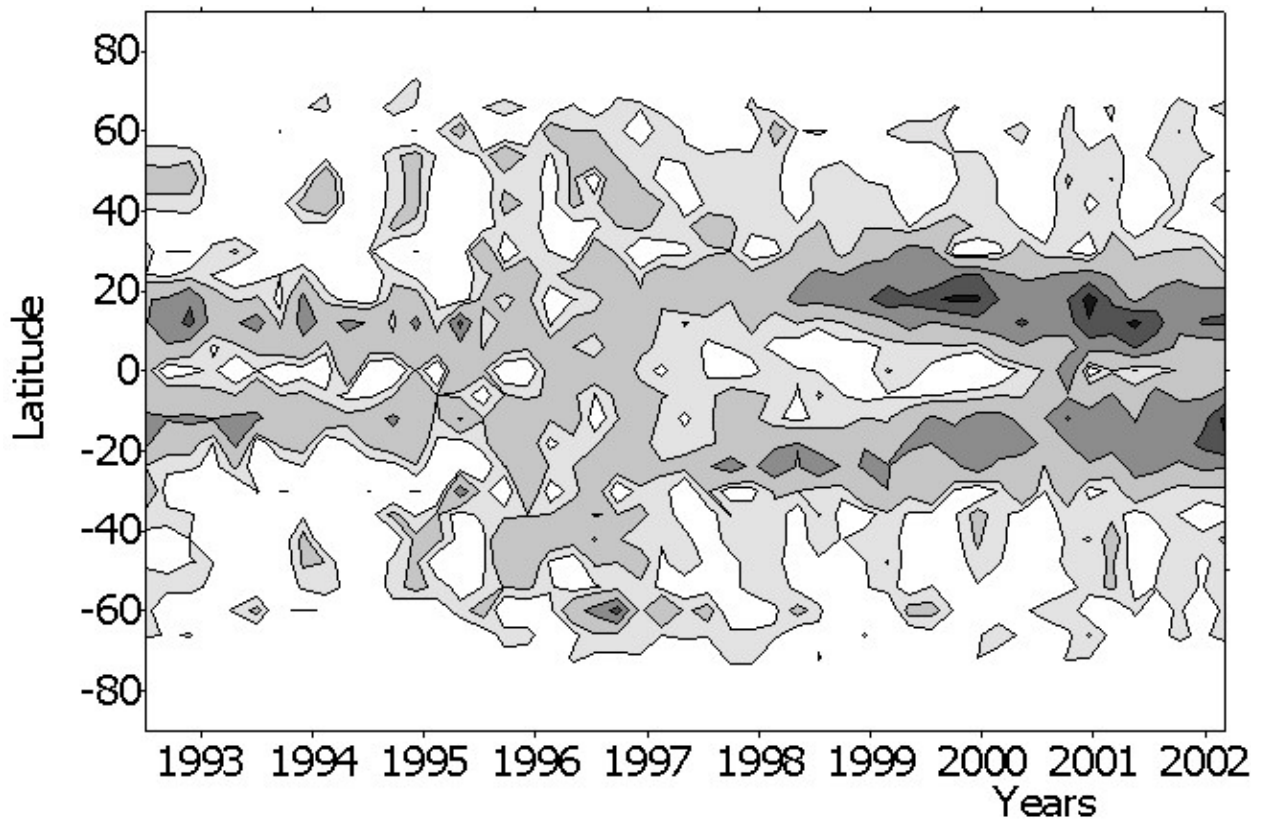
широтах происходит в эпоху 1996-1997 гг. т.е. в эпоху минимума активности.



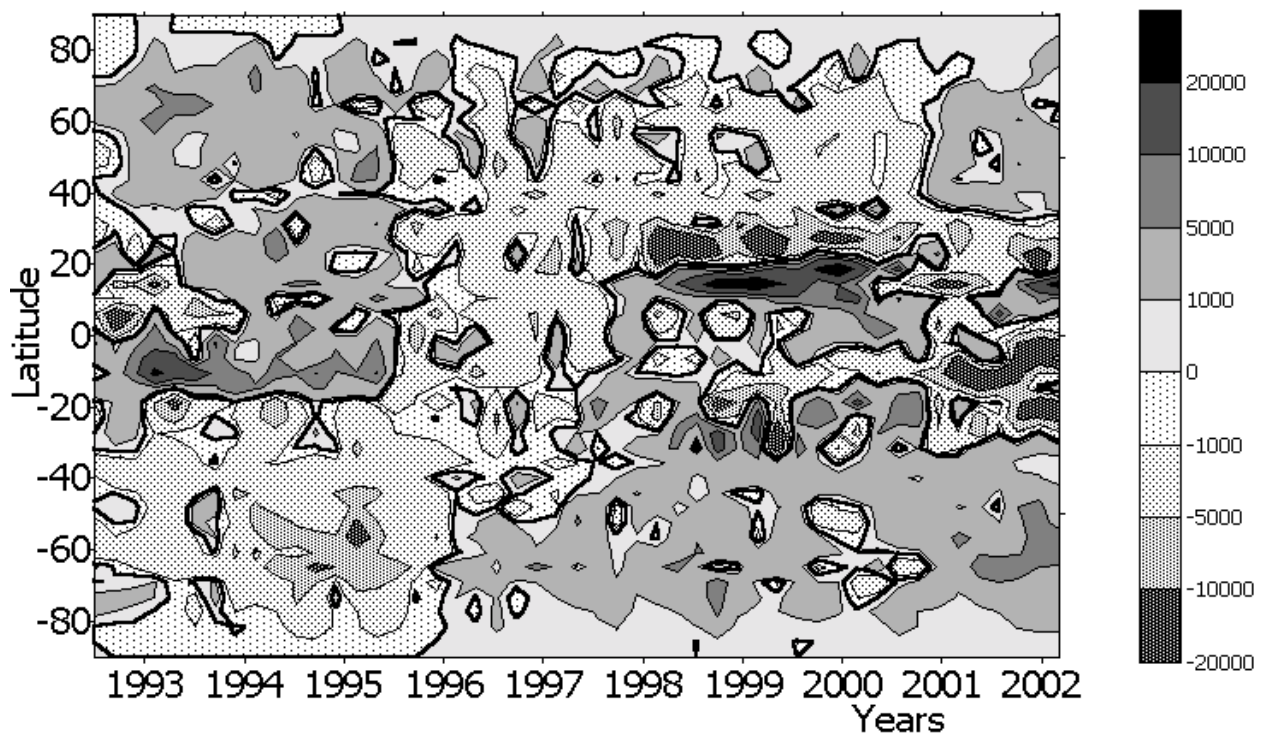
**Рис. 1.** Распределение поляризации при выделении по диску Солнца в диапазоне  $\pm 60^\circ$  от центрального меридиана. Области отрицательной поляризации затемнены.

## 2.2 Выделение ярких областей в поляризации

Другим способом анализа может являться выделение ярких областей на диске Солнца. Для этого использовалась процедура выделения объектов с уровнем поляризации превышающей пороговую величину. Далее по выделенным пикселям формировались структуры, имеющие общую границу, отделяющую их от фонового поля. Для этих структур вычислялись различные параметры, такие как средние координаты, площадь, средняя и максимальные интенсивности и пр. Из полученных значений формировался банк данных. Поскольку средний уровень поляризации имел циклические годовые вариации, выделение по признаку фиксированной пороговой интенсивности оказалось затруднено. Для этого на каждом изображении внутри радиуса  $r=0.9R$  вычислялось среднее поляризации  $I_{avr}$  и среднеквадратичное значение  $I_\sigma$  отклонения от среднего значения. В дальнейшем пороговая величина определялась для каждого дня как  $I_p=3I_\sigma \pm I_{avr}$  для положительной и отрицательной поляризации. Общее количество выделенных структур составило 20015. Использование характеристик выделенных областей позволило проводить выборку элементов различной площади и интенсивности.



**Рис. 2.** Распределение числа выделенных ярких элементов в поляризации с абсолютной интенсивностью не менее 200 единиц и площадью более 5000 мдп.



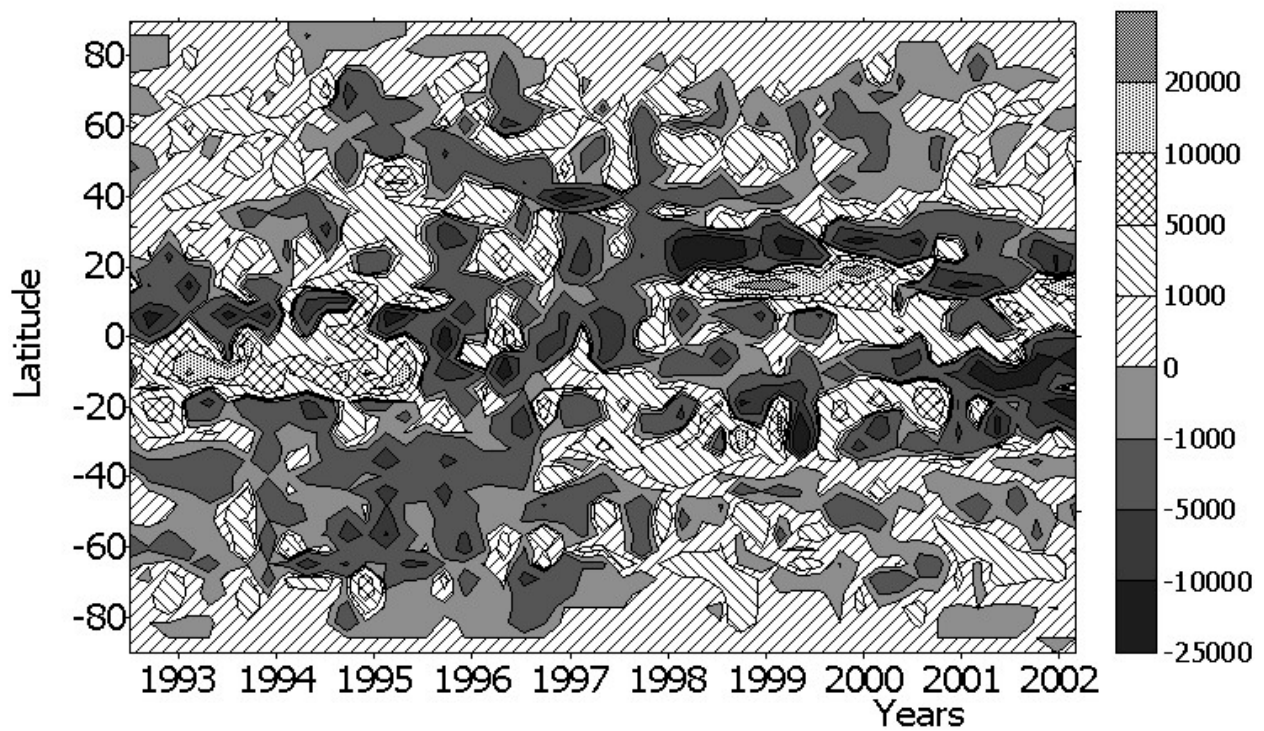
**Рис. 3.** Распределение суммы площадей ярких элементов с учетом знака поляризации.

На рис. 2. представлена широтно-временная диаграмма распределения количества выделенных элементов интенсивностью поляризации не менее 200 единиц и площадью не менее 5000 мдп. Можно отметить, что помимо зон, связанных с пятнообразованием прослеживаются продолжение “бабочек” в эпоху минимума активности до 1996 года. Поскольку выделенные области имели интенсивности круговой поляризации разного знака, их комбинация позволяла провести анализ распределения ярких областей различной полярности. Для этого можно использовать различные способы выборки такие как суммирование потока или анализ площадей элементов разной полярности. На рис. 3 представлена широтно-временная диаграмма, полученная при суммировании площадей всех выделенных элементов с учетом знака поляризации, при этом элементам приписывался знак той поляризации, которой они обладали. Можно отметить, что зональная структура распределения полярности охватывает все широты. В период 1992-1996 гг. северное полушарие имело преимущественно положительную полярность, а южное отрицательную. Смена знака поляризации на высоких широтах произошла в эпоху 1996-1997 гг. т.е. минимуме активности. В области существования в пятен зональная структура распределения поляризации имеет сложную картину. Можно отметить, что “крылья бабочки” активных областей разделяются на две половины разного знака поляризации в каждой полусфере. Так в период 1998-2000 гг. в северном полушарии линия раздела между отрицательной и положительной полярностью проходит на широте  $\sim 20^\circ$ . В южном полушарии отмечается антисимметричное распределение.

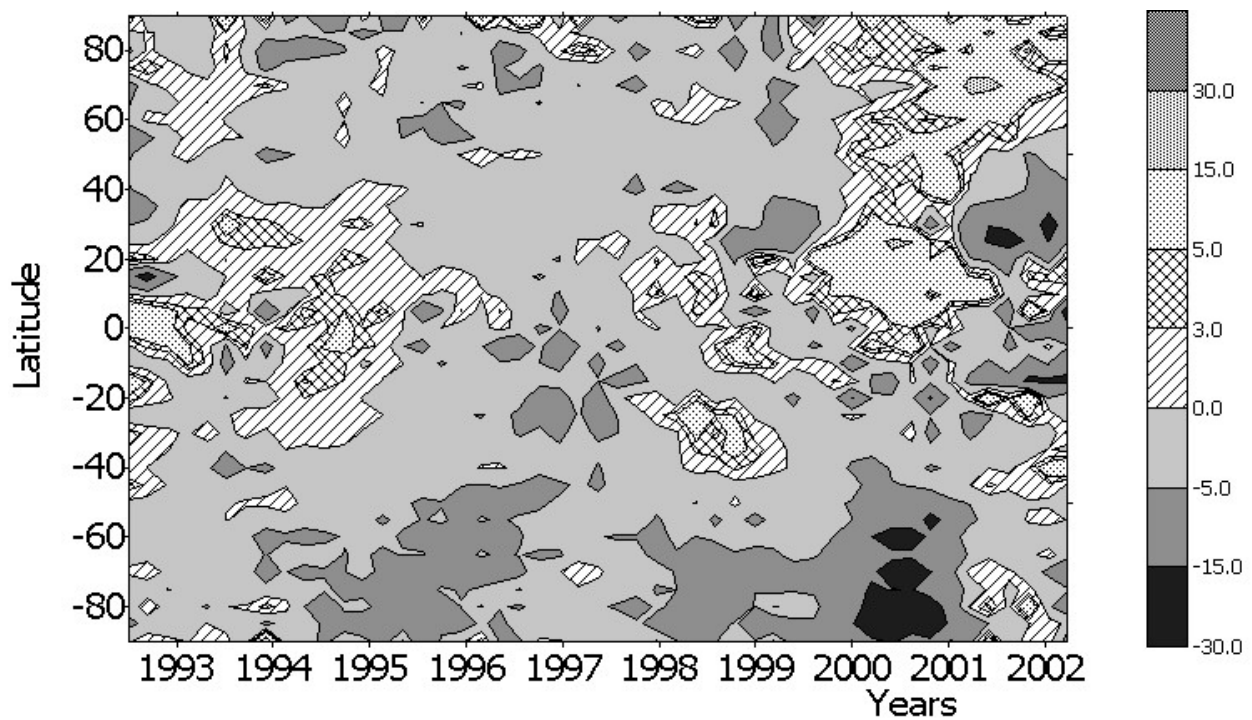
Выделение элементов с достаточно высокими значениями средней поляризации несколько изменяет картину зонального распределения полярности. На рис. 4. представлено широтно-временная диаграмма для элементов интенсивностью не менее 200 единиц и площадью не менее 500 мдп. В северном полушарии можно проследить волну отрицательной поляризации начинающуюся в 1995 году на широте  $\sim 60^\circ$  и переходящую в волну активности, связанную с активностью пятен. Также как и на рис.2 заметно линии раздела полярности, проходящие через середины областей распределения солнечных пятен.

### *2.3. Поляризация короны Солнца.*

Одним из возможных механизмов формирования поляризации в условиях слабого магнитного поля и больших углов вектора распространения радиоизлучения к вектору магнитного поля может быть взаимодействие радиоизлучения с плазмой солнечной короны. Для проверки этой гипотезы проводилось сканирование значений поляризации над лимбом Солнца в диапазоне высот  $1.02 \div 1.2 \cdot R$ . Шаг по полярному углу вдоль лимба составлял  $2^\circ$ . Такая процедура позволила провести



**Рис. 4.** Распределение усредненных сумм площадей ярких элементов с учетом знака поляризации для элементов интенсивностью не менее 200 единиц и площадью более 500 мдп.



**Рис. 5.** Распределение поляризации в короне на высоте  $r=1.02R$ . Поляризация восточного и западного лимбов просуммированы.

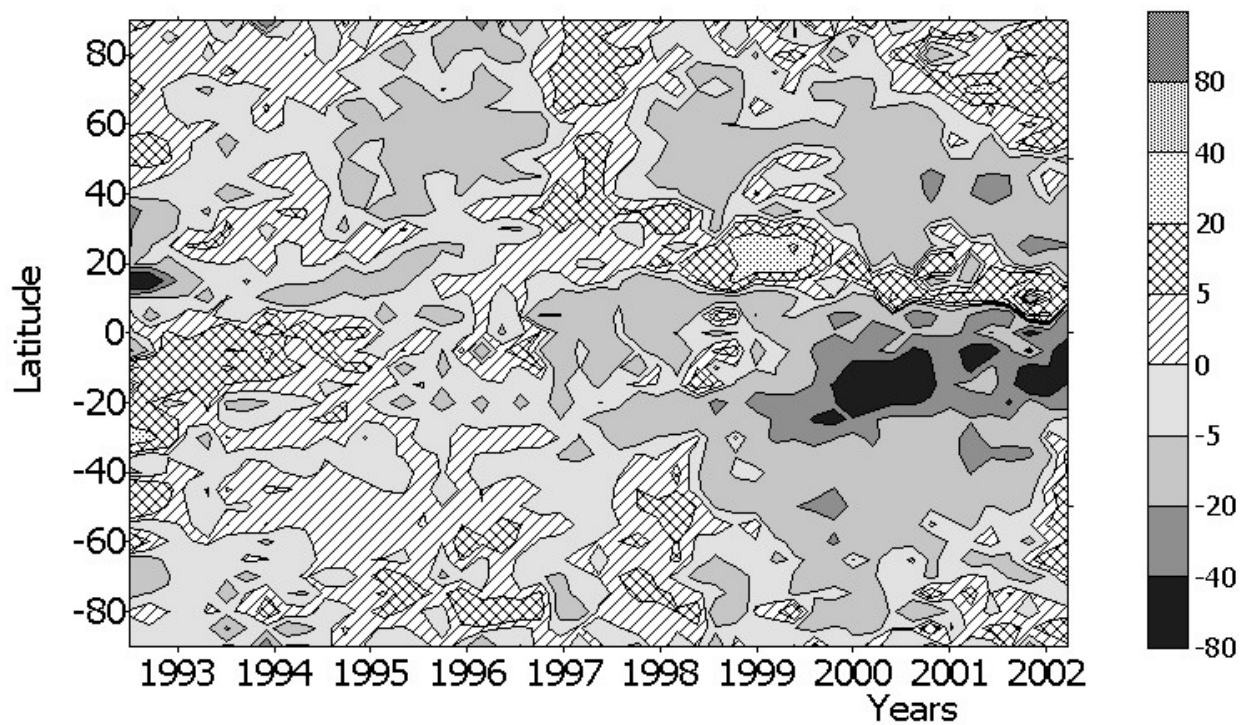


Рис. 6. Распределение поляризации в короне на высоте  $r=1.02R$ . Поляризация западного лимба вычиталась из значений поляризации для восточного лимба.

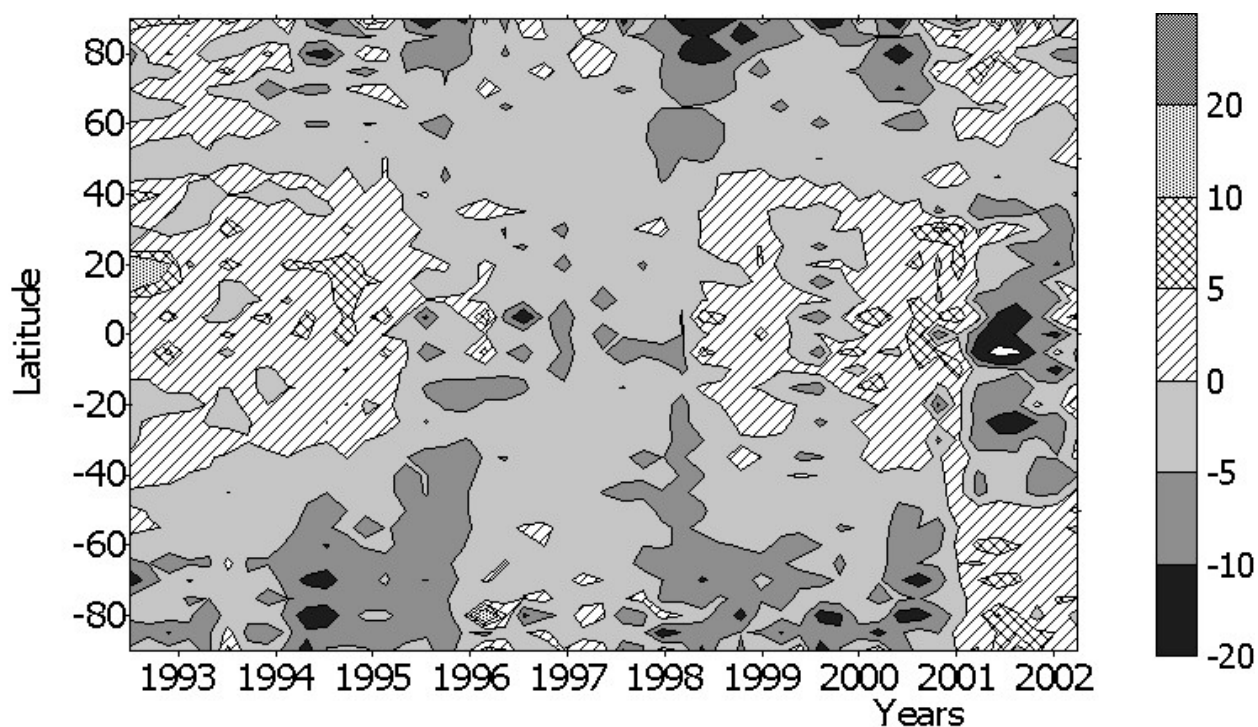


Рис. 7. Поляризации в короне на высоте  $r=1.2R$ . Поляризация восточного и западного лимбов суммированы.

анализ распределения знака поляризации в короне отдельно для восточного и западного лимба.

На рис. 5 представлено распределение поляризации для уровня высоты  $r=1.02 \cdot R$ . На данной диаграмме поляризация восточного и западного лимба просуммированы. В период минимума активности можно заметить, что поляризация для всех широт отрицательна. В области солнечных пятен ведущую роль в формировании поляризации вероятно, играют арочные структуры. Направление поля в арках различно для восточного и западного лимбов. Таким образом, вычитание значений поляризации над выходящими и заходящими группами активности может дать более структурную картину. Действительно на рис. 6 приведена широтно-временная диаграмма для разницы поляризации на высоте  $r=1.02R$ . В области пятнообразования прослеживаются волны униполярных областей поляризации.

На больших высотах в короне можно было ожидать отсутствие зонального распределения поляризации на длине волны  $\lambda=1.76$  см. Однако, проведенный анализ (рис.7) показывает, что поляризация небольшого уровня имеет место. Также как и для суммы поляризации на высоте  $r=1.02R$  на высотах  $r=1.2R$  в период минимума активности имеется область отрицательной поляризации на всех широтах от северного до южного полюса. Возможно, это связано с инструментальными эффектами, но также нельзя исключать дипольный характер глобального магнитного поля в период минимума активности.

### 3. Обсуждение

Проведенный анализ выявил структуру зонального распределения поляризации на длине волны  $\lambda=1.76$  см. Картина распределения по широте в области пятнообразования соответствует ожидаемой. В тоже время можно выделить и интересные особенности, связанные с тем, что в области пятнообразования цикл начинается 1-2 года раньше появления первых солнечных пятен. В области высоких широт и в период минимума активности выделяются волны, связанные вероятно с переполусовкой фоновых магнитных полей. В тоже время смена знака поляризации, выделенной на диске Солнца опережает на несколько лет переполусовку крупномасштабного магнитного поля.

Для зоны существования пятен существенны магнитотормозной и гиромангнитные механизмы формирования круговой поляризации. Для высоких широт и короны становятся важными эффекты распространения радиоизлучения через плазму короны, находящуюся в поперечной магнитном поле. Так, возможно, что поляризация короны связана с эффектами различного прохождения обыкновенной и необыкновенных

волн и отражает дипольный характер глобального магнитного поля Солнца в период минимума активности.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 00-02-16355 и 02-02-16548. Авторы благодарят Г.Б. Гельфрейха за полезные обсуждения результатов обработки.

## Литература

1. Shibasaki K., 1998, in Solar Phys. With Radio observ., NRO Report N 479, ed. Bastian T., Gopolswamy N and Shibasaki K., p.1.
2. Gelfreikh G.B., Makarov V.I., Tlatov A.G., RiehoKainen A., Shibasaki K., 2002, Astronomy and Astrophys, pap. I.
3. Gelfreikh G.B., Makarov V.I., Tlatov A.G., RiehoKainen A., Shibasaki K., 2002, Astronomy and Astrophys, pap. II.
4. Железняков В.В., 1963, Астр.Журн, т.15, с.15.
5. Железняков В.В., Злотник Е.Я.. 1977, Радиопизика, т. 20, N. 9, С. 1444.
6. Alissandrakis C.E., 1998, n Solar Phys. With Radio observ., NRO Report N 479, ed. Bastian T., Gopolswamy N and Shibasaki K., p.53.
7. Grebinskij A., Bogod V., Gelfreikh G., Urpo S., Pohiolainen S., Sibasaki K., 2000, Astron Astrophys. Suppl. Ser, v. 144, p.169.





## **ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ ЧАСТОТЫ ПОЛУДЕННОГО УМЕНЬШЕНИЯ ППШ, ОБУСЛОВЛЕННОГО СОЛНЕЧНЫМИ ПРОТОНАМИ**

**Ульев В.А.**

*Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт*

*(ААНИИ): sergec@aari.nw.ru*

Рассмотрены явления поглощения полярной шапки (ППШ) по материалам риометрических наблюдений на станции Диксон ( $\varphi = 73^{\circ} 30' N$ ,  $\lambda = 80^{\circ} 24'E$ ,  $\Phi' = 67.2^{\circ} N$ ) с 1966 – 1998гг. Выявлены эффекты полуденного уменьшения поглощения (так называемые эффекты «полуденного восстановления» - ПВ) во время ППШ, происшедших в условиях низкой и умеренной геомагнитной активности ( $K_p < 4_+$ ). Расчитана частота появления ПВ (mПВ) за каждый E и W – период - квазидвухлетней вариации (КДВ) направления стратосферного зонального ветра (СЗВ) на экваторе. Проанализированы данные о потоках протонов (ПП), уровне геомагнитной активности (ГА) и температуре верхней мезосферы ( $T_m$ ) за 1966 – 1998гг. Выявлены две долговременные тенденции изменения mПВ: (1) уменьшение mПВ в последние годы и (2) квазидвухлетняя вариация mПВ, при этом mПВ в E – периоды выше, чем в W – периоды. Предполагается, что эти тенденции обусловлены (1) снижением температуры верхней мезосферы, (2) повышением уровня геомагнитной активности и (3) квазидвухлетней вариацией спектра ПП.

The 1966 – 1998 riometers data of Dixon station ( $\varphi = 73^{\circ} 30' N$ ,  $\lambda = 80^{\circ} 24'E$ ,  $\Phi' = 67.2^{\circ} N$ ) were analysed in order to recognise the effects of midday recovery (MDR) of PCA's events, which occurred during low and moderate geomagnetic activity ( $K_p < 4_+$ ). It is calculated the frequency of MDR occurrence (mMDR) for everyone E and W –periods of quasi biennial oscillation (QBO) of the direction of the stratospheric zonal wind at equator. The 1966 – 1998 data of solar proton events, the geomagnetic activity and mesosphere temperature are analysed.

There are revealed two trends: (1) mMDR reduction last years and (2) QBO of mMDR with mMDR is greater at E-periods, than at W-periods. It is supposed, that these trends are caused (1) by temperature decrease at high mesosphere, (2) by geomagnetic activity increase and (3) QBO of solar protons spectra.

### **Введение**

После мощных солнечных вспышек в ионосферу высоких широт проникают заряженные частицы (Солнечные Космические Лучи – СКЛ), в основном потоки протонов (ПП), которые вызывают увеличение концентрации электронов. В результате повышения концентрации электронов возрастает поглощение радиоволн коротковолнового диапазона, которое может быть зарегистрировано наземными приборами -

риометрами (высокочувствительными одночастотными приемниками коротковолнового диапазона). Это явление называется поглощением типа полярной шапки (ППШ). Основной вклад в ППШ вносят потоки протонов с энергией  $E_p = 1 - 100$  МэВ, высыпавшиеся в мезосферу (или ионосферный слой D) на высотах 50 – 90 км. Во время некоторых ППШ на станциях, расположенных в авроральной зоне, в околополуденные часы происходит спад поглощения, называемый эффектом «полуденного восстановления» (ПВ). Эффект ПВ проявляется не в каждом явлении ППШ и не в каждый день ППШ. На рис. 1 представлены вариации поглощения ППШ 13 – 21 апреля 1969 г., зарегистрированные риометрами на станции остров Хейса ( $\varphi = 80^{\circ} 37' N$ ,  $\lambda = 58^{\circ} 03' E$ ,  $\Phi' = 73.8^{\circ} N$ ) (в центре полярной шапки) и станции Диксон ( $\varphi = 73^{\circ} 30' N$ ,  $\lambda = 80^{\circ} 24' E$ ,  $\Phi' = 67.2^{\circ} N$ ) (в авроральной зоне). Спады поглощения в околополуденные часы на ст. Диксон являются эффектами ПВ, тогда как на ст. о. Хейса таких спадов не наблюдается. К настоящему времени экспериментальные данные о ППШ охватывают период примерно в 3 цикла солнечной активности, что позволяет проанализировать долговременные тенденции изменения частоты проявления ПВ. С этой целью рассмотрены данные регистрации ППШ с ПВ и без ПВ за период с 1966 – 1998 гг. на ст. Диксон, расположенной в авроральном диапазоне высоких широт Северного полушария.



Рис. 1 Временной ход поглощения в период ППШ 12 – 18 апр. 1969 г.

[ • — ] ст. о. Хейса; [ ○ — ] ст. Диксон; [ ○ ---- ]; ст. Диксон, периоды ПВ

### Методические аспекты

Экспериментальной основой данной работы являются материалы обработки риометрических наблюдений на станции Диксон [1]. В результате обработки построены графики временного хода поглощения радиоволн на частоте 32 МГц в периоды ППШ и выявлены эффекты ПВ.

Долговременной характеристикой ПВ является частота проявления ПВ ( $m_{ПВ}$ ), которая рассчитывается следующим образом:

$$m_{\text{ПВ}} = n_{\text{ПВ}}/m \qquad m = n_{\text{ПВ}} + n_0$$

где  $n_{\text{ПВ}}$ ,  $n_0$  - количество дней ППШ соответственно с ПВ и без ПВ за определённый период.

Для анализа отбирались дни ППШ, во время которых (1) ионосфера над ст. Диксон была полностью освещена не менее 8 часов ( т.е. дни явлений ППШ, происшедших в местный весенне-летне-осенний период ), (2) поглощение было более 1.5 дБ и (3) уровень геомагнитной активности (ГА) не превышал  $K_p = 4_+$  . При таких условиях возможно уверенно идентифицировать и достаточно точно снять значения параметров ПВ.

Частота проявления ПВ рассчитывалась за каждый E и W – периоды в течение 1966 – 1998гг. Эти периоды являются фазами квазидвухлетней вариации (КДВ) изменения направления стратосферного зонального ветра (СЗВ) вблизи экватора. Разделение указанного временного интервала на E и W – периоды произведено согласно [2].

Для анализа долговременных трендов  $m_{\text{ПВ}}$  привлечены данные об уровне ГА, спектре ПП и температуре верхней мезосферы ( $T_M$ ). Появление ПВ обусловлено суточной вариацией жёсткости геомагнитного обрезания (СВЖГО) спектра ионизирующего потока [3]. В свою очередь значения СВЖГО зависят от уровня ГА. В качестве показателя уровня ГА использовался индекс  $K_p$ , значения которого выбирались из бюллетеней IUGG [4].

Амплитуда ПВ зависит от соотношения интенсивности низкоэнергичной и высокоэнергичной частей спектра ПП (соответственно  $\text{ПП}_{\text{НЭ}}$  и  $\text{ПП}_{\text{ВЭ}}$  ) [5,6]. Характеристикой этого соотношения является показатель степенной функции ( $\gamma$  ), аппроксимирующей интенсивность  $\text{ПП}_{\text{НЭ}}$  и  $\text{ПП}_{\text{ВЭ}}$  в диапазоне энергий

$E_p = 1 - 100$  МэВ. Величины  $\gamma$  рассчитывались исходя из данных о параметрах ПП, опубликованных в сборниках Solar – Geophysical Data и в трёх каталогах солнечных протонных событий (СПС) [7,8,9,10].

Значения  $\gamma$  и  $K_p$  рассчитывались и выбирались один раз в каждый из отобранных дней ППШ примерно для момента 08 UT, когда на ст. Диксон обычно регистрируется наибольший спад поглощения или минимум ПВ. Рассчитывались усреднённые величины  $\gamma$  и  $K_p$  за каждый E и W – периоды по следующим формулам:

$$\gamma_{\text{ср}} = \Sigma \gamma / m \qquad K_{p\text{ср}} = \Sigma K_p / m$$

где  $\Sigma \gamma$ ,  $\Sigma K_p$  - сумма значений  $\gamma$  и  $K_p$  в каждый из отобранных дней ППШ с ПВ и без ПВ за рассматриваемый период;

$m$  - общее количество дней ППШ за рассматриваемый период.

Температура мезосферы ( $T_M$ ) влияет на скорость рекомбинационных процессов ( $\alpha$ ) в Д - слое ионосферы (в мезосфере). Если изменение  $T_M$  не

одинаково в верхней ( $h \geq 65\text{км}$ ) и нижней ( $h < 65\text{км}$ ) мезосфере, то  $\alpha$  меняется не одинаково в верхней и нижней мезосфере, что в свою очередь влияет на вклад  $\text{ПП}_{\text{НЭ}}$  и  $\text{ПП}_{\text{ВЭ}}$  в поглощение, а следовательно на амплитуду ПВ.

Экспериментальные значения  $T_M$  взяты из работы [11], в которой приведены результаты обработки измерений температуры атмосферы, полученные во время регулярных ракетных запусков на высокоширотной станции о.Хейса в течение 1966 – 1993гг. В данной работе использовались усреднённые за год значения  $T_M$  на высоте около 70км (верхняя мезосфера), которые рассматривались как ориентировочные значения температуры над ст.Диксон.

### Анализ экспериментальных данных

На рис. 2 представлен временной ход значений  $\text{rnПВ}$ ,  $\gamma_{\text{ср}}$ ,  $K_{\text{рср}}$ , усреднённых за каждый E и W – периоды в течение 1966- 1998гг. и временной ход значений  $T_M$  (из работы [11]), усреднённых за каждый год течение 1966- 1993гг. Проведены линии прямолинейной регрессии для данных  $\text{rnПВ}$ . Значения в E и W – периоды обозначены соответственно незаштрихованным и заштрихованными кружками. Исходя из рис.2 можно отметить (1) тенденцию уменьшения  $\text{rnПВ}$  в последние годы, при этом в E-периоды скорость убывания меньше, чем в W – периоды; и (2) тенденцию квазидвухлетней периодичности изменения (или квазидвухлетней вариации - КДВ) значений  $\text{rnПВ}$ , при этом  $\text{rnПВ}$  в E – периоды КДВ выше, чем в W – периоды.

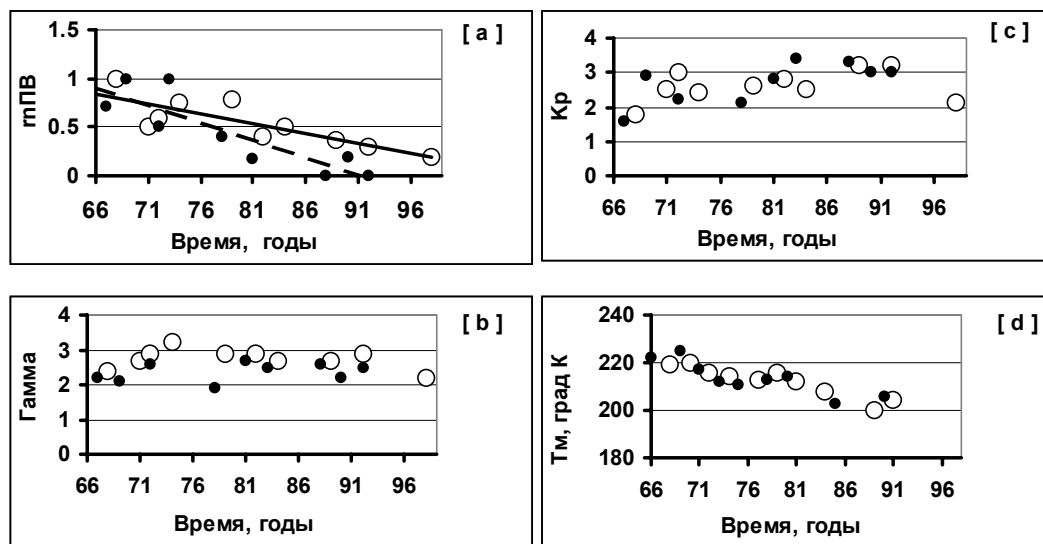
Временной ход  $\gamma_{\text{ср}}$ ,  $K_{\text{рср}}$  и  $T_M$  (рис. 2 b,c,d) имеет следующие особенности :

- (1) долговременный тренд значений  $\gamma_{\text{ср}}$  отсутствует, однако проявляется КДВ; при этом в E – периоды спектр ПП мягче, чем в W – периоды ( $\gamma_{\text{ср E}} > \gamma_{\text{ср W}}$ ); в целом за сумму E и W – периодов  $\Delta\gamma_{\text{ср}} = \gamma_{\text{ср E}} - \gamma_{\text{ср W}} = 0.4$ ;
- (2) значения  $K_{\text{рср}}$  возрастают ( за исключением значения в 1998г.), при этом скорость возрастания одинакова как в E, так и в W – периоды;
- (3) значения  $T_M$  уменьшаются, при этом отсутствует КДВ.

Отмеченные выше тенденции изменения  $\text{rnПВ}$  можно объяснить влиянием ГА, спектра ПП и  $T_M$  на амплитуду ПВ, а следовательно и на частоту проявления ПВ.

Понижение  $\text{rnПВ}$ . (1) На рис.2(с) видно, что  $K_{\text{р}}$  в последние годы несколько возрастает, т.е. явления ПППШ происходили в последние годы на фоне более высокого уровня ГА ( за исключением 1998г.). При повышении уровня ГА амплитуда СВЖГО уменьшается, что в свою очередь вызывает уменьшение амплитуды ПВ. (2) Как видно из рис. 2(d) в мезосфере происходило устойчивое понижение температуры, при этом скорость уменьшения  $T_M$  в верхней мезосфере составляет около - 1.1

К/год, что примерно в 5 раз выше, чем в нижней мезосфере на высоте 50 км [11]. Существенное понижение температуры в верхней мезосфере вызывает возрастание скорости рекомбинации положительных ионов с электронами, уменьшение электронной концентрации в верхней мезосфере, понижение относительного вклада в общее поглощение  $\text{ПП}_{\text{H}\alpha}$ , а следовательно уменьшение амплитуды ПВ.



**Рис.2.** Временные вариации  $m\text{PB}$  [a], Гамма [b],  $K_p$  [c] и  $T_m$  [d]  
 [  $\circ$  — ] - E - период  
 [  $\bullet$  - - - ] - W - период

КДВ значений  $m\text{PB}$ . (1) Из рис. (b) видно, что временной ход  $\gamma_{\text{cp}}$  не имеет долговременной тенденции повышения или понижения, однако просматривается квазидвухлетняя вариация значений  $\gamma_{\text{cp}}$ , при этом в E-периоды  $\gamma_{\text{cp}}$  выше (спектр мягче), чем в W-периоды. Это означает, что относительное количество  $\text{ПП}_{\text{H}\alpha}$  в E-периоды выше, чем в W-периоды, а следовательно амплитуда ПВ должна быть выше в E-периоды, чем в W-периоды. (2) Из приведённых данных на рис.2(d) видно, что КДВ значений  $T_m$  отсутствует. Возможно это связано с тем, что усреднение  $T_m$  проводилось по годам, а не по E- W-периодам. Однако авторы работы [11] указывают на то, что в первичных данных  $T_m$  есть квазидвухлетние периоды. В этом случае различие  $T_m$  в E- W-периоды может привести к различию амплитуды ПВ и соответственно  $m\text{PB}$ .

(3) КДВ наблюдается во многих атмосферных процессах на высоких широтах и в частности в распространении внутренних атмосферных волн (ВВВ) из нижних слоёв атмосферы в стратосферу и мезосферу. Эти волны вызывают изменение нейтрального состава мезосферы, что может привести к изменению скорости рекомбинационных процессов [12], а следовательно амплитуды ПВ и соответственно  $m\text{PB}$ .

## Выводы

Основные выводы из проведённого анализа заключаются в следующем:

- 1) частота появления ПВ на ст. Диксон уменьшается, что обусловлено понижением температуры верхней мезосферы в последние годы и некоторым повышением уровня ГА;
- 2) частота проявления ПВ имеет квазидвухлетнюю вариацию, при этом  $mPV$  выше в E-периоды, чем в W-периоды КДВ, что обусловлено более мягким спектром ПП в E-периоды, чем в W-периоды и возможно КДВ температуры и состава мезосферы.

Полученные результаты показывают, что для правильной интерпретации долговременных тенденций проявления эффекта ПВ необходимо анализировать не только спектр ПП и уровень ГА, как это было принято в предыдущих работах [3,5,6,13], но и состояние мезосферы (температуру и состав) и учитывать фазу КДВ.

## Литература

1. Таблицы обработки риометрических наблюдений на станции Диксон. Фонды ААНИИ, 1966 – 1998 гг. СПб.
2. Todd Mitchell JISAO data 2000.
3. Leinbach H. Midday recoveries of Polar Cap Absorption JGR, 1967, v72, № 21, p. 32 – 54.
4. IUGG: Association of Geomagnetism and Aeronomy (International Service of Geomagnetic Indices) Ed. GeoForschungsZentrum Potsdam. F.R.Germany.
5. Ульев В.А. Связь между появлением эффекта полуденного восстановления во время ППШ и гелиодолготой вспышки. Л., Гидрометиздат, Труды ААНИИ, 1978, т.350, с.73 – 80.
6. Uljev V.A., Shirochkov A.V., Moskvina I.V. and Hargreaves J.K. Midday recovery of the PCA 19 – 21 March 1990: a case study. JATPH, 1995, v.57, № 8, p.905 – 915.
7. Каталог солнечных протонных событий 1970 – 1979 гг. Отв. ред. Логачёв Ю.И. М. 1983 г.
8. Солнечные протонные события. Каталог. 1980 – 1986 гг. Отв. ред. Логачёв Ю.И. М. 1990 г.
9. Catalogue of Solar Proton Events 1987 – 1996 Edited by Yu.I. Logachev. Moscow University Press, 1998.
10. Solar-Geophysical Data. NOAA. USA Department of Commerce.
11. Гивишвили Г.В. и др. Многолетние тренды некоторых характеристик земной атмосферы. Результаты измерений. Известия АН. Физика Атмосферы и Океана 1996, том 32, № 3, с.329 – 339.
12. Данилов А.Д. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л., 1987, 352 с.
13. Дриацкий В.М. Природа аномального поглощения космического радиоизлучения в нижней ионосфере высоких широт. Л., Гидрометиздат, 1974, 223 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Абдусаматов Х.И., Сивяков И.Н.</i> Автоматизированное определение радиуса изображения солнечного диска.....	3
<i>Абдусаматов Х.И.</i> О вариациях радиуса и светимости Солнца.....	13
<i>Алексеева И.В., Ким И.С., Селезнев Д.А.</i> Магнитное поле спокойного протуберанца 11 августа 1999 г. ....	19
<i>Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю.</i> Квазидвухлетние вариации в N-S асимметрии солнечной активности .....	27
<i>Беневоленская Е.Е.</i> Импульсы корональной активности .....	39
<i>Биленко И.А.</i> Изменения структуры фотосферных магнитных полей и смена знака магнитного поля Солнца .....	51
<i>Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh.</i> About microwave emission of flare-productive active regions .....	63
<i>Вальчук Т.Е., Кононова Н.К., Мальнева И.В., Чернавская М.М.</i> Солнечная активность, циркуляция атмосферы и проявления опасных природных процессов – селей и оползней .....	71
<i>Вальчук Т.Е., Могилевский Э.И., Одинцов В.И.</i> Фрактальная структура солнечного ветра в минимуме (1996 г.) и максимуме (2000 г., 2002 г.) 23 солнечного цикла .....	83
<i>Васильева В.В.</i> Мелкомасштабная структура активных долгот.....	95
<i>Васильева В.В., Тлатов А.Г.</i> Изменение периодов вращения секторной структуры ММП .....	101
<i>Вернова Е.С., Мурсула К., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</i> Северо-южная асимметрия в долготном распределении солнечной активности .....	107
<i>Веселовский И.С., Панасенко О.</i> Об энергетике солнечных циклов..	119
<i>Гельфрейх Г.Б., Гольдварг Т.Б., Копылова Ю.Г., Наговицын Ю.А., Цап Ю.Т., Цветков Л.И.</i> Вариации микроволнового и дециметрового излучения в активных областях солнечной атмосферы .....	127
<i>Гельфрейх Г.Б., Макаров В.И., Тлатов А.Г.</i> Вращение атмосферы Солнца по данным радиогелиографа Нобеяма в 23-м цикле активности .....	133

<i>Гельфрейх Г.Б., Наговицын Ю.А.</i> Исследование квазипериодических колебаний в активных областях Солнца по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма .....	137
<i>Гецелев И.В., Охлопков В.П., Чучков Е.А.</i> Солнечные протонные события после смены знака магнитного поля Солнца .....	143
<i>Гольдварг Т.Б., Наговицын Ю.А., Соловьев А.А.</i> Периодические режимы энерговыделения активных областей Солнца .....	149
<i>Гриб С.А.</i> Особенности поведения крупномасштабных ударных волн в анизотропной гелиосферной плазме .....	159
<i>Гусева С.А., Фатьянов М.П.</i> Морфология корональных лучей на спаде активности (SOHO/LASCO, 2002 год) .....	171
<i>Давыдова Е.И., Давыдов В.В.</i> Вековой цикл и проблема глобального потепления .....	177
<i>Дергачев В.А.</i> Солнечная активность и климат: ~200-летний цикл ...	183
<i>Иванов В.Г., Милецкий Е.В.</i> Представление индексов солнечной активности и космической погоды с помощью мод крупномасштабного магнитного поля Солнца .....	195
<i>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</i> Циклическая эволюция зеленой короны в линии Fe XIV 5303Å .....	203
<i>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</i> Эволюция и смена знака полярности крупномасштабного магнитного поля на разных долготах Солнца ...	213
<i>Callebaut D.K., Makarov V.I., Tlatov A.G.</i> Deep minimum activity of the Sun and small ice age coming now, followed by drastic heat .....	221
<i>Кандрашов Э.В., Никифоров В.Г.</i> Карты населенности уровня $2^3s$ He I $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ в хромосфере Солнца .....	229
<i>Касинский В.В., Сотникова Р.Т.</i> Вариации параметров энергетического спектра рентгеновских вспышек Солнца в трех циклах активности (1972-2000 гг.) .....	237
<i>Ким Гун-Дер, Макаров В.И., Тлатов А.Г.</i> Сравнительный анализ свойств протуберанцев в оптическом и радиодиапазонах .....	249
<i>Козлов В.И., Козлов В.В., Марков В.В.</i> Волна переполюсовки магнитного поля Солнца в индексе мерцаний космических лучей .....	255
<i>Koudriavtsev I., Kocharov G., Ogurtsov M., Jungner H.</i> On the long-term modulation of galactic cosmic rays in a heliosphere on the basis of the data on cosmogenic isotope abundance in natural archives .....	267



<i>Kuzanyan K.M., Lamburt V.G., Zhang H., Bao Sh.</i> Observational tracers of the spatial structure of alpha-effect in the solar convection zone	275
<i>Кулагин Е.С., Куприянов В.В.</i> Крупномасштабные структуры повышенной яркости на диске Солнца в ядре линии HeI 10830Å по наблюдениям с узкополосным фильтром	283
<i>Лейко У.М.</i> Магнитное поле Солнца как звезды: вариации модуля и знака	287
<i>Лившиц И.М., Лившиц М.А.</i> Рентгеновские вспышки на поздних субгигантах и на Солнце как результат эволюции крупномасштабных магнитных полей	295
<i>Макаров В.И., Макарова В.В.</i> Активность 23-го полярного цикла Солнца	305
<i>Макаров В.И., Тлатов А.Г.</i> Полярная и низкоширотная активность Солнца по данным наблюдений в линии K-CaII в период 1907-2000	311
<i>Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K.</i> Sunspot area concerning the area of polar caps of the Sun during 1880-2000	319
<i>Makarov V.I., Tlatov A.G., Sivaraman K.R.</i> Duration of polar activity cycles and their relation to sunspot activity	321
<i>Makarov V.I., Tlatov A.G., Sivaraman K.R.</i> New evidence for the early commencement of the polar activity cycle	335
<i>Макаров В.И., Филиппов Б.П.</i> Двойное уменьшение высоты полярного кольца протуберанцев в период смены знака магнитного поля и полярные кольцевые токи на Солнце	337
<i>Милецкий Е.В., Иванов В.Г.</i> Реконструкция основных характеристик крупномасштабного магнитного поля Солнца в 20-м веке	351
<i>Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Зуевич Ф.И.</i> Закономерности вариаций плотности потока радона и солнечная активность	361
<i>Мордвинов А.В., Кичатинов Л.Л.</i> Активные долготы и северо-южная асимметрия активности Солнца как проявления реликтового магнитного поля	369
<i>Morozova A.L., Denisov E.V., Arkhipov S.N., Pudovkin M.I.</i> Variations of altitudinal profiles of temperature, pressure, and wind velocity during Forbush-decreases for high-latitude stations	381
<i>Наговицын Ю.А.</i> Об «Истории» солнечной активности на большой временной шкале	389

<i>Наговицын Ю.А.</i> О связи индекса геомагнитной активности <i>aa</i> с характеристиками солнечной активности (метод кратномасштабных регрессий) .....	397
<i>Наговицын Ю.А., Иванова К.Г.</i> Метод кратномасштабных регрессий: радиоуглерод и числа Вольфа в прошлом .....	403
<i>Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В.</i> Среднегодовые значения напряженностей магнитных полей солнечных пятен в 1956-1974 гг. ....	407
<i>Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.</i> Меридиональный дрейф крупномасштабных магнитных полей на Солнце .....	413
<i>Огурцов М.Г., Кочаров Г.Е., Юнгнер Х., Линдхольм М., Эронен М., Наговицын Ю.А.</i> О возможной связи вековых вариаций климата северной Фенноскандии с соответствующими колебаниями химического состава верхней атмосферы .....	425
<i>Огурцов М.Г., Кочаров Г.Е., Юнгнер Х., Линдхольм М., Эронен М., Наговицын Ю.А.</i> Солнечная активность, космические лучи и вековые колебания климата .....	433
<i>Осокин А.Р., Лившиц М.А., Чернетский В.А.</i> О взаимосвязи явлений различных масштабов в солнечных вспышках .....	447
<i>Подгорный И.М., Подгорный А.И.</i> Электродинамическая модель вспышки и генерация коронального выброса массы .....	459
<i>Podgorny A.I., Podgorny I.M.</i> The possibility of solar flare and CME prediction from photospheric magnetic field measurements .....	465
<i>Понявин Д.И.</i> Квазимонопольное поведение магнитного поля Солнца видимого как звезда .....	477
<i>Попов В.В., Ким И.С., Струля И.Л.</i> О возможности мониторинга магнитных полей спокойных протуберанцев .....	485
<i>Порфирьева Г.А., Якунина Г.В.</i> Движение плазмы в солнечных вспышках по спектральным наблюдениям в рентгеновском диапазоне длин волн .....	491
<i>Сарычев А.П., Рощина Е.М.</i> Циклические изменения светимости Солнца, обусловленные пятнами и факелами .....	501
<i>Стоянова М.Н.</i> Устойчивость структур, образуемых яркими крупномасштабными поярчаниями в приполярных зонах .....	507
<i>Тлатов А.Г.</i> Вариации вращения Солнца в период 1907-1990 гг. ....	511

<i>Глатов А.Г.</i> Движения мелкомасштабных элементов фотосферы по данным MDI .....	517
<i>Глатов А.Г.</i> Крутильные колебания и волны активности мелкомасштабных магнитных элементов Солнца .....	525
<i>Глатов А.Г., Макаров В.И.</i> Особенности распределения плотности короны на высотах $1.15 \div 2.0R$ по данным коронографа MARK-3 .....	531
<i>Глатов А.Г., Макаров В.И., Sivaraman K.R.</i> Формирование зональной структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца ...	539
<i>Глатов А.Г., Тавастшерна К.С.</i> Создание банка данных и сравнительный анализ свойств корональных дыр .....	549
<i>Глатов А.Г., Шрамко А.Д.</i> Поляризация радиоизлучения и фоновые магнитные поля в период 1992-2002 гг. ....	559
<i>Ульев В.А.</i> Долговременные тренды частоты полуденного уменьшения ППШ, обусловленного солнечными протонами .....	569

## СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3,13  
*Алексеева И.В.* 19  
*Архипов С.Н.* 381  
*Бадалян О.Г.* 27  
*Вао Sh.* 275  
*Баранов Д.Г.* 107  
*Беневоленская Е.Е.* 39  
*Биленко И.А.* 51  
*Богод В.М.* 63  
*Вальчук Т.Е.* 71, 83  
*Васильева В.В.* 95, 101  
*Вернова Е.С.* 107  
*Веселовский И.С.* 119  
*Гельфрейх Г.Б.* 127, 133, 137  
*Гецелев И.В.* 143  
*Гольдварг Т.Б.* 127, 149  
*Гриб С.А.* 159  
*Гусева С.А.* 171  
*Давыдов В.В.* 177  
*Давыдова Е.И.* 177  
*Денисов Е.В.* 381  
*Дергачев В.А.* 183  
*Зуевич Ф.И.* 361  
*Иванов В.Г.* 195, 203, 213, 351  
*Иванова К.Г.* 403  
*Callebaut D.K.* 221, 319  
*Ихсанов Р.Н.* 203, 213  
*Кандрашов Э.В.* 229  
*Касинский В.В.* 237  
*Ким Гун-Дер* 249  
*Ким И.С.* 19, 485  
*Кичатинов Л.Л.* 369  
*Козлов В.В.* 255  
*Козлов В.И.* 255  
*Кононова Н.К.* 71  
*Копылова Ю.Г.* 127  
*Кочаров Г.Е.* 267, 425, 433  
*Кудрявцев И.* 267  
*Кузанын К.М.* 275  
*Кулагин Е.С.* 283  
*Куприянов В.В.* 283  
*Lamburt V.G.* 275  
*Лейко У.М.* 287  
*Лившиц И.М.* 295  
*Лившиц М.А.* 295, 447  
*Линдхольм М.* 425, 433  
*Макаров В.И.* 133, 221, 249, 305, 311, 319, 321, 335, 337, 531, 539  
*Макарова В.В.* 305  
*Мальнева И.В.* 71  
*Марков В.В.* 255  
*Милецкий Е.В.* 195, 351, 361, 407  
*Могилевский Э.И.* 83  
*Мордвинов А.В.* 369  
*Морозова А.Л.* 381  
*Мурсула К.* 107  
*Наговицын Ю.А.* 127, 137, 149, 361, 389, 397, 403, 407, 425, 433  
*Никифоров В.Г.* 229  
*Обридко В.Н.* 27, 413  
*Огурцов М.Г.* 267, 425, 433  
*Одинцов В.И.* 83  
*Осокин А.Р.* 447  
*Охлопков В.П.* 143  
*Панасенко О.* 119  
*Подгорный А.И.* 459, 465  
*Подгорный И.М.* 459, 465  
*Понявин Д.И.* 477  
*Попов В.В.* 485  
*Порфирьева Г.А.* 491  
*Пудовкин М.И.* 381  
*Рощина Е.М.* 501  
*Рыбак Я.* 27  
*Сарычев А.П.* 501  
*Селезнев Д.А.* 19  
*Sivaraman K.R.* 321, 335, 515  
*Сивяков И.Н.* 3  
*Сикора Ю.* 27  
*Соловьев А.А.* 149  
*Сотникова Р.Т.* 237  
*Стойнова М.Н.* 507  
*Струля И.Л.* 485  
*Тавастшерна К.С.* 549  
*Тлатов А.Г.* 101, 133, 221, 249, 311, 319, 321, 335, 511, 517, 525, 531, 539, 549, 559  
*Тохчукова С.Х.* 63  
*Тясто М.И.* 107

*Ульев В.А.* 569  
*Фатьянов М.П.* 171  
*Филиппов Б.П.* 337  
*Цап Ю.Т.* 127  
*Цветков Л.И.* 127  
*Чернавская М.М.* 71  
*Чернетский В.А.* 447  
*Чучков Е.А.* 143  
*Шельтинг Б.Д.* 413  
*Шрамко А.Д.* 559  
*Эронен М.* 425, 433  
*Юнгнер Х.* 267, 425, 433  
*Якунина Г.В.* 491  
*Zhang Н.* 275