

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория  
Российской академии наук

На правах рукописи

**Березин Иван Александрович**

**ПРОГНОЗ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ  
НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА**

Специальность 1.3.1. «Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Тлатов Андрей Георгиевич

Санкт-Петербург – 2023

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Наблюдение магнитных полей на Солнце.....	16
1.1.  Магнитные поля на Солнце .....	16
1.2.  Формирование фраунгоферовых линий в фотосфере Солнца .....	17
1.3.  Эффект Зеемана.....	19
1.4.  Зеемановские измерения .....	23
1.4.1.  Измерения I-параметра Стокса.....	23
1.4.2.  Измерения продольной и поперечной компонент магнитного поля .....	24
1.4.3.  Солнечный Телескоп Оперативных Прогнозов.....	26
1.4.4.  Инструментальная поляризация.....	29
1.5.  Существующие длительные ряды магнитографических наблюдений полного диска Солнца .....	31
1.6.  Интерпретация зеемановских измерений.....	32
1.6.1.  Уравнение переноса излучения и инверсия профилей Стокса .....	33
1.6.2.  Приближение сильного поля .....	35
1.6.3.  Приближение слабого поля.....	35
1.6.4.  Метод отношения линий .....	37
1.7.  Восстановление крупномасштабного магнитного поля методом аппроксимации I-профилей Стокса.....	38
Глава 2. Моделирование магнитного поля и рекуррентных потоков солнечного ветра в гелиосфере .....	46
2.1.  Синоптические карты крупномасштабного магнитного поля.....	46
2.1.1.  Формирование синоптических карт.....	46
2.1.2.  Проблема заполнения полюсов и полярной коррекции.....	49
2.2.  Модели солнечной короны .....	50
2.3.  Моделирование магнитного поля внутренней короны в радиально расширяющемся солнечном ветре.....	52
2.4.  Модель WSA.....	57
2.4.1.  Связь между расширением магнитных трубок и скоростью солнечного ветра .....	57
2.4.2.  Недостатки модели WSA .....	60
2.5.  Распространение солнечного ветра в гелиосфере .....	61

2.5.1. Баллистическая модель .....	61
2.5.2. Модели магнитной гидродинамики .....	62
2.5.3. Модель HUX.....	63
2.6. Геометрия короны и скорость солнечного ветра.....	64
2.6.1. Крупномасштабное магнитное поле по данным разных обсерваторий .	64
2.6.2. Корреляция скорости солнечного ветра с параметрами магнитного поля .....	67
2.6.3. Моделирование скорости солнечного ветра без учёта коэффициента расширения магнитных трубок.....	75
2.6.4. Моделирование скорости солнечного ветра на основе непотенциальной модели короны.....	79
Глава 3. Регистрация корональных выбросов массы по данным наземных наблюдений.....	83
3.1. Патрульные хромосферные телескопы-спектрогелиографы.....	85
3.2. Восстановления поля доплеровских скоростей спокойной хромосферы в линии $H\alpha$ .....	88
3.3. Восстановления поля доплеровских скоростей солнечных волокон .....	91
3.4. Определение начального ускорения корональных выбросов по данным наземных наблюдений.....	93
3.5. Предвестники эрупции волокон .....	100
3.6. Связь скорости эруптивных волокон с магнитным полем в нижней короне .....	101
3.7. Распространение корональных выбросов в гелиосфере .....	103
Заключение .....	106
Литература .....	108

## Введение

Солнечный ветер (СВ) представляет собой плазму с вмороженным магнитным полем, потоки которой заполняют межпланетное пространство и формируют гелиосферу, простирающуюся до границ Солнечной системы. СВ непрерывно истекает из солнечной короны со скоростью 300 – 800 км/с и состоит из двух основных компонент: спокойный или квазистационарный ветер и корональные выбросы массы (КВМ). Спокойный СВ формируется под действием глобального магнитного поля Солнца в корональных дырах (КД) – областях на фотосфере с открытой конфигурацией поля. Спокойный ветер распространяется в радиальном направлении, и, за счёт вращения Солнца, формирует в гелиосфере спиральную структуру магнитного поля, известную как «Спираль Паркера» [85]. КВМ являются возмущениями вспышечного характера и представляют собой спорадические выбросы ускоренной плазмы, которая взаимодействует со спокойным СВ, что приводит к её ускорению или замедлению. Чаще всего эти выбросы наблюдаются в максимуме солнечной активности. Несмотря на то, что невозмущённый ветер называется «спокойным», даже в периоды минимума солнечной активности и в отсутствие КВМ скорость СВ может достигать 700 км/с и выше. Время жизни источников спокойного СВ – КД – составляет порядка недель и месяцев. Поэтому до Земли может доходить поток из одной и той же КД несколько раз подряд с периодичностью кэррингтоновского вращения Солнца (~27 суток). Из-за чего спокойный СВ часто также называют рекуррентным.

Механизмы формирования спокойного СВ до сих пор доподлинно не известны. Существуют свидетельства в пользу того, что источниками медленной составляющей невозмущённого СВ могут являться края активных областей [100, 27]. Последние результаты космического зонда «Паркер» (Parker Solar Probe) показали, что в пространственном распределении ветра, истекающего из КД, присутствуют мелкомасштабные особенности (switchbacks) – инверсии полярности радиальной компоненты поля, взаимосвязанные с относительно более быстрыми потоками плазмы [16]. Масштаб этих особенностей соответствует масштабам супергрануляции, то есть, возможно, источники СВ в КД связаны с хромосферной сеткой и представляют собой спикулы, располагающиеся на границах супергрануляционных ячеек [58].

СВ является очень важной, но не единственной составляющей солнечно-земных связей, которые формируют космическую погоду. Потоки солнечного излучения в

экстремальном ультрафиолетовом диапазоне и радиовсплески, вызванные вспышками, оказывают влияние на ионосферу. Возмущения в ионосфере влияют на сопротивление атмосферы искусственным спутникам Земли, на затухание их орбиты, системы космической навигации и даже могут приводить к потере космических аппаратов. Мощное рентгеновское излучение ухудшает или блокирует высокочастотные радиоволны, используемые для радиосвязи. Если говорить о СВ, помимо того, что высокоэнергетические частицы напрямую повреждают бортовую электронику спутников, они также приводят к возмущениям геомагнитного поля. Известно, что скорость СВ на земной орбите сильно коррелирует с планетарным индексом геомагнитной активности – Кр-индексом [114]. Кроме скорости СВ, важны также характеристики магнитного поля, которое приносит к нам СВ, в первую очередь, z-компонента, ориентированная перпендикулярно плоскости эклиптики. Скорость СВ и z-компонента межпланетного магнитного поля на орбите Земли практически полностью определяют интенсивность магнитных бурь. При этом более геоэффективным оказывается магнитное поле с z-компонентой, ориентированной противоположно собственному магнитному полю Земли. Геомагнитные бури в свою очередь могут приводить к выходу из строя различных технических средств, например, изменять сигнал радионавигационных систем и индуцировать токи в линиях электропередач. Одним из наиболее известных примеров энергетической катастрофы, вызванной магнитной бурей, является Квебекское событие, когда была обрушена энергетическая система канадской провинции Квебек [25]. Солнечно-земные связи могут оказывать и более критическое воздействие на нашу жизнь. В мае 1967 г. гигантский солнечный шторм на несколько дней ослепил стратегическую систему раннего обнаружения баллистических ракет США (the Air Force's Ballistic Missile Early Warning System), что едва не привело к началу ядерной войны [54].

Наиболее достоверную информацию о СВ и межпланетном (гелиосферном) магнитном поле можно получить из спутниковых наблюдений. Соответствующие регулярные измерения начались в 1963 г. с запуском на геоцентрическую орбиту спутника Explorer-18 (Interplanetary Monitoring Platform-1). В настоящее время непрерывный мониторинг основных параметров СВ и магнитного поля производится на космических аппаратах Wind, Advanced Composition Explorer (ACE), Deep Space Climate Observatory (DSCOVR), работающих вблизи точки Лагранжа  $L_1$ . Также возможно

производить оценки скорости некоторых потоков СВ вблизи Солнца по измерениям на космических коронографах в белом свете [108]. Прямые измерения вне плоскости эклиптики впервые были осуществлены в рамках миссии Ulysses (1990-2008), и показали, что глобальная скорость СВ обладает сильными широтными вариациями и зависимостью от цикла солнечной активности [74]. В минимуме солнечной активности на широтах выше  $30^\circ$  скорость ветра меняется слабо и составляет  $\sim 750$  км/с, в то время как ближе к экватору скорость СВ снижается до  $\sim 400$  км/с. В максимуме цикла широтная структура СВ существенно усложняется, причём скорость на средних и высоких широтах становится меньше. В отличие от скорости СВ, амплитуда радиальной компоненты магнитного поля практически не зависит от гелио-широты [113]. Таким образом, спутниковые измерения параметров СВ в точке  $L_1$  являются локальными, а измерения радиальной компоненты гелиосферного поля характеризуют глобальное магнитное поле [82].

Межпланетное магнитное поле изменяется в соответствии с фазами 11-летнего цикла солнечной активности, а также имеет и более продолжительные тренды. Амплитуда поля возрастает примерно в два раза при переходе от минимума к максимуму 11-летнего цикла. Более долговременные вариации можно увидеть в данных, реконструированных на основе рядов солнечных пятен и геомагнитных измерений [83]. Вековые вариации гелиосферного поля находятся в соответствии с вековыми циклами солнечной активности. Скорость и плотность СВ в околоземном пространстве гораздо меньше зависят от солнечного цикла. Недостаток измерений на высоких гелио-широтах, не позволяет сказать, существуют ли вековые вариации в глобальном СВ.

Из-за влияния СВ на жизнь на Земле, прогнозирование СВ является важной проблемой. Спутниковые наблюдения в точке Лагранжа могут обеспечить информацией о СВ на орбите Земли с заблаговременностью от 1.5 до 0.5 часов. Однако оперативный доступ к этой информации ограничен, в открытый доступ попадают данные с задержкой около двух часов. Поскольку у нашей страны подобных спутниковых систем в настоящее время нет, мы можем использовать спутниковые данные только для верификации и оптимизации моделей СВ. Альтернативные способы прогнозирования сводятся к задачам определения на Солнце источников рекуррентных потоков ветра и регистрации корональных выбросов массы (КВМ). Такой прогноз является менее точным, чем непосредственные спутниковые измерения, но гораздо более заблаговременным – до

нескольких дней. За счёт большой заблаговременности этот подход востребован независимо от наличия оперативного доступа к спутниковым данным.

Наибольший прогресс в изучении космической погоды и, в частности, в методах прогнозирования СВ достигнут в США. Сейчас в США существует две службы прогнозирования космической погоды: National Oceanic and Atmospheric Administration / Space Weather Prediction Center (NOAA/SWPC, Boulder) для прогноза в гражданских целях и научных исследований, и военный центр (Omaha city) для специальных задач. Прогнозирование скорости квазистационарных потоков СВ в SWPC основано на модели Wang-Sheeley-Arge (WSA) [10]. Модель WSA предполагает, что скорость спокойного СВ, источниками которого являются КД, определяется глобальной структурой магнитного поля в солнечной короне. Таким образом, задача прогнозирования СВ является комплексной. На первом этапе необходимо наладить синоптические наблюдения крупномасштабного фотосферного магнитного поля на полном диске Солнца. Эта задача в США решается с помощью наземной наблюдательной сети Global Oscillation Network Group (GONG) [147], состоящей из шести разнесённых по долготе станций, что обеспечивает покрытие измерениями не менее 90% времени суток [45]. На втором этапе формируются синоптические карты крупномасштабного поля на фотосфере для того, чтобы экстраполировать фотосферное магнитное поле в солнечную корону, как правило, в потенциальном приближении. Затем, согласно модели WSA, вычисляются параметры СВ вблизи Солнца и производится процедура распространения СВ во всей гелиосфере. Моделирование процесса переноса СВ от Солнца вглубь гелиосферы является отдельной сложной задачей. Наиболее передовыми подходами к её решению считаются различные приближения магнитной гидродинамики (МГД), например, в SWPC используется для этой цели МГД модель ENLIL [81]. Чтобы прогноз СВ был полным, необходимо добавить в смоделированный спокойный ветер возмущения, вызванные КВМ. Эта задача также может решаться в рамках МГД моделирования, например, в модели ENLIL КВМ задаётся в виде гидродинамического возмущения, без учёта внутренней магнитной структуры выброса. Вообще, большинство широко используемых трёхмерных глобальных гелиосферных моделей распространяют ненамагниченные КВМ и, следовательно, не могут предсказывать возмущения в z-компоненте магнитного поля. Исключения представлены в отдельных моделях, в рамках исследования единичных событий (напр., [46, 127]). Существуют и принципиально другие способы моделирования

распространения КВМ, к примеру, широко применяется в задачах космической погоды аэродинамическая модель «Drag-Based» [131]. Для службы прогнозов космической погоды необходимо в непрерывном режиме детектировать КВМ и измерять их начальные кинематические параметры. Эта задача в настоящее время решается с помощью космических коронографов: Solar and Heliospheric Observatory / Large Angle and Spectrometric Coronagraph (SOHO/LASCO) [28] и Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) [51]. Параметры КВМ в данном случае определяются путём анализа перемещения облака плазмы в экранной плоскости прибора. Эти параметры используются в моделировании распространения КВМ к Земле, частично они представлены в открытых каталогах КВМ таких, как SOHO LASCO CME Catalog [148]. Сейчас продолжаются исследования возможности использования для детектирования КВМ наземных измерений поля доплеровских хромосферных скоростей на полном диске Солнца [107, 134].

### **Цель исследования и структура работы**

Целью диссертационного исследования является создание основы для системы прогнозирования скорости СВ на базе уже существующих отечественных программ наблюдений. В настоящей работе поэтапно изложена процедура прогнозирования скорости СВ от наземных спектрополяриметрических наблюдений до распределения скорости СВ на орбите Земли. На некоторых этапах, помимо классического подхода, предложены альтернативные оригинальные методы и их обоснование. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем составляет 119 страниц, включая 51 рисунок и 4 таблицы. Список литературы содержит 156 наименований. Первая глава посвящена наземным наблюдениям крупномасштабного магнитного поля и методам интерпретации спектральных данных. Оригинальный метод обработки спектрополяриметрических наблюдений представлен в параграфе «Восстановление крупномасштабного магнитного поля методом аппроксимации I-профилей Стокса». Во второй главе рассматривается проблема моделирования скорости СВ на основе карт крупномасштабного магнитного поля. В параграфе «Моделирование магнитного поля внутренней короны в радиально расширяющемся солнечном ветре» представлена новая модель солнечной короны, которая учитывает присутствие СВ во всей короне, в отличие



от классических потенциальных моделей, при той же простоте вычислений. Также вторая глава в параграфе «Геометрия коронального поля и скорость солнечного ветра» содержит критическое рассмотрение модели WSA и предложение альтернативных подходов к вычислению скорости СВ. Третья глава посвящена обоснованию возможности использования наземных патрульных наблюдений на хромосферных телескопах-спектрогелиографах для предсказания и детектирования КВМ, определения их начального ускорения и моделирования их распространения в гелиосфере.

### **Актуальность темы исследования**

Кроме США, описанного выше во введении подхода к прогнозированию СВ придерживается Европейское Космическое Агентство. В 2012 г. там было создано бюро космической погоды (Space Weather Office), работающее аналогично SWPC, но на базе модели EUNFORIA [92]. В России существует ряд научных коллективов, которые исследуют космическую погоду и разрабатывают системы прогнозирования, опираясь преимущественно на зарубежные данные, но национальная служба, работающая исключительно на отечественных наблюдениях, отсутствует. Например, в центре прогнозов космической погоды ИЗМИРАН для оценки скорости КВМ и времени их прибытия к Земле разработана эмпирическая модель [110], основанная на данных с коронографа SOHO/LASCO и спутниковых измерениях скорости СВ. В центре анализа космической погоды НИИЯФ МГУ высокоскоростные потоки СВ из КД моделируются на основе изображений Солнца в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне [112], взятых со спутника SDO.

Можно отметить всего несколько примеров практической реализации в России системы прогнозирования СВ или некоторых её фрагментов на основе модели WSA. Отечественные синоптические наблюдения крупномасштабного магнитного поля на полном диске Солнца в настоящее время ведутся только на Кисловодской Горной Астрономической Станции (ГАС ГАО РАН) [123] с помощью телескопа-магнитографа СТОП [3] с 2014 г. Там же на данных СТОП в 2016 г. реализована система оперативного моделирования СВ в приближении WSA и распространения СВ в гелиосфере посредством кинематической модели [124]. Вместе с результатами синоптических магнитографических наблюдений прогнозы скорости СВ и Кр-индексов публикуются на

сайте ГАС [149]. Аналог МГД-модели ENLIL создан в ЛЭТИ в рамках студенческого проекта [13] на базе МГД-кода PLUTO [76]. Входные параметры для МГД-расчётов берутся из открытого доступа с сайта NOAA и представляют собой результаты WSA моделирования по данным сети GONG. Модель ЛЭТИ ежедневно запускается в автоматическом режиме и вычисляет распределение скорости и плотности СВ в гелиосфере, результаты публикуются в сети с 2022 г. [150], ведутся работы по добавлению в модель KBM. Третий пример сервиса прогнозов СВ создан в Институте солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН (Иркутск) в 2023 г. Так же, как и проект ЛЭТИ, данный сервис использует данные NOAA, но не параметры СВ вблизи Солнца, а ежедневные магнитограммы сети GONG. На их основе производятся регулярные расчёты согласно модели WSA и распространение СВ в гелиосфере. Сервис в настоящее время работает в тестовом режиме. Таким образом, развитие методов прогнозирования СВ в России является животрепещущей проблемой, особенно в условиях сильной зависимости от зарубежных данных.

### **Научная новизна работы**

Представлена методика экстраполяции фотосферного магнитного поля в солнечную корону с учётом радиально расширяющегося потока СВ с конечной электрической проводимостью. На основе сопоставления с традиционной моделью PFSS показано, что новая модель может корректно определять источники рекуррентных потоков СВ.

Исследована связь между всевозможными параметрами магнитного поля солнечной короны и наблюдаемой скоростью СВ. Обнаружено, что коэффициент расширения магнитных трубок, традиционно используемый в прогнозировании космической погоды, относительно плохо связан с СВ. Наибольшую корреляцию со скоростью СВ показывает длина силовых линий между фотосферой и поверхностью источника, расстояние от основания силовых линий на фотосфере до границ соответствующих КД и амплитуда магнитного поля на поверхности источника. Предложены соотношения, связывающие эти и другие параметры со скоростью СВ. Представленные соотношения не опираются на коэффициент расширения магнитных

трубок и показывает лучшую корреляцию с наблюдениями по сравнению с моделью WSA.

Показано, что доплеровские скорости подъёма эруптивных волокон в линии Н-альфа могут характеризовать скорости соответствующих КВМ. Кроме того, уровень возмущений в крыльях спектральной линии можно использовать как предвестник эрупции.

### **Научная и практическая значимость**

Важным результатом является обоснование эффективности наземных патрульных спектрогелиографов как основы системы регистрации КВМ. Технология детектирования КВМ и определения их начальных параметров является критически важной для прогнозирования космической погоды, и в России её необходимо освоить в кратчайшее время. Создание космического коронографа – это дорогостоящий, сложный и длительный процесс. Решением этой проблемы может быть развитие наземной наблюдательной сети хромосферных спектрогелиографов, поскольку эти приборы относительно дешёвы и просты в изготовлении и, вместе с тем, как показывает данное исследование, эффективны. Разработан оригинальный метод быстрой обработки большого потока данных спектральных профилей в линии Н-альфа и восстановления карт интенсивности, доплеровских скоростей и полуширины линии. Эта процедура может работать в режиме реального времени по мере поступления новых данных.

Представленный новый метод восстановления продольной компоненты магнитного поля ориентирован на интерпретацию синоптических наблюдений крупномасштабного поля и также может работать в составе службы прогнозирования космической погоды. В первую очередь, методика предназначена для данных магнитографа СТОП и показывает лучшее соотношение сигнал/шум и скорость вычислений по сравнению со стандартной для данного телескопа процедурой.

Модель солнечной короны, учитывающая радиально расширяющийся СВ, по простоте вычислений сопоставима с традиционной моделью PFSS, но обладает более тонкой настройкой перехода от потенциального приближения к радиальному. В работе даны первые оценки потенциала этой модели в задачах прогнозирования космической погоды и показано, что по крайней мере в некоторых случаях можно добиться более

корректного определения источников СВ по сравнению с моделью PFSS, что непосредственно важно для прогнозирования рекуррентных потоков.

Ещё один путь к совершенствованию прогноза рекуррентного СВ – пересмотр концепции WSA, отказ от использования коэффициента расширения магнитных трубок и выбор других параметров для построения эмпирической модели СВ. Предложенные в работе соотношения для вычисления скорости СВ на поверхности источника основаны на альтернативных характеристиках коронального магнитного поля и показывают лучшую корреляцию с наблюдениями, чем общепринятая в настоящее время модель WSA.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Непотенциальная модель солнечной короны, учитывающая радиально расширяющийся солнечный ветер и её приложение к моделированию рекуррентных потоков СВ.

2. Комплексный анализ корреляции характеристик магнитного поля солнечной короны и скорости СВ показывает, что коэффициент расширения магнитных трубок слабо связан со скоростью СВ. Найдены параметры, более важные для моделирования рекуррентных потоков и предложены альтернативные WSA способы вычисления скорости СВ на поверхности источника.

3. Представлена методика инверсии спектров H-альфа, предназначенная для обработки данных патрульного хромосферного телескопа в реальном времени. Показано, что спектрографические измерения полного профиля линии H-альфа на полном диске могут использоваться для оценки начального ускорения КВМ и регистрации предвестников эрупции.

### **Достоверность результатов**

Полученные результаты напрямую и/или косвенно подтверждаются выводами некоторых других независимых исследований, а также сравнением с известными рядами данных.

## **Личный вклад автора**

Во всех исследованиях, изложенных в работе, автор принимал активное участие в постановке задач, решении методических вопросов, обсуждении, интерпретации полученных результатов и написании статей. Автор проделал основную работу по получению, обработке и анализу данных и по разработке программного обеспечения для всех представленных и обсуждаемых в работе моделей и методик.

## **Апробация работы**

Результаты и выводы, приведённые в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных мероприятиях: на семинаре кафедры физики Земли СПбГУ, на семинарах ГАО РАН, а также на 12 научных конференциях:

Ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (ИКИ РАН, Москва, 2021, 2022, 2023);

Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца, «Солнечная и солнечно-земная физика» (ГАО РАН, Санкт-Петербург, 2020, 2021, 2022, 2023);

Ежегодная конференция «Магнетизм и активность Солнца и звезд» (КраО РАН, Крым, п. Научный, 2021, 2022, 2023);

XIV школа-конференция с международным участием «Проблемы Геокосмоса» (СПбГУ, Петергоф, 2022);

Всероссийская конференция «Современные инструменты и методы в астрономии» (САО РАН, Нижний Архыз, 2023).

## **Публикации по теме диссертации**

Основные результаты работы по теме диссертации отражены в 14 публикациях, из которых 10 статей опубликовано в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК и 4 статьи в материалах Всероссийских конференций.

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

1. Berezin I.A., Tlatov A.G., Pevtsov A.A. Observations of Chromospheric Flows of Matter in Active Regions of the Sun // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2022. – Vol. 62. – P. 862–868.
2. Berezin I.A., Tlatov A.G., Pevtsov A.A. Solar Filament Eruptions in H $\alpha$  Doppler Velocity // *Astrophysical Journal*. 2023. – Vol. 950. – P. 100.
3. Berezin I.A., Tlatov A.G. Comparative Analysis of Terrestrial and Satellite Observations of Photospheric Magnetic Field in an Appendix to Simulation of Parameters of Coronal Holes and Solar Wind // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2020. – Vol. 60. – P. 872–875.
4. Berezin I.A., Tlatov A.G., Skorbezh N.N. Restoration of the Profile of Chromospheric Lines in Quiet and Active Areas of the Sun // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021. – Vol. 61. – P. 1075–1082.
5. Berezin I., Tlatov A. Coronal Field Geometry and Solar Wind Speed // *Universe*. 2022. – Vol. 8. – P. 646.
6. Tlatov A.G., Berezin I.A., Strelkov M.A. Simulation of Coronal Mass Ejection Propagation Based on Data from Ground-Based Patrol Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2020. – Vol. 59. – P. 843–845.
7. Tlatov A.G., Illarionov E.A., Berezin I.A., Shramko A.D. Prediction of Solar Flares and Background Fluxes of X-Ray Radiation According to Synoptic Ground-Based Observations Using Machine-Learning Models // *Cosmic Research*. 2020. – Vol. 58. – P. 444–449.
8. Tlatov A.G., Berezin I. Modeling the Magnetic Field of the Inner Corona in a Radially Expanding Solar Wind // *Physics*. 2023. – Vol. 5. – P. 161–167.
9. Berezin I.A., Tlatov A.G. Modeling the Solar Wind Speed Based on Various Parameters of the Coronal Magnetic Field. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2023. – Vol. 63, № 8. – P. 186–195.
10. Tlatov A.G., Berezin I.A. Recovery of a Large-Scale Magnetic Field Using the Stokes I-Profile Approximation Method. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2023. – Vol. 63, № 8. – P. 70–74.

Статьи в сборниках трудов конференций:

11. Березин И.А., Тлатов А.Г. Сравнительный анализ наземных и спутниковых наблюдений фотосферного магнитного поля в приложении к моделированию параметров

корональных дыр и солнечного ветра // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2019. – С. 39–42.

12. Тлатов А.Г., Березин И.А., Илларионов Е.А. Сравнение площадей измеренных и вычисленных корональных дыр // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2021. – С. 269–272.

13. Березин И.А., Тлатов А.Г. Моделирование скорости солнечного ветра на основе различных параметров коронального магнитного поля // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2022. – С. 21–24.

14. Березин И.А., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д. и др. Система прогнозирования космической погоды по данным наблюдений телескопов ГАС ГАО // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». – Санкт-Петербург, 2023. – С. 27–30.

# Глава 1. Наблюдение магнитных полей на Солнце

## 1.1. Магнитные поля на Солнце

Модели глобального магнитного поля солнечной короны основываются на магнитных полях, наблюдаемых на фотосфере. Фотосферное магнитное поле состоит из множества компонент, обладающих различными характерными масштабами и амплитудами. Основную роль в моделях короны и СВ играет крупномасштабное магнитное поле, характерные размеры которого порядка радиуса Солнца, а средняя напряжённость порядка нескольких Гаусс. В минимуме цикла солнечной активности крупномасштабное поле имеет структуру близкую к диполю с максимальной напряжённостью на полюсах Солнца. По мере приближения к максимуму цикла амплитуда полярных магнитных полей уменьшается и через некоторое время после максимума цикла становится близка к нулю (Рис. 1.1). На этой фазе глобальное магнитное поле Солнца не исчезает полностью, но его структура носит не дипольный, а более сложный характер. Затем напряжённость солнечного диполя снова возрастает, но при этом он имеет уже другую полярность. Таким образом, полный цикл изменения крупномасштабного магнитного поля Солнца, с учётом перемены знака, равен удвоенной продолжительности 11-летнего цикла солнечной активности — примерно 22 года.

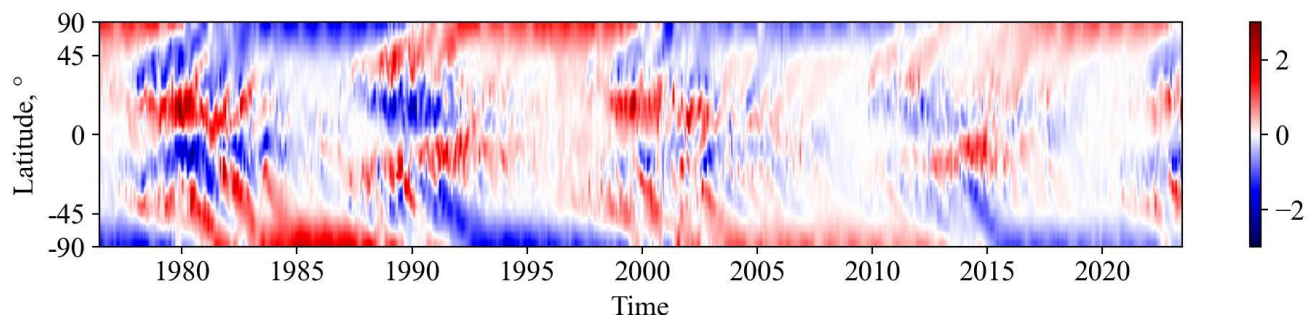


Рис. 1.1. Широтно-временная диаграмма продольной компоненты крупномасштабного магнитного поля по данным The Wilcox Solar Observatory (WSO) за 1976 – 2023 гг. (1642 – 2272 обороты Кэррингтона).

Униполярные магнитные области имеют характерные размеры порядка 100 000 км и долгое время жизни – год и более. Они вращаются быстрее чем фотосферная плазма и обладают меньшим дифференциальным вращением, то есть, возможно, закреплены глубоко в недрах Солнца. Униполярные области особенно важны в задачах



моделирования СВ, поскольку именно над ними возникают КД, в которых конфигурация коронального поля открытая, и которые являются источниками спокойного СВ. Причина возникновения униполярных областей, возможно, заключается в диффузии активной области или в существовании гигантских конвективных ячеек.

Биполярные магнитные области не оказывают существенного влияния на спокойный СВ и рассматриваются в интересах космической погоды как потенциальные источники возмущений вспышечного характера. В солнечных пятнах концентрация магнитного потока особенно высока – амплитуда поля составляет порядка 1000 Гаусс. Вне пятен биполярные области имеют напряжённость порядка 100 Гаусс, в хромосферных линиях они видны как регионы Солнца с повышенной яркостью – флоккулы. Основной магнитный поток сконцентрирован в так называемых килогауссовских трубках. Это элементы тонкой структуры поля с напряжённостью порядка 1-2 килогаусс, образующиеся на границах супергрануляционных ячеек. Килогауссовские трубки имеют характерные масштабы 100-300 км и время жизни около часа. Ведущие части биполей имеют тот же знак магнитного поля, что и полярные области в соответствующем полушарии. В начале 11-летнего цикла биполярные области всплывают преимущественно на высоких широтах, а по мере затухания цикла смещаются ближе к экватору. Всё это взаимосвязано с эволюцией крупномасштабного магнитного поля и солнечным динамо.

## **1.2. Формирование фраунгоферовых линий в фотосфере Солнца**

Фотосфера Солнца – это самый нижний слой солнечной атмосферы, толщина фотосферы составляет около 500 км, температура изменяется от 6000 К в основании фотосферы до 4000 К в верхних слоях. Фотосфера излучает в видимом диапазоне большую часть энергии, которая генерируется в недрах Солнца в следствие ядерных реакций.

В спектре солнечного излучения содержится множество линий поглощения или фраунгоферовых линий, которые наблюдаются как «провалы» в интенсивности относительно непрерывного излучения в континууме. Образование фраунгоферовых линий связано в первую очередь со свойством атомов поглощать и испускать излучения на определённых дискретных длинах волн. Согласно правилу квантования, полная

энергия орбитального движения электрона определяется целым числом  $n$ , называемым главным квантовым числом. Значение главного квантового числа определяет, к какой оболочке относится электрон. Азимутальное квантовое  $l$  число определяет степень эллиптичности орбиты, а магнитное квантовое число  $m$  является проекцией орбитального момента количества движения на некоторую ось. Для каждого значения  $n$  существует  $2n^2$  возможных состояний квантовых чисел  $l$  и  $m$ , и спина электрона. Если некоторые из этих состояний характеризуются одинаковой энергией, такие состояния называются вырожденными, и под действием электромагнитных полей вырожденные уровни могут расщепляться на состояния с отличающейся энергией. Атомы поглощают и излучают излучение на определённых длинах волн потому, что поглощение и излучение происходит при переходах между квантовыми энергетическими уровнями. При поглощении фотона с определённой энергией, т.е. с определённой длиной волны, электрон в атоме может перейти на более высокую электронную оболочку. Вероятность такого перехода пропорциональна эффективному сечению поглощения, т.е. площадке, с которой атом может захватить свободный фотон. В случае наблюдения за атомами водорода, находящимися в первом энергетическом состоянии ( $n=1$ ) под действием излучения сперва будут наблюдаться поглощения в линиях серии Лаймана. По мере роста заселённости электронами более высоких энергетических уровней, мы будем наблюдать поглощение в линиях серий Бальмера, Пашена и Бреккета.

В видимой части спектра фраунгоферовы линии преимущественно формируются в фотосфере. Градиент температуры в фотосфере отрицателен, поэтому ядра линий формируются в более высоких слоях атмосферы, где имеет место относительно небольшая излучающая способность в силу меньшей температуры. Крылья линии и ближайший континуум формируются в более низких и более горячих слоях атмосферы. Поэтому в фотосфере наблюдаются линии поглощения, в отличие от хромосферы, где градиент температуры положителен и на длинах волн менее  $1600 \text{ \AA}$  наблюдаются линии излучения [1].

Наблюдение фраунгоферовых линий позволяет получать информацию о температуре, скорости и магнитном поле в фотосфере. Благодаря обилию линий поглощения, а также благодаря относительной простоте физики их формирования, мы располагаем наиболее точными физическими параметрами именно этого атмосферного слоя.

### 1.3. Эффект Зеемана

В присутствии сильных магнитных полей наблюдается уширение спектральных линий и/или их расщепление на отдельные компоненты, характеризующиеся определённым состоянием поляризации. Этот эффект, обнаруженный в 1896 [144], носит название «Эффект Зеемана». Изначально эффект наблюдался в виде уширения линии натрия D под действием электромагнита. Несколько позже Зееманом были исследованы состояния поляризации в крыльях расширенных линий с помощью четвертьволновой пластины и призмы Николя. Результаты исследования соответствовали предложенной Лоренцом (учителем Зеемана) картине расщепления спектральных линий на основе электронной теории. За это открытие в 1905 г. Зееман и Лоренц были удостоены Нобелевской премии по физике [125]. Благодаря открытию эффекта Зеемана в 1908 г. Джордж Эллери Хейл впервые измерил магнитное поле солнечных пятен. Хейл наблюдал расщепление спектральной линии в дуплет с компонентами, поляризованными по кругу в противоположных направлениях. Измерения проводились на башенном телескопе обсерватории Маунт-Вилсон в некоторых линиях железа, титана, хрома. Для разделения компонент разной поляризации использовалась комбинация ромба Френеля и призмы Николя [38]. Открытие эффекта Зеемана в дальнейшем оказало большое влияние на развитие астрофизики и квантовой механики. В частности, эффект широко используется в настоящее время для измерения солнечных магнитных полей.

Рассмотрение эффекта Зеемана в рамках атомной физики, как результата энергетического перехода атома под действием внешнего магнитного поля  $B$ , даёт ряд зеемановских компонент. Длины волн компонент определяются соотношением:

$$\lambda_{MM'} = \lambda_0 - \Delta\lambda_B(g'M' - gM), \quad (1.1)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны невозмущённой линии;  $\Delta\lambda_B$  – смещение зеемановской компоненты относительно  $\lambda_0$ ;  $g'$  и  $g$  – фактор Ланде, определяющий масштаб расщепления, для возмущённого и невозмущённого состояния соответственно;  $M'$  и  $M$  – проекция полного момента импульса частицы для возмущённого и невозмущённого состояния соответственно. Смещение зеемановской компоненты определяется соотношением:

$$\Delta\lambda_B = \frac{g\lambda_0^2 e_0 B}{4\pi m c^2} = 4.6686 \times 10^{-10} \lambda_0^2 g B. \quad (1.2)$$

Из ряда различных компонент Зеемана, определяемых формулой 1.1, фактически наблюдается только ограниченное число компонент. Количество наблюдаемых линий в расщеплении, их положение, интенсивность и особенности поляризации зависят от типа перехода. Самым простым и наиболее важным на практике является электрический дипольный переход. Тогда, согласно правилу отбора  $\Delta M = M' - M = 0 \pm 1$ , возникают три различные группы зеемановских компонент:

- $\sigma_r$ -компонента, соответствующая  $\Delta M = -1$ , которая обычно смещается в сторону больших длин волн (красная часть спектра);
- $\sigma_b$ -компонента, соответствующая  $\Delta M = +1$ , которая обычно смещается в сторону более коротких длин волн (синяя область);
- $\pi$ -компонента, соответствующая  $\Delta M = 0$ , которая находится между длинами волн компонентов  $\sigma_r$  и  $\sigma_b$ .

Из-за симметричности  $\pi$ -компонента не сдвинута относительно невозмущённой линии, а две  $\sigma$ -компоненты сдвинуты на величину:

$$\Delta\lambda_B = 4.6686 \times 10^{-10} \lambda_0^2 g_{eff} B, \quad (1.3)$$

где эффективный фактор Ланде перехода определяется следующим образом:

$$g_{eff} = \frac{1}{2}(g + g') + \frac{1}{4}(g - g')(J(J + 1) - J'(J'+1)). \quad (1.4)$$

В общем случае компоненты  $\sigma_r$  и  $\sigma_b$  обладают эллиптической поляризацией, которая вырождается в круговую, в случае наблюдения вдоль направления магнитного поля, и в линейную поляризацию в случае наблюдения в плоскости перпендикулярной направлению магнитного поля (Рис. 1.2). При этом направление поляризации  $\sigma_r$  противоположно направлению поляризации  $\sigma_b$ . Когда магнитное поле направлено на наблюдателя (в случае излучения),  $\sigma_b$  и  $\sigma_r$  -компоненты демонстрируют круговую поляризацию по часовой стрелке и против часовой стрелки соответственно. Если поле направлено от наблюдателя, круговые поляризации  $\sigma$ -компонент меняют знак. Это так называемый продольный эффект Зеемана. В то же время  $\pi$ -компонента обладает линейной поляризацией, направление которой всегда параллельно магнитному полю. Таким образом, поляризация различных зеемановских компонент может использоваться для определения ориентации вектора магнитного поля относительно наблюдателя, тогда как их разделение по длинам волн даёт информацию о напряжённости поля.

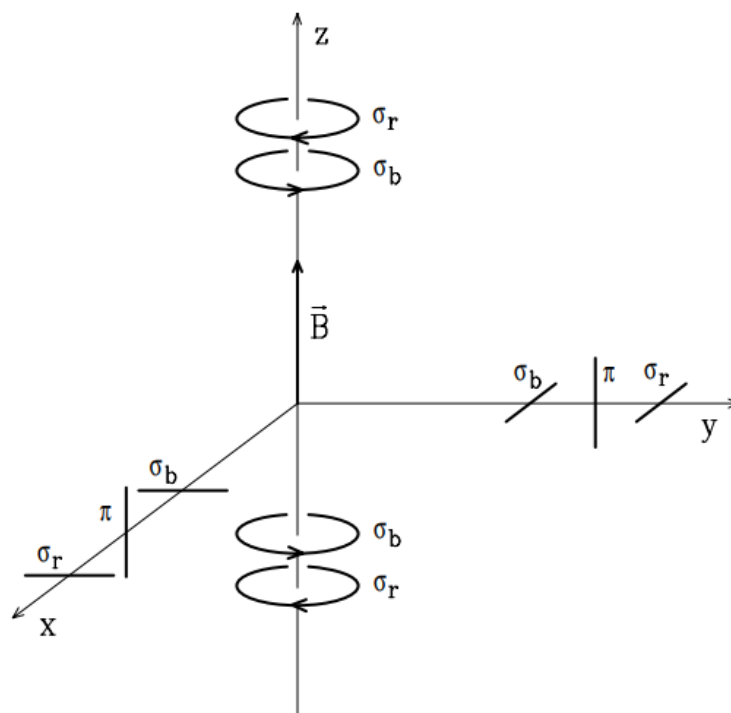


Рис. 1.2. Поляризационные свойства излучения, испускаемого различными зеемановскими компонентами в зависимости от угла между направлением наблюдения и вектором магнитного поля [57].

При поляриметрических измерениях удобно пользоваться вектор-параметром Стокса, поскольку он характеризует состояние поляризации, и при этом возможно непосредственное измерение параметров Стокса. Вектор состоит из четырёх параметров ( $I, Q, U, V$ ), обладающих понятным физическим смыслом (Розенберг, 1955):

- $I$  – полная интенсивность излучения;
- $Q$  – разность интенсивности световых пучков, прошедших линейный горизонтальный и вертикальный поляризаторы;
- $U$  – разность интенсивности световых пучков, прошедших линейные поляризаторы, повернутые на  $+45$  и  $-45$  градусов относительно исходной плоскости;
- $V$  – разность интенсивности световых пучков, прошедших правый и левые круговые поляризаторы.

Возвращаясь к Рис. 1.2, зеемановские компоненты  $\sigma_b$  и  $\sigma_r$  генерируют положительный сигнал  $V$  в случае, если магнитное поле направлено на наблюдателя, и отрицательный сигнал, если магнитное поле направлено от наблюдателя. Если же

магнитное поле направлено перпендикулярно наблюдателю,  $\sigma$ -компоненты демонстрируют линейную поляризацию, параллельную магнитному полю, генерируя параметры Q и U, но не параметр V.

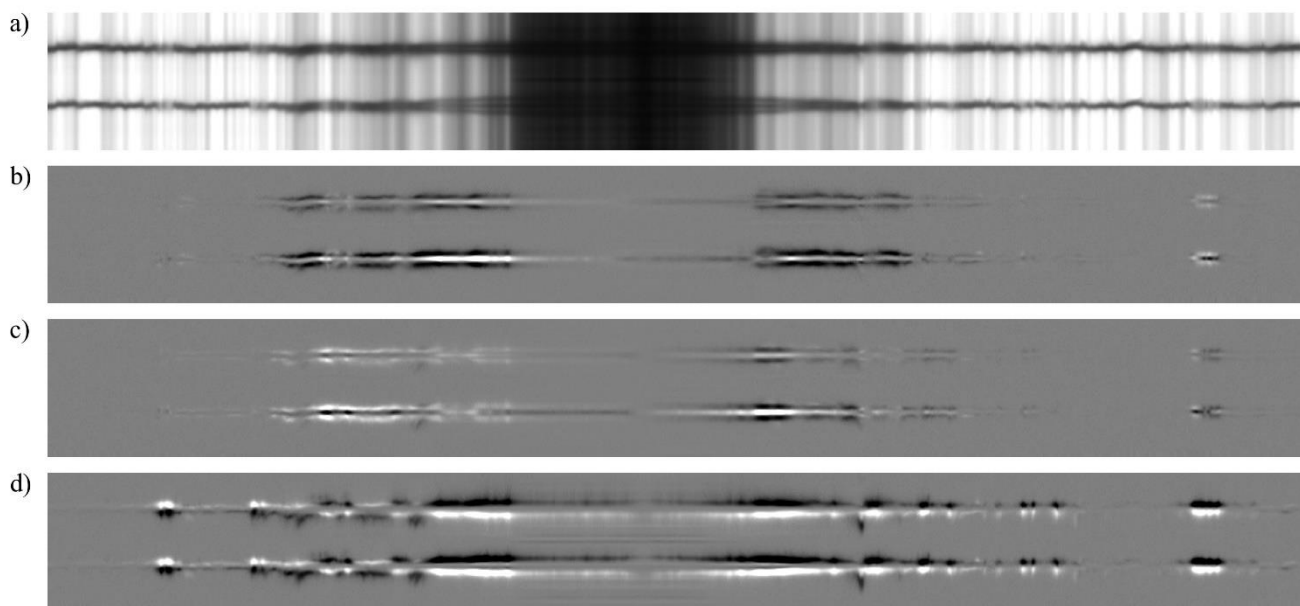


Рис. 1.3. Пример профилей Стокса, измеренных на спектрополяриметре Hinode вблизи линии Fe I 6301.5 Å и 6302.5 Å. а) I, б) Q, в) U, г) V. Результаты наблюдений главного пятна (отрицательной полярности) группы NOAA 10923 2006.11.12 05:00:05 UT.

На практике могут измеряться как параметры Стокса на некоторых фиксированных длинах волн, так и профили Стокса, т.е. параметры Стокса, соответствующие набору длин волн. На Рис. 1.3 приведён пример всех четырёх профилей Стокса по наблюдениям на спектрополяриметре Hinode [151]. Горизонтальные оси на Рис 1.3 соответствуют пространственной координате изображения участка Солнца вдоль щели спектрографа, а по вертикальным осям показано спектральное распределение света. Тёмная область в центре изображения I-профилей (Рис. 1.3а) соответствует ядру пятна, также рядом с ядром присутствуют области полутени. Q и U-профили (Рис. 1.3б-в) имеют характерную трёхлепестковую структуру, а в V-профилях (Рис. 1.3г) можно заметить две  $\sigma$ -компоненты, которые наиболее сильно расщеплены в области сильных продольных магнитных полей – в ядре пятна и полутени. В случае измерений профилей Стокса, выводы об ориентации и напряжённости вектора магнитного поля делаются на основе формы спектральных линий. Профиль Стокса V с положительным (отрицательным) синим лепестком указывает на магнитное поле, направленное на наблюдателя (от него). Связь между профилями Стокса V и Q, U даёт наклон вектора магнитного поля

относительно луча зрения. Соотношение между профилями Q и U зависит от азимута вектора магнитного поля, проецируемого на плоскость, перпендикулярную лучу зрения. Существует неопределённость по азимуту – поля с азимутальными компонентами отличающимися на  $180^\circ$  производят одинаковые сигналы Q и U и, следовательно, неразличимы [21].

#### 1.4. Зеемановские измерения

При выборе спектральной линии для измерений важным параметром является магниточувствительность линии. Магниточувствительность определяется исходя из соотношения между зеемановским расщеплением  $\Delta\lambda_B$  и доплеровским уширением  $\Delta\lambda_D$ . Доплеровское уширение может быть выражено соотношением:

$$\Delta\lambda_D = 2 \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \ln 2, \quad (1.5)$$

где  $T$  – температура плазмы,  $c$  – скорость света,  $k$  – постоянная Больцмана,  $m$  – масса атома. Когда  $\Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D \gg 1$ , магнитное расщепление больше, чем доплеровское уширение, и отдельные зеемановские компоненты чётко разделяются в профилях Стокса. Тогда расстояние между зеемановскими компонентами является хорошим индикатором напряжённости поля. При малых значениях отношения  $\Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D$  зеемановские компоненты недостаточно разделены и не могут использоваться для измерений. Условно магниточувствительными считаются линии с  $\Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D \geq 1.5$  [118].

##### 1.4.1. Измерения I-параметра Стокса

Большинство спектральных линий не показывают полного зеемановского расщепления на спокойном Солнце. Компоненты  $\sigma$  часто смешиваются с компонентами  $\pi$  в спектре, что затрудняет определение длин волн зеемановских компонент. Единственное исключение – линия излучения Mg I (12.32 мкм), формирующаяся в верхней фотосфере. Но, к сожалению, измерения в тепловом инфракрасном диапазоне очень сложны. Другая проблема заключается в низком пространственном разрешении – на длине волны 12 мкм дифракционный предел 1.5-метрового телескопа составляет всего 2".

Для прочих спектральных линий зеемановское расщепление всё же даёт некоторые эффекты, которые можно измерить. Во-первых, наблюдается уширение профиля интенсивности, зависящее от фактора Ланде соответствующего энергетического перехода. Уширение может применяться для установления верхних пределов напряжённости магнитного поля на очень спокойной фотосфере путём сравнения линий с различной магнитной чувствительностью. Таким способом, например, были получены оценка максимальной напряжённости фотосферного поля в 300 Гаусс [130]. Вторым эффектом, который можно наблюдать в присутствии магнитных полей, является ослабление линии. Линии поглощения, особенно нейтральных атомов, ослабевают в месте расположения мелкомасштабных магнитных элементов. С одной стороны, это связано с зеемановским расщеплением, с другой стороны – с изменением термической структуры. Сильные магнитные элементы обладают большими температурами при той же оптической толщине, в результате усиливается ионизация и уменьшается количество поглотителей. Ослабление линии поглощения под действием магнитного поля может приводить и к её полному исчезновению. Если проводить измерения в ядре такой линии, на полученных картах солнечной поверхности можно будет наблюдать магнитные элементы с повышенной напряжённостью поля как яркие области.

В настоящее время не принято использовать параметр Стокса I для диагностики магнитных полей спокойного Солнца. Причина заключается в том, что такие измерения дают очень ограниченную информацию, а наблюдаемые в профилях асимметрии сложно интерпретировать с точки зрения магнитных полей, особенно при низком спектральном разрешении [21].

#### **1.4.2. Измерения продольной и поперечной компонент магнитного поля**

Магнитографические измерения основаны на регистрации  $\sigma$ -компонент излучения от элементов изображения фотосферы Солнца. Магнитографы разделяются на два основных класса. Первый – это магнитографы, позволяющие измерять I и V параметры Стокса для восстановления продольной компоненты магнитного поля, для чего отдельно регистрируется излучение в правой и левой круговой поляризации. Амплитуда измеряемого стоксовского сигнала V может быть преобразована в продольную напряжённость поля или, точнее, в продольный магнитный поток. Для более полного



описания магнитных полей Солнца и их вариаций с высотой необходимы измерения всех четырёх параметров Стокса в максимально возможном количестве линий с высоким соотношением сигнал/шум и высоким пространственным и спектральным разрешением. Для решения такой задачи используются вектор-магнитографы, которые измеряют, кроме степени круговой поляризации, также и степень линейной поляризации  $\sigma$ -компонент, что позволяет получать и поперечную составляющую магнитного поля.

Кроме того, магнитографы разделяются на фильтровые магнитографы и спектрографы. В фильтровых магнитографах изображение Солнца фиксируется с помощью световых фильтров в одном или нескольких узких спектральных интервалах. Хотя измерения можно проводить только в одном крыле, предпочтительнее наблюдать два и более положений длин волн, симметрично распределённых вокруг центра линии, чтобы исключить влияние доплеровских сдвигов. Спектрографы же записывают полный профиль исследуемой спектральной линии в каждой точке изображения Солнца. Основным недостатком спектрографов состоит в том, что для создания двумерных карт магнитных полей полного диска Солнца щель спектрографа должна проходить по всей солнечной поверхности. Таким образом, каденции наблюдений получаются достаточно скромными. Однако данный недостаток с лихвой компенсируется тем фактом, что полные профили линий записываются сразу, и это приводит к отличной спектральной целостности

Первым солнечным магнитографом является фотоэлектрический магнитограф Бэбкока (1953 г.). В нём использовались две щели, расположенные в крыльях линии Fe I (5250.2 Å) на одинаковом расстоянии от центра линии. Один из самых успешных магнитографов, когда-либо созданных – это Michelson Doppler Imager (MDI), установленный на борту спутника SOHO. В 2011 г. MDI был заменён Helioseismic Magnetic Imager (HMI/SDO). HMI имеет более высокое пространственное разрешение (1" против 1.25" MDI) и позволяет измерять весь вектор параметров Стокса на полном диске Солнца с периодичностью 10 минут. Более широкий перечень магнитографов с указанием некоторых их характеристик представлен в параграфе 1.5.

На Рис. 1.4 можно явно увидеть две магниточувствительные линии железа Fe I: 6301.5 и 6302.5 Å, измеренные на магнитографе СТОП [3]. Они обладают разными факторами Ланде (1.67 и 2.5), поэтому степень расщепления, которая видна в V-профилях, несколько различается. Для восстановления магнитного поля в данном случае

используется линия с бóльшим фактором Ланде –  $6302.5 \text{ \AA}$  (на Рис. 1.4 соответствует правой магниточувствительной линии). Проблема восстановления магнитных полей по наблюдениям СТОП изложена в параграфе 1.7.

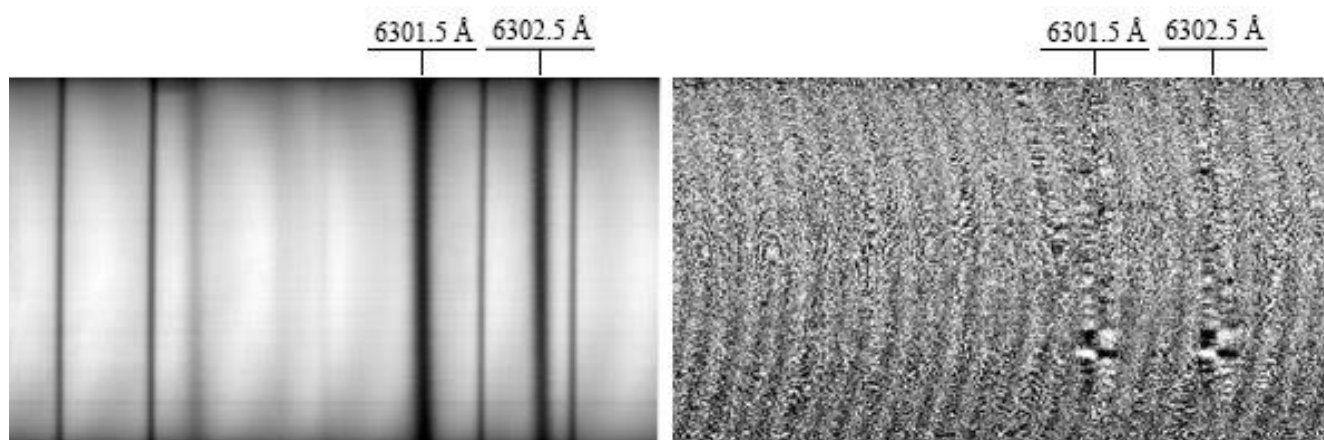


Рис. 1.4. Спектральные кадры профилей Стокса вблизи центра солнечного диска по данным наблюдений на телескопе-магнитографе СТОП (Кисловодск, 2021.06.16). Левая панель – I-профили (сумма спектров в левой и правой круговых поляризациях), правая панель – V/I-профили с применением процедуры устранения инструментальной поляризации.

Магнитографы позволяют хорошо характеризовать временную эволюцию магнитного поля на больших площадях. Однако они имеют ограниченное применение для точного определения магнитного потока. Например, наличие противоположных полярностей в элементе разрешения может уменьшить сигнал, что приведёт к серьёзной недооценке плотности потока. В случае наблюдения магнитных элементов сложной геометрической формы или наблюдения больших потоков (что часто происходит при высоком пространственном разрешении) предпочтительно измерение полных профилей линий.

### 1.4.3. Солнечный Телескоп Оперативных Прогнозов

Среди приборов отечественного производства лучше всего подходит для наблюдений крупномасштабных магнитных полей Солнечный Телескоп Оперативных Прогнозов (СТОП) [3]. Он разработан в ИСЗФ СО РАН по заказу Росгидромета в рамках ФЦП «Геофизика» на основе глубокой модернизации работающего в Саянской солнечной

обсерватории прежнего варианта СТОП. Изготовлено три экземпляра таких телескопов, которые установлены на трёх наблюдательных площадках: Байкальской обсерватории (ИСЗФ, Иркутск), Уссурийской обсерватории и Кисловодской Горной станции (ГАС ГАО РАН). В 2014 г. на наблюдательной площадке ГАС ГАО РАН начались регулярные наблюдения [123], которые без перерывов продолжаются до настоящего времени. В Уссурийске и Иркутске регулярные мониторинговые наблюдения на магнитографе наладить не удалось.

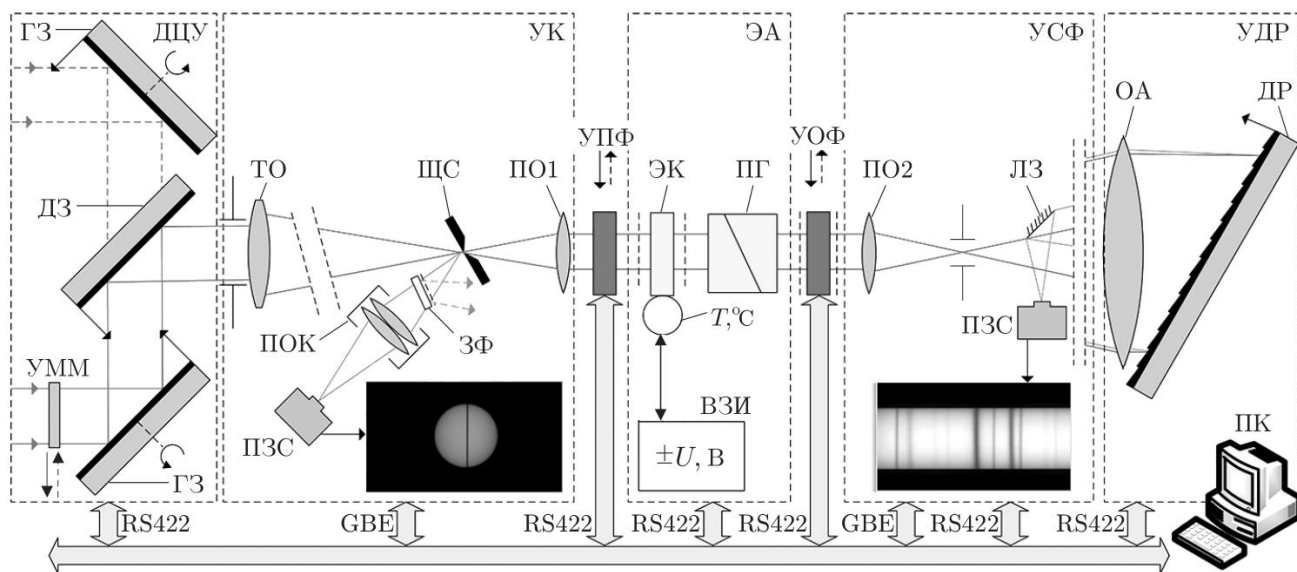


Рис. 1.5. Общая блок-схема СТОП (Пещеров и др., 2013). ДЦУ – двухканальная целостатная установка: ГЗ – главное зеркале, ДЗ – дополнительное зеркало, УММ – узел механического модулятора. УКК – узел механического координатомера: ТО – телеобъектив, ЩС – входная щель спектрографа, ПО1 и ПО2 – два перестраивающие объектива. ЗФ – нейтральный зеркальный фильтр, ПОК – предметный объектив координатомера, ПЗС-матрица камеры координатомера. УПФ – узел калибровочных поляризационных фильтров. ЭА – электрооптический анализатор: ЭК – электрооптический кристалл, ПГ – призма Глана, ВЗИ – высоковольтный знакопеременный источник питания. УОФ – узел отсекающих фильтров. УСФ – узел спектрофотометра: ЛЗ – ломающее зеркало, ПЗС матрица спектральной камеры. УДР – узел дифракционной решётки: ОА – объектив автоколлиматора, ДР – дифракционная решётка.

Таблица 1.1. Параметры объективов СТОП

Наименование	Диаметр, мм	Фокусное расстояние, мм
Объектив телескопа (ТО)	42	500
Предметный объектив координатомера (ПОК)	32	100
Перестраиваемые объективы (ПО1, ПО2)	32	150
Объектив автоколлиматора (ОА)	147	1600

Наведение телескопа на Солнце и сканирование по щели спектрографа осуществляется с помощью двухканальной целостатной установки (ДЦУ, Рис. 1.5). Все используемые в оптической схеме объективы (Таблица 1.1) являются двухлинзовыми ахроматами. Телескопический объектив (ТО, Рис. 1.5) фокусирует изображение Солнца диаметром  $\approx 4.6$  мм на щели спектрографа. Отражённый от щели свет фиксируется камерой координатомера и используется для обратной связи с целостатной установкой. Регистрация поляризованных компонент света, поступающего в магнитограф, производится с помощью электрооптического анализатора (ЭА, Рис. 1.5). Все элементы анализатора должны находиться в параллельных световых пучках, поэтому в схеме присутствуют перестраиваемые объективы (ПО1 и ПО2, Рис. 1.5), между которыми размещается блок анализатора. Анализатор позволяет поочередно гасить левую и правую компоненту циркулярно поляризованного света, и состоит из электрооптического DKDP кристалла (дидейтерофосфат калия  $KD_2PO_4$ ), а также расположенной за ним призмы Глана [3]. Электрооптический кристалл может вносить в проходящее сквозь него излучение фазовый сдвиг  $\lambda/4$ , т.е. работать как четвертьволновая фазовая пластинка. Для этого к обкладкам кристалла нужно приложить высокое напряжение определённой величины, так называемое четвертьволновое напряжение. В случае магнитографа СТОП это напряжение составляет порядка 1500-2000 Вольт. В зависимости от знака напряжения кристалл вносит в пропускаемое излучение фазовый сдвиг  $\pm\lambda/4$ , т.е. преобразует компоненты света с левой и правой круговыми поляризациями в линейно поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Далее, с помощью призмы Глана отсекается одна из линейно поляризованных компонент и та часть света, которая изначально обладала левой или правой (в зависимости от знака напряжения на кристалле) круговой поляризацией, попадает на коллиматорную линзу и дифракционную решётку.

На ПЗС-матрице спектральной камеры фокусируется изображение спектра вблизи магниточувствительных линий Fe I 6301.5 Å и 6302.5 Å, которые используются в дальнейшем для восстановления карт магнитного поля. При сканировании солнечного диска делается около 60 шагов по щели спектрографа, соответственно, пространственное разрешение прибора относительно невысоко – 33"×6.6".

Важной особенностью магнитографа СТОП является наличие полуволновой фазовой пластинки, установленной перед целостатной установкой и предназначенной для устранения эффекта инструментальной поляризации. Это позволяет добиться высокой точности измерений (чувствительность  $\approx 0.5$  Гаусс), что необходимо при наблюдении слабых крупномасштабных полей. Более подробно способ применения полуволновой пластинки будет изложен в следующем параграфе.

#### 1.4.4. Инструментальная поляризация

При проведении измерений поляризационных свойств света необходимо большое внимание уделить влиянию на измерения инструментальной поляризации или перекрёстных помех, вносимых запаздыванием при косых отражениях падающего света в оптической системе. Инструментальная поляризация падающего излучения приводит к ошибке нуля сигнала магнитографа. Влияние инструментальной поляризации может быть существенным, например, для немецкого Vacuum Tower Telescope ошибка восстановления магнитного поля, обусловленная перекрёстными помехами, может достигать 20% [20].

Наблюдаемый вектор Стокса  $\vec{I}'$  связан с поступающим в оптическую систему истинным вектором  $\vec{I}$  соотношением:

$$\vec{I}' = M \times \vec{I}, \quad (1.6)$$

где  $M$  – матрица Мюллера, описывающая поляризационные свойства оптической системы. Матрица Мюллера зависит от геометрии светового луча и от оптических свойств элементов телескопа. В первую очередь, перекрёстные помехи в измеряемый вектор  $\vec{I}$  вносят отражения на зеркалах целостата. Матрица Мюллера может быть определена экспериментально. Для этого в телескоп подаётся излучение с известным состоянием поляризации и измеряется отклик оптической системы. Возможны также

аналогичные лабораторные измерения для отдельных компонент оптической системы [17].

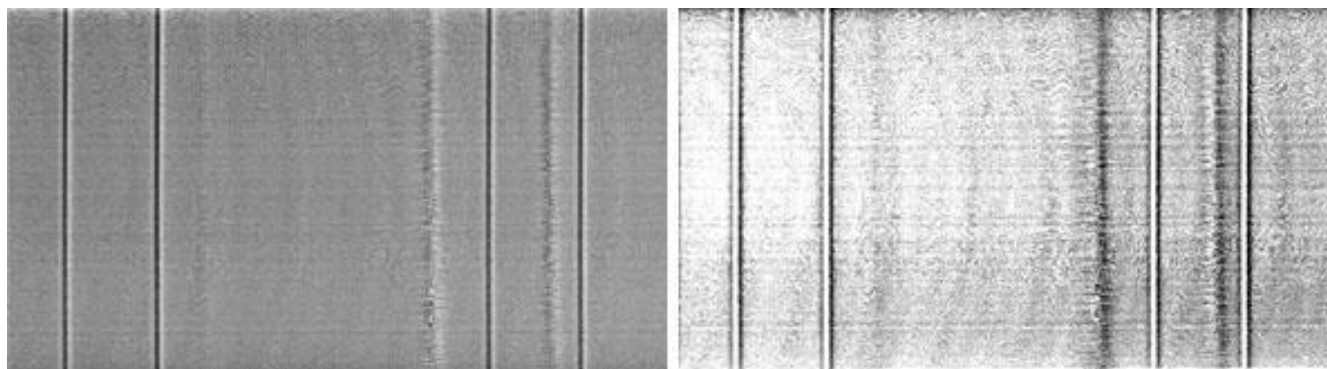


Рис. 1.6. I-профили Стокса вблизи центра диска по данным СТОП (Кисловодск, 2021.06.16) вдоль изображения Солнца на щели. Слева – отношение I-профилей, измеренных с полуволновой пластинкой и без неё:  $(I_{R2} + I_{L2}) / (I_R + I_L)$ . Справа – эффект инструментальной поляризации:  $(I_L - I_{R2}) + (I_R - I_{L2})$ .

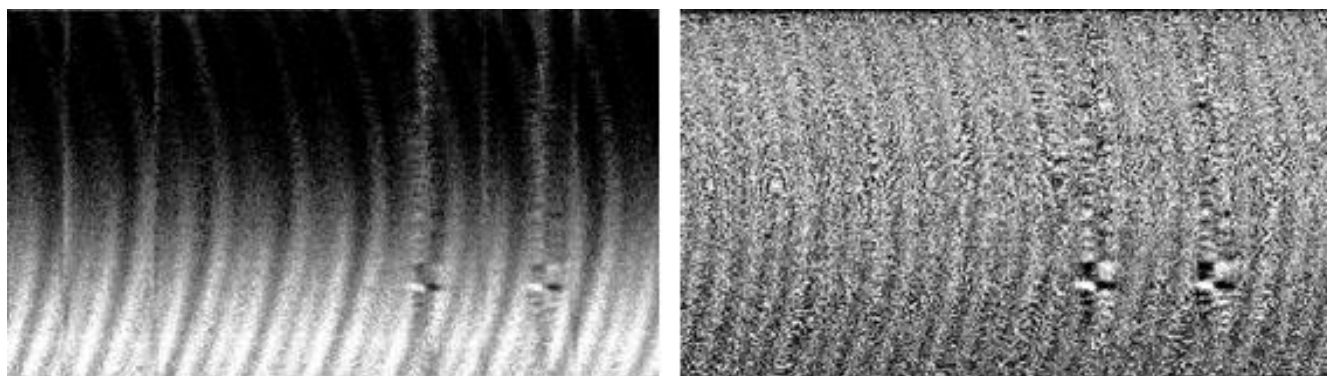


Рис. 1.7. V-профили Стокса вблизи центра диска по данным СТОП (Кисловодск, 2021.06.16) вдоль изображения Солнца на щели без коррекции эффекта инструментальной поляризации (слева) и после коррекции (справа).

Другой способ учёта влияния инструментальной поляризации реализован в магнитографе СТОП. Непосредственно перед целостатом установлена подвижная фазовая полуволновая пластинка, которая может вводиться во входящий поток солнечного света. В каждой точке изображения Солнца выполняется четыре измерения: с введённой в падающий пучок света пластинкой и без неё измеряются спектры излучения в правой и левой круговой поляризации. Обозначим эти измерения как  $I_R$ ,  $I_L$ ,  $I_{R2}$ ,  $I_{L2}$ , где индексы «L» и «R» означают левую и правую поляризацию, а индекс «2» соответствует измерению с полуволновой пластинкой. Степень влияния полуволновой пластинки на

измерения хорошо видна на Рис. 1.6 (левая панель). Поскольку при введении фазовой пластинки круговая поляризация в падающем пучке меняется на обратную, мы ожидаем, что величины  $(I_R - I_{L2})$  и  $(I_L - I_{R2})$  будут равны нулю. Однако на практике этого не происходит (см. Рис. 1.6, правая панель) по причине перекрёстных помех, вносимых инструментальной поляризацией. Чтобы устранить эти помехи, достаточно скорректировать измеренные спектры  $I_R$  и  $I_L$ , вычтя из них величины  $(I_R - I_{L2})$  и  $(I_L - I_{R2})$  соответственно. В случае магнитографа СТОП влияние инструментальной поляризации оказывается очень существенным (Рис. 1.7) – она приводит к существенному росту шума и снижению амплитуд V-профилей Стокса.

### 1.5. Существующие длительные ряды магнитографических наблюдений полного диска Солнца

Наиболее значимыми для прогнозирования солнечного ветра являются относительно медленно меняющиеся крупномасштабные магнитные поля на фотосфере. Чтобы использовать наблюдения крупномасштабных полей в качестве граничных условий в моделях солнечной короны, необходимо, чтобы эти наблюдения были регулярными с периодичностью, сопоставимой с временем жизни структур крупномасштабного магнитного поля, т.е. порядка нескольких часов. Продолжительных синоптических рядов наблюдений магнитного поля на полном диске Солнца не так уж много, они перечислены в Таблице 1.2.

Таблица 1.2. Магнитографы полного диска Солнца

		Тип	Период наблюдений	Спектральная линия	Фактор Ланде	Размер пикселя
Mount Observatory [129]	Wilson (MWO)	Спектрограф	1967 – 2013	Fe I 5250 Å	3.00	12" × 12"

Wilcox Solar Observatory [121]	Спектрограф	1976 н.в.	–	Fe I 5250 Å	3.00	175" × 175"
NSO Kitt Peak Vacuum Telescope Spectromagnetograph (KPVT/SPM) [47]	Спектрограф	1992 2003	–	Fe I 8688 Å	1.67	1.14" × 1.14"
NSO SOLIS Vector Spectromagnetograph (SOLIS/VSM) [52]	Спектрограф	2003 2017	–	Fe I 6301.5 Å 6302.5 Å	1.67 2.50	1.125" × 1.125"
NSO Global Oscillation Network Group (GONG) [41]	Фильтровый	2006 н.в.	–	Ni I 6768 Å	1.43	2.5" × 2.5"
Michelson Doppler Interferometer (SOHO/MDI) [103]	Фильтровый	1996 1998, 1999 2010	–	Ni I 6768 Å	1.43	2" × 2"
Helioseismic and Magnetic Imager (SDO/HMI) [104]	Фильтровый	2010 н.в.	–	Fe I 6173 Å	2.5	0.5" × 0.5"
Солнечный Телескоп Оперативных Прогнозов (СТОП, Кисловодск) [3, 123]	Спектрограф	2014 н.в.	–	Fe I 6301.5 Å 6302.5 Å	1.67 2.5	33" × 6.6"

### 1.6. Интерпретация зеемановских измерений

Поляризация зеемановских спектральных линий нелинейно зависит от физических свойств атмосферы, в которой эти линии образуются. Восстановить эту информацию из наблюдаемых профилей Стокса непросто. В общем случае должна быть решена задача переноса излучения, т.е. должны быть смоделированы профили Стокса путём интегрирования уравнения переноса в модельной атмосфере Солнца. Если



смоделированные профили не совпадают с наблюдаемыми, необходимо изменить модельную атмосферу, чтобы улучшить соответствие. Это так называемая концепция инверсий профилей Стокса.

### 1.6.1. Уравнение переноса излучения и инверсия профилей Стокса

Уравнение переноса излучения в присутствии магнитных полей описывает, как поляризованный пучок света распространяется в намагниченной среде (в данном случае – в солнечной атмосфере) с учётом изменения состояния поляризации света под действием магнитного поля. Если выбрать направление оси  $Z$  вдоль направления распространения света и перпендикулярно солнечной поверхности, уравнение переноса в общем виде выглядит следующим образом:

$$\frac{d\vec{I}(z)}{dz} = -\hat{k}[\vec{I}(z) - \vec{S}(z)], \quad (1.7)$$

где  $\vec{I} = (I, Q, U, V)$  – вектор Стокса,  $\vec{S}$  – вектор-функция источника,  $\hat{k}$  – матрица поглощения. В случае локального термодинамического равновесия  $\vec{S}(z)$  является функцией Планка  $B(T(z))$  с температурой, соответствующей высоте  $z$ :  $\vec{S}(z) = (B(T(z)), 0, 0, 0)$ . Матрица поглощения состоит из семи независимых параметров, которые могут быть вычислены в различных физических приближениях [57]. При решении этого уравнения удобно перейти к шкале оптической толщины континуума ( $d\tau_c = -k_c dz$ ):

$$\frac{d\vec{I}(\tau_c)}{d\tau_c} = -\hat{k}[\vec{I}(\tau_c) - \vec{S}(\tau_c)]. \quad (1.8)$$

Для решения уравнения переноса можно ввести оператор эволюции  $\hat{O}(\tau_c, \tau'_c)$ , преобразующий вектор Стокса при переходе от оптической толщины  $\tau_c$  к оптической толщине  $\tau'_c$ :

$$\vec{I}(\tau_c) = \hat{O}(\tau_c, \tau'_c)\vec{I}(\tau'_c). \quad (1.9)$$

Данный оператор обладает следующими свойствами:

$$\hat{O}(\tau_c, \tau_c) = 1, \quad (1.10)$$

$$\hat{O}(\tau_c, \tau''_c) = \hat{O}(\tau_c, \tau'_c)\hat{O}(\tau'_c, \tau''_c). \quad (1.11)$$

Тогда уравнение переноса излучения можно записать в следующем виде:

$$\vec{I}(\tau_1) = \hat{O}(\tau_1, \tau_0) \vec{I}(\tau_0) - \int_{\tau_0}^{\tau_1} \hat{O}(\tau_1, \tau_c) \hat{k}(\tau_c) \vec{S}(\tau_c) d\tau_c, \quad (1.12)$$

где  $\tau_0$  и  $\tau_1$  – оптические толщины, соответствующие нижней и верхней точкам изучаемой среды. В качестве положения наблюдателя принимается  $\tau_1 = 0$ . Если нижнюю точку среды расположить достаточно глубоко ( $\tau_0 \rightarrow \infty$ ), атмосфера будет настолько оптически плотной, что излучение из точки  $\tau_0$  не сможет достичь наблюдателя:

$$\lim_{\tau_0 \rightarrow \infty} \hat{O}(0, \tau_0) \mathbf{I}(\tau_0) = 0. \quad (1.13)$$

Принимая во внимание формулы (1.11) и (1.13), формальное решение уравнения переноса можно записать в виде:

$$\vec{I}(0) = \int_0^{\infty} \hat{O}(0, \tau_c) \hat{k}(\tau_c) \vec{S}(\tau_c) d\tau_c. \quad (1.14)$$

В общем случае оператор эволюции  $\hat{O}(0, \tau_c)$  не может быть найден аналитически. В случае, если матрица поглощения не зависит от высоты ( $\hat{k}(\tau_c) = \hat{k}_0$ ), а функция источника зависит линейно от оптической толщины ( $\vec{S}(\tau_c) = (S_0 + S_1 \tau_c, 0, 0, 0)$ ), мы имеем дело с приближением Милна-Эддингтона. В таком случае выражение для оператора эволюции может быть получено решением дифференциального уравнения:

$$\frac{d\hat{O}(\tau_c, \tau'_c)}{d\tau_c} = \hat{k}(\tau_c) \hat{O}(\tau_c, \tau'_c), \quad (1.15)$$

$$\hat{O}(0, \tau_c) = \exp\left(-\int_0^{\tau_c} \hat{k}(t) dt\right). \quad (1.16)$$

Решение уравнения переноса излучения позволяет рассчитывать модельные профили с использованием модели атмосферы – заданного набора параметров, определяющего физические параметры исследуемого слоя атмосферы. После этого возможно решение задачи инверсии наблюдаемых профилей Стокса. Процесс инверсии состоит в итерационном приближении модельных профилей к наблюдаемым путём изменения параметров атмосферы. В качестве свободных изменяемых параметров может быть выбрана напряжённость магнитного поля, лучевая скорость, доплеровское уширение и другие [101]. Метод инверсии профилей Стокса имеет ряд преимуществ относительно других более упрощённых методов:

- Метод инверсий решает проблему полного переноса линии, поэтому нет необходимости в упрощающих допущениях и неопределённых калибровках;
- Четыре параметра Стокса используются одновременно;
- Сложные сценарии, такие как трубки магнитного потока или двухкомпонентные модели атмосфер, могут быть реализованы для более реалистичной интерпретации наблюдений.

### 1.6.2. Приближение сильного поля

При определённых идеализированных условиях существуют гораздо более простые решения уравнения переноса излучения, которые обычно используются для определения напряжённости магнитного поля из наблюдений. Когда магнитное расщепление намного больше ширины линии ( $\Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D \gg 1$ ), разделение длин волн между  $\sigma$ -компонентами непосредственно измеряется в профилях круговой поляризации и может использоваться для определения напряжённости поля по формуле (1.3). При этом расстояние между  $\sigma$ -компонентами линейно увеличивается с увеличением напряжённости поля, но амплитуды профилей Стокса не меняются. Поскольку  $\Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D$  пропорционально  $g_{eff} \lambda_0$ , этот метод очень полезен в инфракрасном диапазоне, где многие спектральные линии почти полностью разделяются под действием относительно небольших полей. Например, для линии Fe I ( $g_{eff} = 3$ ) режим сильного поля можно рассматривать как хорошее приближение для параметра Стокса V, когда напряжённость поля превышает  $\sim 500$  Гаусс [115].

### 1.6.3. Приближение слабого поля

Когда зеемановское расщепление незначительно по сравнению с шириной линии ( $\Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D \ll 1$ ) и поле не зависит от высоты, справедливо следующее соотношение:

$$\Delta V(\lambda) = -f \Delta\lambda_B \cos \gamma \frac{dI_0}{d\lambda}. \quad (1.17)$$

Здесь  $\gamma$  – угол между вектором магнитного поля и лучом зрения;  $I_0$  – интенсивность, которая исходила бы из той же атмосферы при нулевом магнитном поле;  $\Delta\lambda_B$  вычисляется

согласно формуле (1.3). Коэффициент заполнения  $f$  учитывает возможность того, что поле занимает только часть  $f$  площади поверхности, покрытой пикселем.

Согласно формуле (1.17), форма V-профиля Стокса определяется производной профиля интенсивности и не изменяется в зависимости от напряжённости поля. В то же время, амплитуда V-профиля пропорциональна продольной компоненте магнитного поля ( $B_{||} = B \cos \gamma$ ) и коэффициенту магнитного заполнения. Таким образом, в этом приближении в принципе невозможно отделить  $B_{||}$  от  $f$  и можно определять только их произведение, которое, по сути, является продольной плотностью магнитного потока  $\varphi$ :

$$\varphi = \int_A B dA / \int_A dA, \quad (1.18)$$

где  $A$  – область интегрирования, перпендикулярная лучу зрения. Если магнитное поле однородно и занимает долю  $f$  области интегрирования, то  $\varphi = f B \cos \gamma$  и  $V \propto \varphi$ . Хотя  $B$  и  $\varphi$  имеют одинаковые единицы измерения, принято различать поле и плотность потока, используя единицы измерения Гаусс и Максвелл/см<sup>2</sup> соответственно.

Уравнение (1.17) часто используется для преобразования измерений магнитографа в продольные плотности потока, однако следует быть осторожным с его диапазоном применимости. Даже если магнитное поле слабо, всё ещё остаётся проблема калибровки, потому что  $I_0$  нельзя наблюдать напрямую. Обычно для в качестве  $I_0$  используют профиль интенсивности спокойного Солнца, но это не всегда справедливо, согласно результатам численного моделирования. Уравнение (1.17) справедливо не только для отдельных длин волн, но и для полных I и V-профилей. Когда доступно более одной выборки длин волн, подгонка измерений к формуле (1.17) (например, методом наименьших квадратов) повышает точность измерений за счёт уменьшения зависимости от шума [21].

В случае, если мы имеем дело с полными I и V-профилями Стокса, для восстановления продольной компоненты магнитного поля можно применять популярный метод центра тяжести [93]. Центр тяжести каждого из двух компонент профиля определяется как геометрический центр соответствующих профилей интенсивности:

$$\lambda_{\text{сog},\pm} = \frac{\int \lambda [I_c \pm (I_\lambda \pm V_\lambda)] d\lambda}{\int [I_c \pm (I_\lambda \pm V_\lambda)] d\lambda}, \quad (1.19)$$

где  $I_c$  – интенсивность континуума. При этом спектральное уширение совершенно не влияет на определение центров. Продольная составляющая магнитного поля  $B$  определяется соотношением, аналогичным формуле (1.3):

$$\frac{\lambda_{COG,+} - \lambda_{COG,-}}{2} = 4.6686 \times 10^{-10} \lambda_0^2 g_{eff} B. \quad (1.20)$$

#### 1.6.4. Метод отношения линий

Когда расщепление Зеемана велико, напряжённость магнитного поля и коэффициент заполнения могут быть разделены благодаря их различному влиянию на форму профилей Стокса. В общем случае расщепление не является полным, и небольшие различия в разделённых  $\sigma$ -компонентах могут быть скрыты шумом. Поэтому с помощью простых методов часто невозможно сказать, является ли небольшой V-сигнал Стокса результатом влияния сильного поля с малым коэффициентом заполнения или слабого поля с большим коэффициентом заполнения. Чтобы различать эти случаи, придуман метод отношения магнитных линий [116]. Метод основан на использовании двух линий (1 и 2) с одинаковыми термодинамическими характеристиками, но с разной магнитной чувствительностью. Чтобы обеспечить одинаковый тепловой отклик, обе линии должны иметь очень похожие длины волн, потенциалы возбуждения и силы осцилляторов. В таком случае, обе линии будут обладать одинаковым профилем интенсивности  $I_0$  и производной  $I_0 / d\lambda$  на всех высотах в атмосфере. Единственное различие между ними будет заключаться в их различных факторах Ланде  $g_1$  и  $g_2$ .

В приближении слабого поля отношение амплитуд V-сигналов Стокса двух выбранных линий  $V_1 / V_2$  равно отношению  $g_1 / g_2$  независимо от коэффициента заполнения (см. уравнение (1.17)). Этот результат сохраняется даже тогда, когда поле не является постоянным с высотой, потому что линии имеют абсолютно одинаковую форму по всех слоях атмосферы. При более сильных полях приближение слабого поля перестаёт работать раньше для линии с большим фактором Ланде. V-сигнал Стокса этой линии перестаёт быть пропорциональным  $B$  и  $V_1 / V_2 \neq g_1 / g_2$ . Такое поведение пары линий можно использовать, чтобы различать слабые и сильные поля независимо от коэффициента магнитного заполнения. Отношение  $V_1 / V_2$  может быть откалибровано как функция от  $B$ , но не очень точно, поскольку это отношение зависит от особенностей формирования линий и предполагаемой магнитной структуры в элементе разрешения. Лучший пример пары линий для метода отношений – это линии Fe I 5250.21 Å и 5247.05 Å. Эти линии достаточно близки в спектре, чтобы наблюдать их одновременно, при этом

обладают разными факторами Ланде – 3 и 2 соответственно. Таким образом, при наличии слабых полей отношение амплитуд V-сигналов Стокса должно составлять 3/2. Меньшее отношение наблюдалось в флоккулах, и это привело к заключению о том, что поля там более сильные [117]. Также для метода отношения линий можно использовать пару линий 6301.5 и 6302.5 Å, наблюдаемых на магнитографе СТОП.

### **1.7. Восстановление крупномасштабного магнитного поля методом аппроксимации I-профилей Стокса**

Для разных задач и разных приборов предпочтительны разные методы интерпретации наблюдений. Выбор методики определяется, в том числе, недостатками и преимуществами конкретного прибора. При интерпретации наблюдений магнитографа СТОП основная проблема – крайне высокие инструментальные шумы, вызванные, по всей видимости, особенностями спектрографа Литрова. На измеряемых спектрах (Рис. 1.4, 1.7) эти шумы проявляются в виде повторяющихся широких дугообразных полос. Этот паразитный сигнал навряд ли можно устранить на этапе обработки, поскольку от измерения к измерению положение полос меняется. По той же причине при вычислении V-профилей Стокса эти шумы только размножаются (Рис. 1.4, правая панель) и амплитуда этого шумового сигнала сопоставима с амплитудой полезного стоксовского сигнала, что делает крайне проблемным применение таких методов, как метод центра тяжести. С другой стороны, система с фазовой полуволновой пластинкой достаточно неплохо устраняет помехи, связанные с инструментальной поляризацией. Поляриметрические записи на спокойном Солнце имеют большую долю пространственных пикселей, имеющих очень малые значения отношения V/I, сравнимые с шумом измерения. В статической плоскопараллельной атмосфере профиль Стокса V является антисимметричным, с четко определенной точкой пересечения нуля и двумя лепестками противоположного знака с равными амплитудами (см. например, [57]). Однако наблюдаемые профили часто демонстрируют асимметрию по площади и амплитуде. Таким образом, часто оказывается, что существует большой разброс в V-асимметрии для слабых сигналов поляризации, с высокой частотой появления двух лепестков одного знака или преобладания одного из лепестков. При разработке методики

восстановления магнитных полей по данным СТОП все эти особенности нужно учитывать.

Основным разработчиком магнитографа СТОП Пещеровым В.С. [3] была разработана также методика обработки спектрополяриметрических данных и было написано соответствующее программное обеспечение. Предположительно инверсия измеренных профилей Стокса в рутинной процедуре обработки осуществляется модифицированным методом центра тяжести (см. параграф 1.6.3), но детали неизвестны. К сожалению, В.С. Пещеров не оставил после себя никаких описаний методики восстановления магнитных полей, а исходный код программ управления телескопом и сборки магнитограмм недоступен и, вероятно, утерян. Поэтому вновь возникла необходимость разработать обновленный метод восстановления магнитного поля.

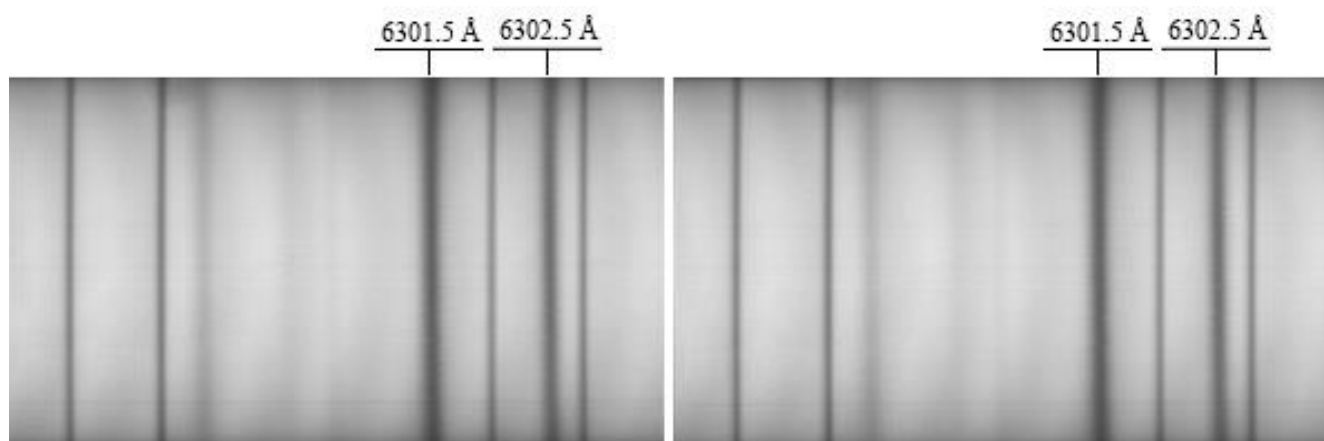


Рис. 1.8. Измеренные I-профили Стокса вблизи центра диска по данным СТОП (Кисловодск, 2021.07.17) вдоль изображения Солнца на щели для излучения в левой круговой поляризации ( $I_L$ , слева) и правой круговой поляризации ( $I_R$ , справа).

В настоящей работе предложен оригинальный подход к задаче интерпретации спектрополяриметрических данных, основанный на анализе гауссовых профилей интенсивности в левой  $I_L$  (Рис. 1.8, левая панель) и правой круговой  $I_R$  (Рис. 1.8, правая панель) поляризации. В основном, метод предназначен для измерения продольной компоненты слабого крупномасштабного поля по данным магнитографа СТОП. Но далее будет приведён пример расчётов по данным спектрополяриметра Ninode для верификации метода. Рутинная циклограмма записи скана солнечного диска состоит из 70 регистраций интенсивностей левой и правой компонент поляризованного света при фиксированном положении изображения Солнца на спектральной щели. Затем

происходит механический ввод пластинки  $\lambda/2$  перед целостатом и повторная запись спектра. После этого изображение Солнца смещается перпендикулярно щели к следующей позиции.

Для решения проблемы инструментального шума применялась аппроксимация наблюдаемых профилей спектральных линий функцией Гаусса. Как правило, для аппроксимации используют метод градиентного спуска или другие итеративные процедуры, такие как метод Ньютона или алгоритм Левенберга – Марквардта. Поскольку необходимо выполнение таких операций для всех столбцов кадра и для всех кадров скана, это требует значительного времени вычислений. Например, для данных СТОП аппроксимация всех спектров одной из магниточувствительных линий методом Левенберга – Марквардта требует порядка 12 часов вычислений на ПК средней производительности, что делает затруднительным использование подобных методов для синоптических наблюдений. Чтобы существенно ускорить процедуру обработки, в данной работе применялись быстрые приближенные методы Guo [37] и FAS [6], которые позволяют аппроксимировать данные функцией Гаусса всего за одну итерацию (Рис. 1.9).

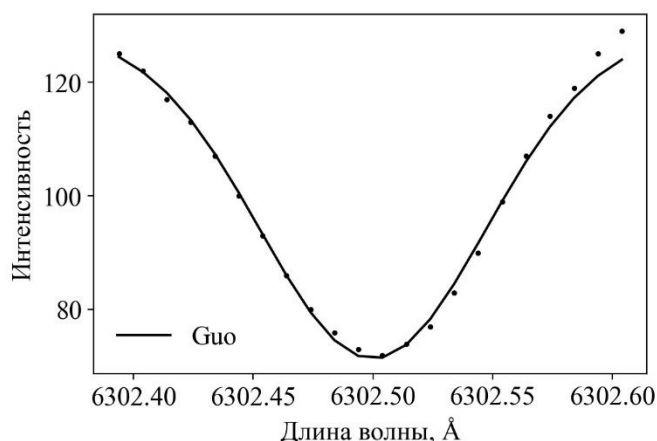


Рис. 1.9. Результат аппроксимации методом Guo измеренного на магнитографе СТОП спектрального профиля магниточувствительной линии Fe I 6302.5 Å.

Использование аппроксимаций заметно снижает уровень шума и позволяет определять в измеренных спектрах положение центра магниточувствительной линии как центр аппроксимирующей гауссианы. Тогда мы можем вычислить напрямую расстояние на спектральной шкале между  $\sigma$ -компонентами Зеемана, т.е. между центрами линий, измеренных в правой и левой круговых поляризациях. Определив эти расстояния и



воспользовавшись соотношением (1.3), мы можем получить карты продольной компоненты фотосферного магнитного поля.

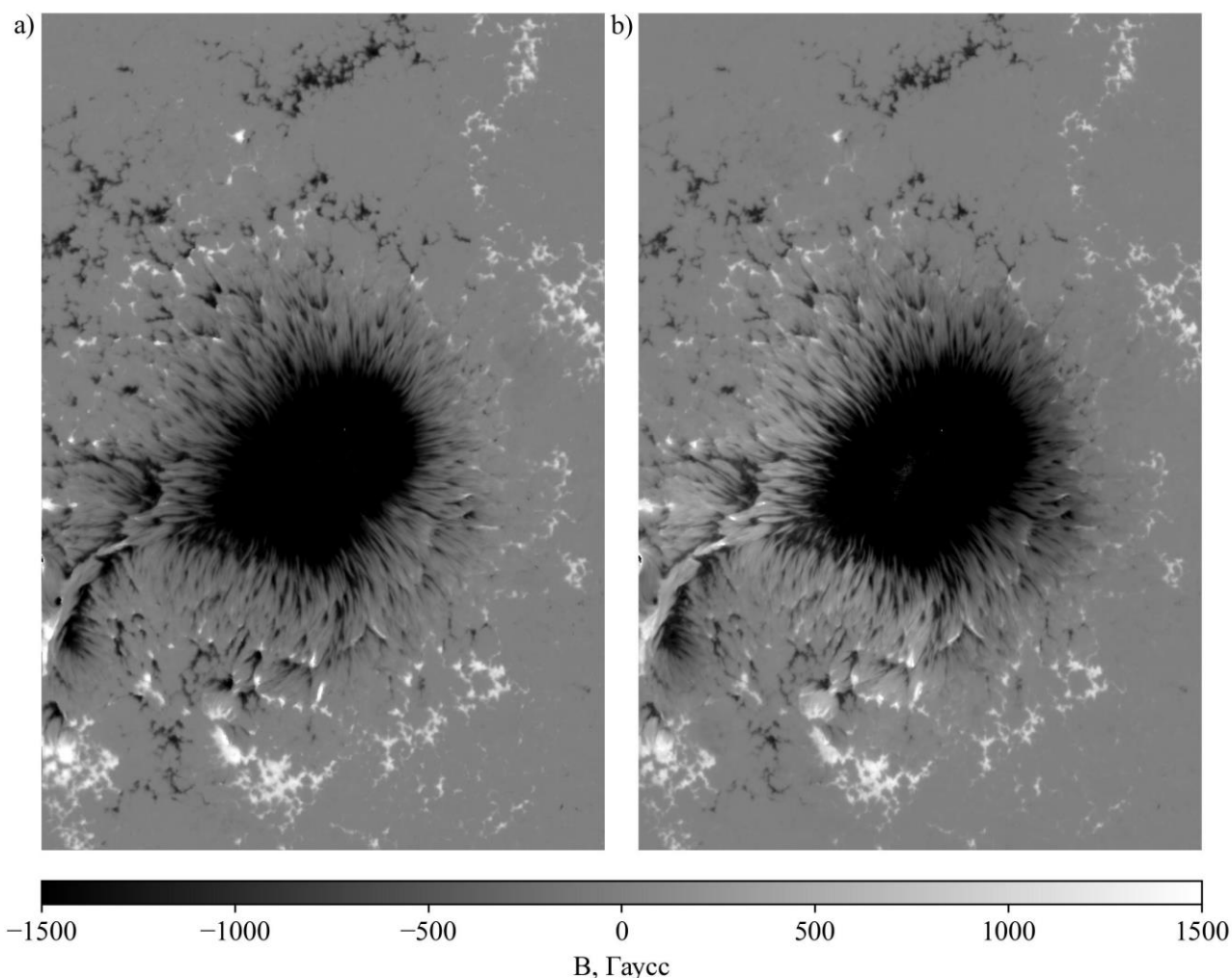


Рис. 1.10. Карты продольной компоненты магнитного поля вблизи активной области NOAA 10923 по наблюдениям Hinode 2006.11.12 05:00:05 UT, восстановленные методом ME0 (a) и методом аппроксимации I-профилей Стокса функцией Гаусс (b).

Описанный выше метод был опробован на данных Hinode [151] для верификации и сравнения с методом центра тяжести, который очень популярен для интерпретации синоптических наблюдений. Были использованы данные наблюдений активной области NOAA 10923 от 2006.11.12 05:00:05 UT, примеры соответствующих профилей Стокса можно увидеть на Рис. 1.3. Визуальное сопоставление предложенного метода с методом инверсии ME0 [59] представлено на Рис. 1.10. В относительно слабых полях вне пятна наблюдается хорошее соответствие с результатами восстановления методом ME0, а некоторые различия видны в области полутени и ядра. Также различия в ядре, имеющем

отрицательную полярность, видны на Рис. 1.11а. Причина различий связана, во-первых, с тем, что при сильном расщеплении магниточувствительной линии увеличивается влияние несмещённой под действием магнитного поля  $\pi$ -компоненты, что приводит к заниженным оценкам величины расщепления при вписывании функции Гаусса. Во-вторых, в ядре пятна и полутени уменьшается амплитуда полезного сигнала и, кроме того, проявляются молекулярные бленды, интенсивность которых сопоставима с полезным сигналом. Молекулярные бленды в ядре пятна можно даже увидеть невооружённым взглядом в виде узких полос поглощения в тёмном участке спектра на Рис. 1.3а.

Несмотря на некоторые различия между картами магнитного поля на Рис. 1.10, результаты, полученные методом аппроксимации профилей  $I_L$  и  $I_R$  (Рис. 1.11а), оказываются более точными, чем полученные методом центра тяжести (Рис. 1.11б): коэффициент корреляции Пирсона с ME0 0.92 против 0.51. При этом сложность вычислений при аппроксимациях сопоставима со сложностью вычисления центров тяжести. Учитывая, что метод аппроксимаций предлагается, в первую очередь, для восстановления карт слабых магнитных полей, где работает относительно хорошо, можно считать результат вполне удовлетворительным.

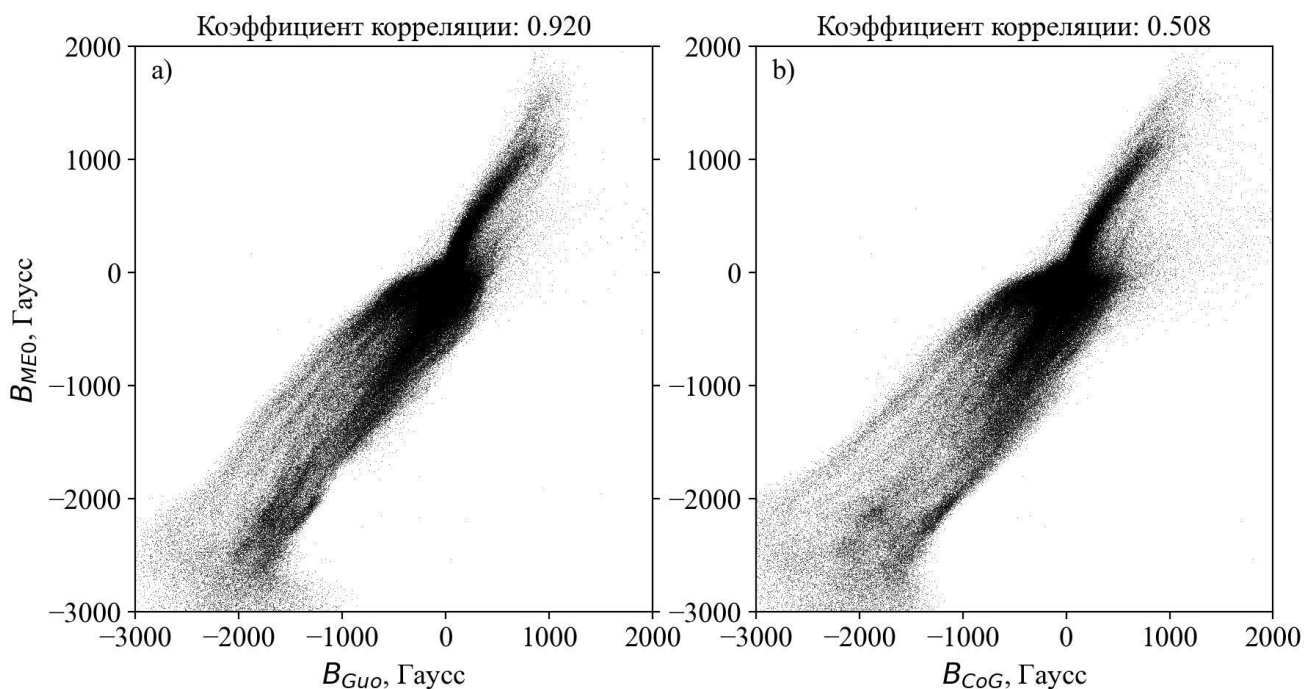


Рис. 1.11. Сопоставление метода аппроксимации I-профилей Стокса (а) и метода центра тяжести (б) с методом ME0 по участку Солнца, изображённому на Рис. 1.10, для продольной компоненты магнитного поля.

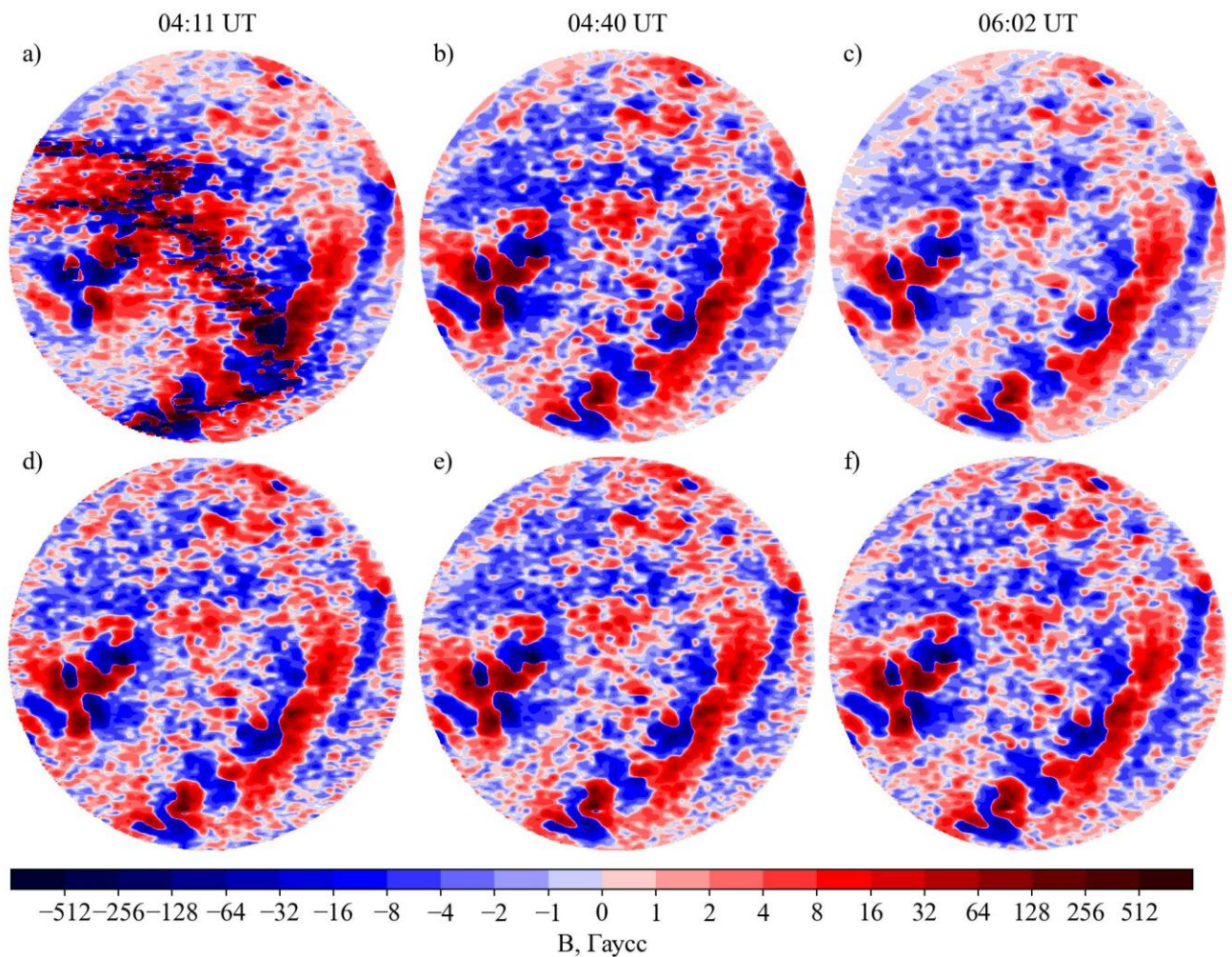


Рис. 1.12. Сравнение рутинной процедуры восстановления продольной компоненты магнитного поля (a-c) и метода аппроксимации  $I_L$  и  $I_R$  профилей Стокса (d-f) по наблюдениям СТОП 2023.03.22: 04:11 UT (a, d), 04:40 UT (b, e) и 06:02 UT (c, f).

При обработке данных магнитографа СТОП нужно учесть поправку на инструментальную поляризацию (см. параграф 1.4.4). Первоначально усредняются серии спектральных кадров для левой или правой круговой поляризации при выведенном положении полуволновой пластинки. Затем находятся параметры функции Гаусса в каждой точке скана, в первую очередь, положения центров гауссиан и по формуле (1.3) вычисляется величина  $B_1$ . Аналогично находится величина  $B_2$  для кадров с введенной полуволновой пластинкой. Тогда поправку на инструментальную поляризацию  $\Delta$  можно вычислить следующим образом:  $\Delta = 0.5(B_1 - B_2)$ . Итоговое выражение для интенсивности продольной компоненты магнитного поля:  $B = B_1 - \Delta$ .

Сравнение метода аппроксимации с рутинной процедурой, используемой на магнитографе СТОП дает неплохие результаты. Нужно отметить, что предложенный

метод работает более стабильно, чем рутинный. На Рис. 1.12 приведён пример серии из трёх наблюдений 2023.03.22, на которой имели место некоторые проблемы при рутинной обработке данных. Первое измерение проводилось при очень низком Солнце, что привело к необъяснимым артефактам на карте продольной компоненты магнитного поля (Рис. 1.12a). Второе измерение было сделано при ясном небе, и рутинная процедура дала нормальный результат (Рис. 1.12b). По данным измерений сквозь циркусы получены заниженные значения интенсивности магнитного поля (Рис. 1.12c). В то же время, при обработке наблюдений методом аппроксимации  $I_L$  и  $I_R$  профилей Стокса, каждый раз получался примерно одинаковый результат (Рис. 1.12d-f), что, безусловно, является преимуществом метода. Кроме того, получен также выигрыш во времени обработки – новая процедура работает примерно в 10 раз быстрее. В целом, на продолжительных сериях наблюдений мы видим хорошее соответствие между рутинным методом и методом аппроксимаций на низких и средних широтах (Рис. 1.13b). В полярных областях соответствие несколько хуже, но не существенно (Рис. 1.13a, c). На Рис. 1.13b присутствует заметное уменьшение амплитуды вариаций магнитного поля, связанное с существованием секторной структуры в период 2018-2022 гг.

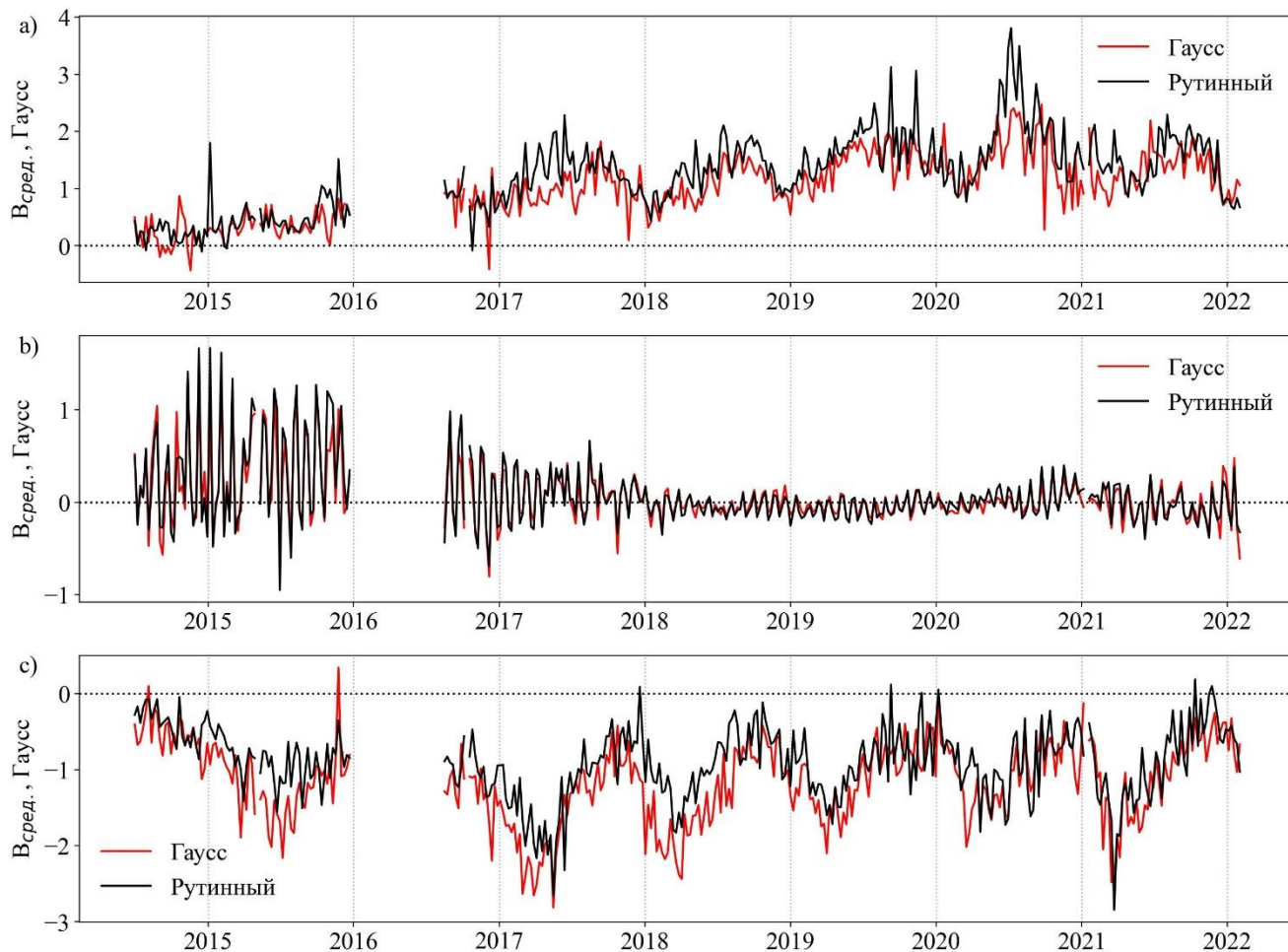


Рис. 1.13 Сравнение долговременных вариаций средней интенсивности магнитного поля, полученного методом гауссовой аппроксимации и рутинным методом, используемым в наблюдениях. Значения сглажены за 7 дней. а) усреднение по северной полярной области (выше  $60^\circ$ ); б) усреднение по низким и средним широтам (от  $-45^\circ$  до  $+45^\circ$ ); в) усреднение по южной полярной области (ниже  $-60^\circ$ ).

## **Глава 2. Моделирование магнитного поля и рекуррентных потоков солнечного ветра в гелиосфере**

В настоящее время принято считать, что механизмы формирования и разгона спокойного солнечного ветра (СВ) связаны со структурой глобального магнитного поля на фотосфере и в солнечной короне. Источниками спокойного СВ считаются корональные дыры (КД) – области на Солнце с открытой конфигурацией магнитного поля. А скорость СВ, истекающего из КД, определяется геометрическими параметрами коронального магнитного поля [135, 9]. Поэтому исследование источников и моделирование параметров СВ нужно начинать с моделей солнечной короны.

### **2.1. Синоптические карты крупномасштабного магнитного поля**

Для моделирования солнечной короны желательно иметь магнитные карты всего Солнца, но обладать оперативной информацией о магнитном поле на дальней стороне Солнца в настоящее время невозможно. Поэтому по мере того, как Солнце совершает полный кэррингтоновский оборот примерно за 27 дней, ведутся синоптические наблюдения магнитного поля на полном диске. Предполагая, что за один оборот Солнца крупномасштабное магнитное поле не меняется кардинально, можно собрать отдельные магнитограммы в карту магнитных полей всего Солнца.

#### **2.1.1. Формирование синоптических карт**

Процедура сборки синоптических карт принципиально состоит из нескольких шагов:

- Формируется ряд изображений, которые относятся к рассматриваемому обороту Кэррингтона. В случае с данными СТОП выбирается одна наилучшая карта для каждого дня наблюдений, по критерию наименьшей среднеквадратической ошибки измерений на солнечном диске (левая часть Рис 2.1). В зависимости от погодных условий количество магнитограмм СТОП для одного оборота составляет 10-25 штук;

- Отобранные магнитограммы проецируются на гелиографическую (Кэррингтоновскую) координатную сетку (права часть Рис. 2.1);

– Затем для каждой магнитограммы для каждой долготы гелиографической проекции определяется весовая функция в виде:  $w = 1 / \Delta t^2$ , где  $\Delta t$  – разница между долготой на гелиографической развёртке магнитограммы и долготой центрального меридиана, соответствующего времени наблюдений. Наблюдения, отстоящие от центрального меридиана на долготу более  $60^\circ$ , не учитываются. Затем весовые функции нормируются;

– Все гелиографические развёртки суммируются с учётом весовых функций (Рис. 2.2а).

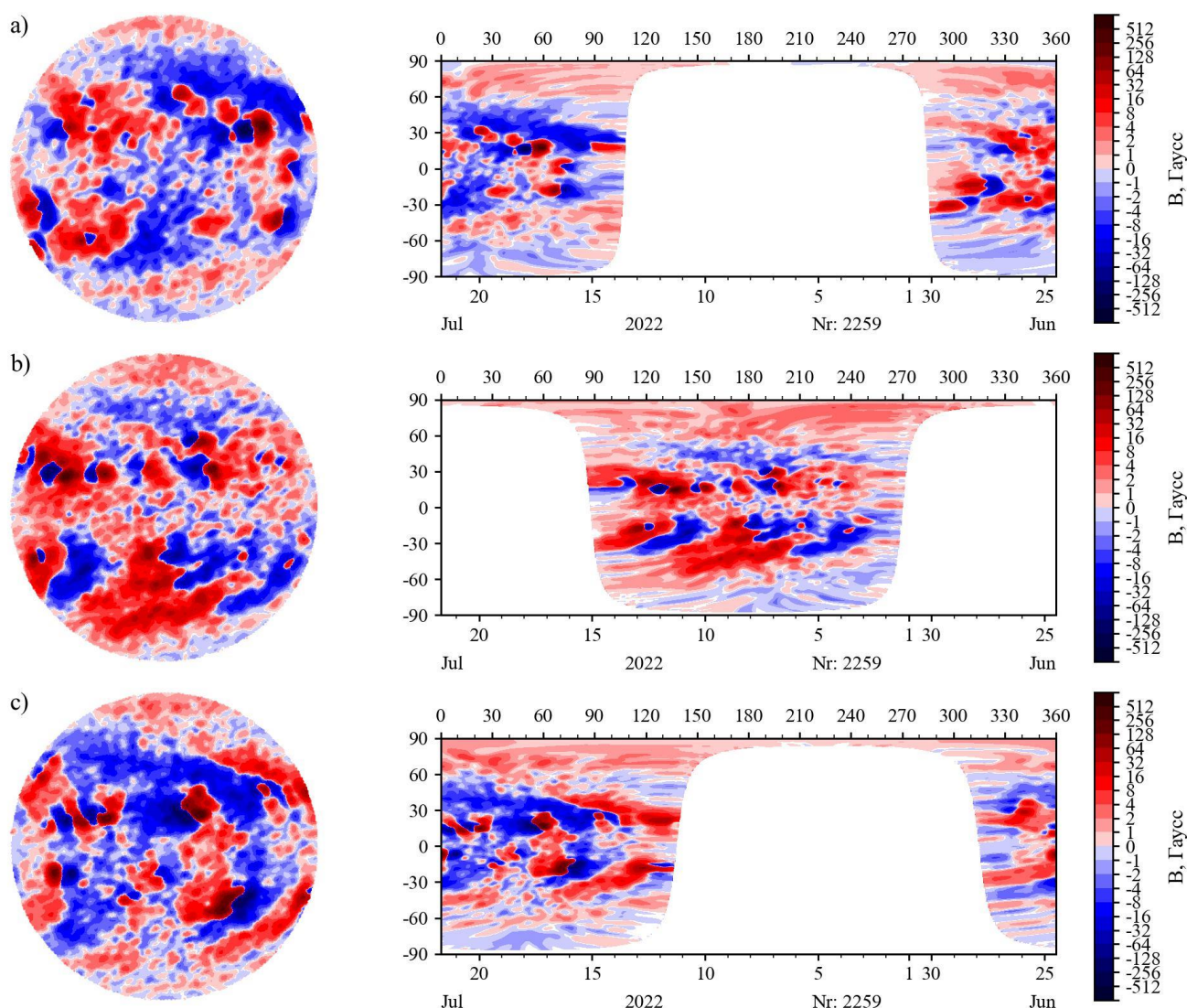


Рис. 2.1. Пример проекций магнитограмм СТОП (Кисловодск) на гелиографическую кэррингтоновскую координатную сетку при сборке синоптической карты для оборота 2259: а) 2022.06.23, б) 2022.07.08, в) 2022.07.08.

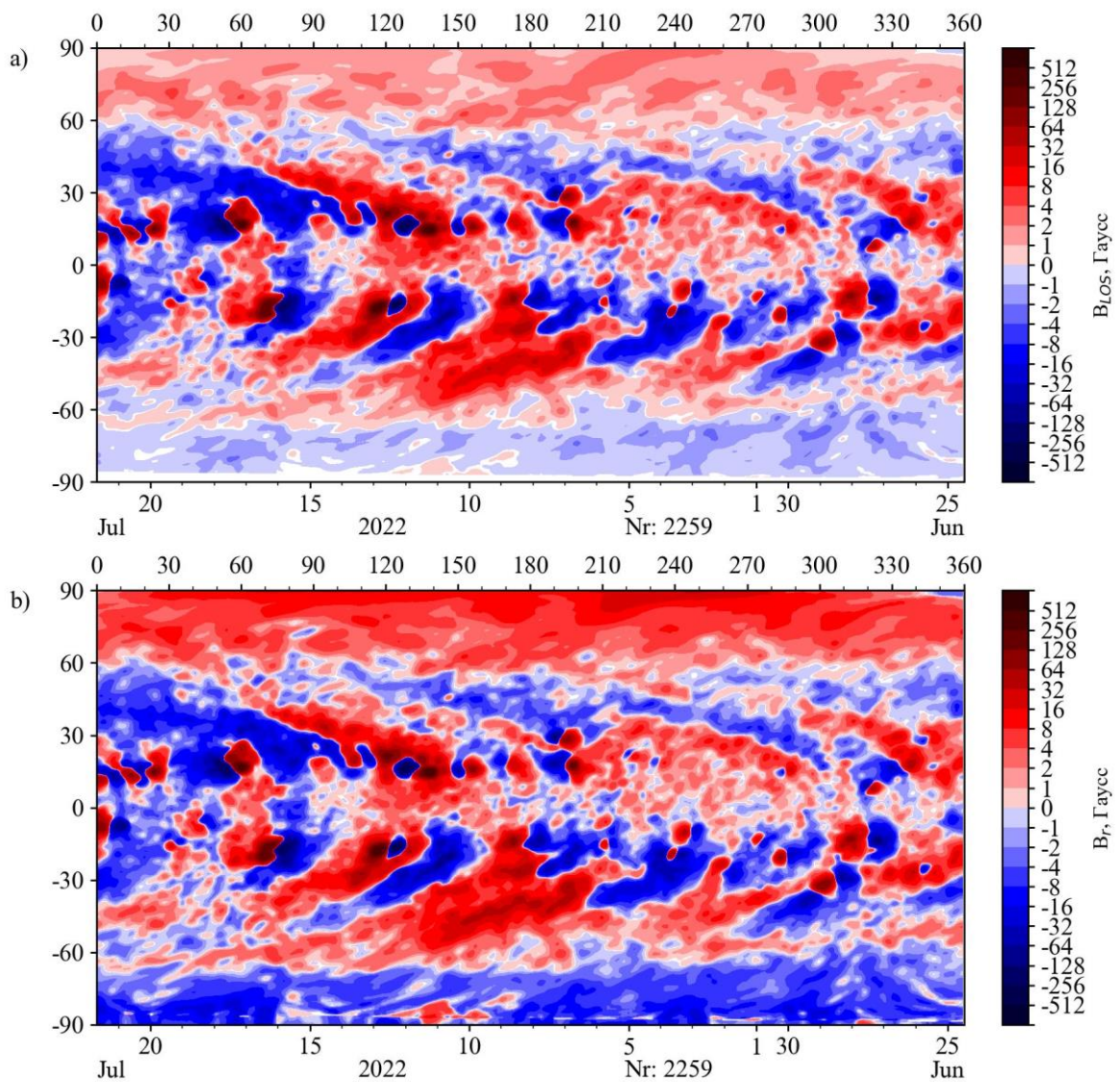


Рис. 2.2. Синоптическая карта для кэррингтоновского оборота 2259 по данным магнитографа СТОП (Кисловодск): продольная компонента  $V_{LOS}$  (a), радиальная компонента  $V_r$  с заполнением пробела наблюдений на южном полюсе (b).

Методы построения синоптических карт могут различаться в деталях. Например, выбор весовой функции определяется частотой синоптических наблюдений и наличием пробелов в данных. Довольно распространённым является использование не прямой проекции по широте (как на Рис. 2.1-2.2), а синус-проекции. В модели ADAPT (Air Force Data Assimilative Photospheric Flux Transport [11]) при формировании синоптических карт учитывается дифференциальное вращение и меридиональная циркуляция.

Карты, собранные за один полный оборот Кэррингтона, обладают большим недостатком – они не позволяют смоделировать корональные структуры, связанные с быстро развивающимися активными областями [145]. Частичным решением этой



проблемы может быть использование «оперативных» или «ежедневных» синоптических карт. Оперативные карты обновляются по мере поступления новых наблюдений. При этом те области, которые ещё не наблюдались на текущем обороте Кэррингтона, заполняются данными с прошлого оборота. Использование таких карт улучшает качество моделирования СВ [10], поэтому они используются в реальных задачах служб прогноза космической погоды.

### **2.1.2. Проблема заполнения полюсов и полярной коррекции**

Наклон оси вращения Солнца относительно нормали к плоскости эклиптики составляет  $7.25^\circ$ . Из-за этого, по мере обращения Земли вокруг Солнца в течение одного полугодия (июнь – ноябрь) мы не видим южный полюс Солнца, а во втором полугодии от нас остаётся скрыт северный полюс. Например, на Рис. 2.2а пробел в наблюдениях виден в виде узкой белой полосы на южном полюсе. Несмотря на то, что это относительно малая часть Солнца, в полярных областях сосредоточено много информации о дипольной составляющей глобального магнитного поля. Погрешности в определении магнитного поля на полюсах сильно влияют на результаты моделирования солнечной короны и СВ [10, 65]. Возникает проблема – каким образом заполнять пробелы в наблюдениях. Существует ряд подходов к решению этой проблемы [120]:

- Одномерная интерполяция. Берётся несколько пикселей на широтном срезе рядом с недостающими измерениями на полюсе, также берётся несколько пикселей с шагом по долготе  $180^\circ$ , т.е. с противоположной стороны Солнца. Пробел в наблюдениях интерполируется сплайном или полиномом по этим точкам. Данный подход используется в настоящей работе (Рис. 2.2b);

- Сглаживание сферическими гармониками. На первой итерации применяется предыдущий метод, а на второй итерации результат уточняется через разложение карты по сферическим гармоникам;

- Двумерная интерполяция. По аналогии с одномерной производится интерполяция двумерным полиномом;

- И другие. Например, в упомянутой выше модели ADAPT полярные поля представлены моделью поверхностного переноса магнитного поля.

Магнитограммы, из которых формируются синоптические карты отображают распределение по Солнцу продольной компоненты магнитного поля (проекция line of sight, LOS). Для дальнейшего использования синоптических карт в моделях солнечной короны нужно знать радиальную компоненту поля, которую можно вычислить из продольной, допустив, что крупномасштабное поле на фотосфере является строго радиальным. Это допущение близко к действительности в спокойных регионах Солнца, но неверно в активных областях [23]. На основе этого предположения существует несколько способов перехода к радиальной компоненте магнитного поля из наблюдаемой продольной – это, так называемые, методы полярной коррекции. Полярная коррекция может применяться к магнитограммам полного диска перед сборкой карты или к уже готовой карте продольного поля и заключается в умножении измеренных значений на масштабирующие коэффициенты, которые зависят от гелиоцентрического угла или широты. В данной работе используется наиболее простая коррекция, радиальная компонента магнитного поля  $B_r$  вычисляется из продольной  $B_{LOS}$  на широте  $q$  как  $B_r = B_{LOS} / \sin(q)$ . Довольно распространённой является схема коррекции, в которой масштабирующий множитель пропорционален  $\cos^8(q)$  [137]. Выбор метода полярной коррекции оказывает заметное влияние на конечный результат.

## 2.2. Модели солнечной короны

Магнитное поле в межпланетной среде формируется под действием источников магнитного поля на фотосфере Солнца и токов в расширяющейся атмосфере Солнца и солнечном ветре. Взаимодействие магнитного поля и плазмы в околосолнечном пространстве приводит к образованию структур в короне, наблюдаемых, например, в белом свете во время затмений. В свою очередь, скоростной поток плазмы изменяет конфигурацию силовых линий магнитного поля. Таким образом, задача определения параметров магнитного поля около Солнца является трехмерной задачей взаимодействия магнитного поля и плазмы солнечного ветра.

В последние годы достигнут значительный прогресс в построении реалистичных трехмерных глобальных моделей магнитной гидродинамики (МГД) [33, 34, 96]. Такие модели необходимы для самосогласованного описания взаимодействия магнитного поля с плазмой в атмосфере Солнца. Они позволяют проводить сравнение рассчитанных

структур короны с наблюдениями и обеспечивают моделирование параметров солнечного ветра в гелиосфере (например, [34, 96, 128]). С другой стороны, для МГД-моделей требуются внешние граничные условия (например, плотность и/или температура плазмы), и из-за высокой степени неопределённости граничных условий остается актуальной проблема неоднозначности решений. Для ее решения, как правило, используют упрощающие предположения. Ранние расчеты магнитного поля в короне Солнца пренебрегали наличием проводящей среды, сводя задачу к поиску скалярного потенциала около заряженного шара [7]. Однако, на расстояниях  $r > 1.5-2R_{\odot}$ , где  $R_{\odot}$  – радиус Солнца, это приближение оказывается плохо применимым, так как неудовлетворительно описывает топологию магнитного поля, а также закон уменьшения с расстоянием величины магнитного поля, которая в рамках потенциального приближения, например, для осевого диполя пропорциональна  $1/r^3$ . В действительности же наблюдаемое магнитное поле убывает с расстоянием по закону  $1/r^{(2.13 \pm 0.11)}$  [19].

Для устранения разногласия вводят поверхность источника [7] – гипотетическую сферическую поверхность, на которой магнитное поле становится радиальным. Эта модель называется Potential-Field Source-Surface (PFSS). Радиус поверхности источника составляет несколько радиусов Солнца  $R_{\odot}$ , обычно  $2.5R_{\odot}$ . Приближение PFSS состоит в том, чтобы смоделировать эффект истечения солнечного ветра, который искажает магнитное поле. Вблизи Солнца предполагается бестоковая конфигурация поля, а по мере удаления от Солнца плазма вытягивает магнитное поле в радиальном направлении. Применение поверхности источника является только геометрическим подходом в потенциальном приближении и не учитывает реальные параметры солнечного ветра. Тем не менее, PFSS и PFSS-подобные модели (PFCS, HCCS) до сих пор широко используются в научных и практических задачах, в частности, в задачах прогнозирования солнечного ветра.

Другим подходом является приближение, в котором магнитное поле вытягивается расширяющейся солнечной короной с бесконечной проводимостью [85, 90]. Подобное приближение неадекватно описывает поведение магнитного поля на небольших расстояниях от Солнца и приводит к тому, что магнитное поле убывает пропорционально  $1/r^2$ . Силовые линии магнитного поля в этом приближении оказываются радиальными даже во внутренней короне Солнца. Таким образом, реальная картина соответствует условиям конечной проводимости плазмы или непотенциальным моделям.

Потенциальные же модели дают грубое приближение для крупномасштабных солнечных магнитных структур и подходят, когда присутствует небольшой электрический ток. В качестве альтернативы была разработана линейная модель бессилового поля с постоянным параметром  $\alpha$  – коэффициентом, связывающим электрический ток с магнитным полем. Однако, согласно наблюдениям, коэффициент  $\alpha$  обычно непостоянный для магнитного поля Солнца [105], и более реалистична модель бессилового поля с изменяемым параметром  $\alpha$ . Такая модель нелинейного бессилового поля (Nonlinear Force-Free Field, NLFFF) также используется для расчета трехмерного магнитного поля в солнечной короне [67].

Альтернативой глобальному МГД моделированию, требующему значительных вычислительных ресурсов, является метод магнитофрикции [143, 67, 66]. В этом методе вместо решения полного уравнения импульса МГД скорость аппроксимируется магнитофрикционной формой [143]. В работе [95] предложено развитие магнитофрикционной модели, которая использует заданный профиль солнечного ветра. Вместе с тем остаются актуальными аналитические решения для непотенциальной конфигурации магнитного поля в ближней короне Солнца. Одним из видов таких решений являются магнито-гидростатические приближения [24]. Другие модели учитывают распространение магнитного поля в радиально расширяющемся потоке солнечного ветра конечной проводимости. В работе [5] представлено решение для определения компонент магнитного поля  $B_r$ ,  $B_\theta$ ,  $B_\varphi$  в сферических координатах  $(r, \theta, \varphi)$  для случая зависимости проводимости  $\sigma$  и скорости  $v$  от радиальной координаты.

### 2.3. Моделирование магнитного поля внутренней короны в радиально расширяющемся солнечном ветре

В данной работе приводится решение для определения полного вектора магнитного поля  $\vec{B}$  с учётом радиально расширяющегося потока солнечного ветра конечной электрической проводимости, однородного по сферическим координатам  $\theta$  и  $\varphi$ . В работе Bogdan и Low [24] предложен метод представления магнитного поля для статической радиально стратифицированной атмосферы Солнца через скалярные функции  $\Phi$  и  $\Psi$ :

$$\vec{B} = \Psi \left( r, \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi, \quad (2.3.1)$$

где  $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$  – единичные векторы. Так же, как и Bogdan и Low, предположим, что ток  $\vec{J}$ , направлен перпендикулярно гравитации. В данном случае считается, что квазипостоянный солнечный ветер распространяется радиально ( $\vec{v} = v_r = v$ ), а ток  $\vec{J}$  формируется при взаимодействии радиально расширяющегося ветра и магнитного поля.

Следуя Bogdan и Low, из уравнения (2.3.1) и уравнения  $\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{J}$ , где  $\mu$  – магнитная проницаемость, запишем уравнение для горизонтального тока в виде:

$$\mu \vec{J} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \Psi - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \Psi - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \vec{e}_\varphi. \quad (2.3.2)$$

Из условия  $\text{div} \vec{B} = 0$  следует:

$$\frac{\partial(r^2 \Psi)}{\partial r} + \frac{1}{\sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 \varphi} \right] = 0. \quad (2.3.3)$$

Это уравнение линеаризуется, если:

$$\Psi \left( r, \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \vec{e}_r = \eta(r) \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (2.3.4)$$

где  $\eta(r)$  – некоторая функция от радиальной координаты  $r$ . Подставив уравнение (2.3.4) в (2.3.3), можно получить:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \eta \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 \varphi} \right] = 0. \quad (2.3.5)$$

Основное решение уравнения (2.3.5) представляется в виде разложения:

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n A_{nm} \Phi_n(r) \cdot Y_n^m(\theta, \varphi), \quad (2.3.6)$$

здесь  $A_{nm}$  – постоянные коэффициенты,  $\Phi_n$  – линейно независимые решения уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \eta \frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right) - n(n+1) \Phi_n = 0. \quad (2.3.7)$$

Функция  $Y_n^m(\theta, \varphi)$  выражается через присоединенные полиномы Лежандра  $P_n^m(\cos \theta)$ :

$$Y_n^m = (-1)^m \left[ \frac{(2n+1)(n-m)!}{4\pi(n+m)!} \right]^{1/2} P_n^m(\cos \theta) \exp(im\varphi). \quad (2.3.8)$$

Электрический ток можно выразить через обобщенной закон Ома  $\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ , где  $\sigma$  – удельная электрическая проводимость. Поскольку в стационарном случае  $\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t = 0$ , примем, что электрическое поле  $\vec{E} = 0$ . Тогда ток  $\vec{J}$  выражается через скорость солнечного ветра  $\vec{v}$  и магнитное поле:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{v} \times \vec{B}) = v\sigma(\mathbf{B}_\theta \vec{e}_\varphi - \mathbf{B}_\varphi \vec{e}_\theta). \quad (2.3.9)$$

Преобразуя уравнение (2.3.9) с учетом (2.3.1), можно получить:

$$\vec{J} = -\frac{\sigma v}{r \sin \theta} \sum_n \sum_m^n \Phi_n \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi} \vec{e}_\theta + \frac{\sigma v}{r} \sum_n \sum_m^n \Phi_n \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta} \vec{e}_\varphi. \quad (2.3.10)$$

С другой стороны, из уравнений (2.3.2), (2.3.4) и (2.3.6):

$$\begin{aligned} \mu \vec{J} &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \sum_n \sum_m^n \eta \frac{d\Phi_n}{dr} Y_n^m - \sum_n \sum_m^n \frac{d\Phi_n}{dr} Y_n^m \right) \vec{e}_\theta \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sum_n \sum_m^n \eta \frac{d\Phi_n}{dr} Y_n^m - \sum_n \sum_m^n \frac{d\Phi_n}{dr} Y_n^m \right) \vec{e}_\varphi &= \sum_n \sum_m^n \frac{(\eta - 1)}{r \sin \theta} \frac{d\Phi_n}{dr} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi} \vec{e}_\theta \\ &\quad - \sum_n \sum_m^n \frac{(\eta - 1)}{r} \frac{d\Phi_n}{dr} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta} \vec{e}_\varphi. \end{aligned} \quad (2.3.11)$$

Сопоставив множители при  $\vec{e}_\theta$  и  $\vec{e}_\varphi$  в формулах (2.3.10) и (2.3.11), находим следующие соотношения:

$$J_\theta = -\frac{\sigma v}{r \sin \theta} \sum_n \sum_m^n \Phi_n \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi} = \sum_n \sum_m^n \frac{(\eta - 1)}{r \mu \sin \theta} \Phi_n' \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi}, \quad (2.3.12)$$

$$J_\varphi = \frac{\sigma v}{r} \sum_n \sum_m^n \Phi_n \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta} = -\sum_n \sum_m^n \frac{(\eta - 1)}{r \mu} \Phi_n' \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta}, \quad (2.3.13)$$

где штрих обозначает производную по  $r$ :  $\Phi_n' = d\Phi_n/dr$ . Используя свойства ортогональности полиномов Лежандра, получаем из уравнений для компонент тока (2.3.12) и (2.3.13):

$$\sigma \mu \nu \Phi_n = (1 - \eta) \Phi_n', \quad (2.3.14)$$

или

$$\eta = 1 - \sigma \mu \nu \frac{\Phi_n}{\Phi_n'}. \quad (2.3.15)$$

С учетом выражения (2.3.15), дифференциальное уравнение второго порядка (2.3.7) преобразуется в уравнение первого порядка:

$$\frac{d}{dr} (r^2 \eta \Phi_n') - n(n+1) \Phi_n \equiv \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2 \eta \sigma \mu \nu \Phi_n}{1 - \eta} \right) - n(n+1) \Phi_n = 0. \quad (2.3.16)$$

Если обозначить  $y_n = r^2 \eta \sigma \mu \nu \Phi_n / (1 - \eta)$ , можно переписать уравнение (2.3.16) в виде:

$$y_n' = \frac{(1 - \eta)}{r^2 \eta \sigma \mu \nu \Phi_n} n(n+1) y_n \equiv f(r) n(n+1) y_n, \quad (2.3.17)$$

где  $f(r) = (1 - \eta) / (r^2 \eta \sigma \mu \nu \Phi_n)$ . Это уравнение можно решить методом разделения переменных:

$$\frac{dy_n}{y_n} = f(r) n(n+1) dr. \quad (2.3.18)$$

Уравнение (2.3.18) имеет следующий общий вид решения:

$$\ln(y_n) = n(n+1) \int f(r) dr + Const. \quad (2.3.19)$$

Из уравнения (2.3.19) можно получить общее выражение для  $\Phi_n$ :

$$\Phi_n = A \frac{(1 - \eta)}{r^2 \eta \sigma \mu \nu} \exp \left( n(n + 1) \int_{r'=R_\odot}^r f(r') dr' \right), \quad (2.3.20)$$

где  $A$  – константа,  $R_\odot$  – радиус Солнца. Для полного решения (2.3.6)  $A_{nm}$  можно определить из магнитного поля на фотосфере ( $r = R_\odot$ ):

$$A_{nm} = \int F(\theta, \varphi) Y_n^m(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (2.3.21)$$

где  $\Omega$  – телесный угол.

Рассмотрим частный случай, когда  $|\eta| \gg 1$ . Тогда можно пренебречь 1 в выражениях (2.3.14) и (2.3.15):

$$\Phi_n = \frac{(1 - \eta) \Phi'_n}{\sigma \mu \nu} \cong - \frac{\eta \Phi'_n}{\sigma \mu \nu}. \quad (2.3.22)$$

В таком случае  $f(r)$  не зависит от  $\eta$ :

$$f(r) = \frac{(1 - \eta)}{r^2 \eta \sigma \mu \nu} = \frac{\left(\frac{1}{\eta} - 1\right)}{r^2 \sigma \mu \nu} \cong - \frac{1}{r^2 \sigma \mu \nu}. \quad (2.3.23)$$

Безразмерная величина  $r \sigma \mu \nu$  соответствует магнитному числу Рейнольдса и в данном случае функцией расстояния  $R_m = r \sigma \mu \nu = f(r)$ . Тогда при  $|\eta| \gg 1$  решения для  $\vec{B}$  можно записать в виде:

$$B_r = \sum_n \sum_m \frac{A_{nm}}{r^2} \exp \left( \int_{r'=R_\odot}^r - \frac{n(n + 1)}{r' R_m} dr' \right) Y_n^m, \quad (2.3.24)$$

$$B_\theta = \sum_n \sum_m \frac{-A_{nm}}{r^2 R_m} \exp \left( \int_{r'=R_\odot}^r - \frac{n(n + 1)}{r' R_m} dr' \right) \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta}, \quad (2.3.25)$$

$$B_\varphi = \sum_n \sum_m \frac{-A_{nm}}{r^2 \sin \theta R_m} \exp \left( \int_{r'=R_\odot}^r - \frac{n(n + 1)}{r' R_m} dr' \right) \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi}. \quad (2.3.26)$$

Далее приведён пример расчетов конфигурации магнитного поля в короне на момент солнечного затмения 21.08.2017. В качестве краевых условий использовалась синоптическая карта (см. параграф 2.1), составленная по данным наблюдений СТОП (Кисловодск) (см. параграф 1.4.3) для оборота Кэррингтона 2194. Чтобы провести расчёт по схеме (2.3.24 – 2.3.26) необходимо задать функцию  $R_m = r \sigma \mu \nu = f(r)$ . Для этого была выбрана степенная зависимость  $R_m(r) = R_m^0 r^\alpha$ . При интегрировании получим:

$$\int_{r'=R_{\odot}}^r \frac{1}{r'R_m} dr' = \int_{r'=R_{\odot}}^r \frac{1}{R_m^0 (r')^{\alpha+1}} dr' = -\frac{1}{R_m^0 \alpha r^{\alpha}}. \quad (2.3.27)$$

При значениях магнитного числа Рейнольдса  $R_m$  больше 10 расчет дает только прямые радиальные лучи, а для  $R_m$  меньше 0.5 имеет место случай потенциального магнитного поля.

Процедура расчета состояла из нескольких этапов:

- Подготовка синоптической карты магнитных полей;
- Разложение магнитного поля на сферические гармоники;
- Восстановление вектора магнитного поля в солнечной короне и построение

силовых линий поля.

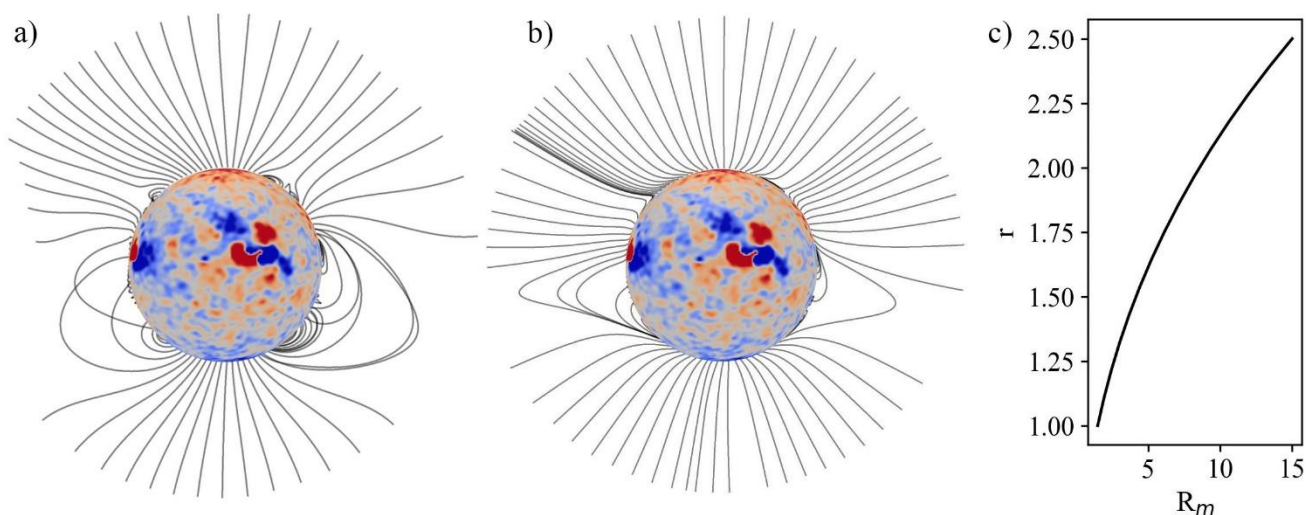


Рис. 2.3. Конфигурация силовых линий магнитного поля на лимбе для 21.08.2017 (2194 оборот Кэрригтона). а) Потенциальное приближение (PFSS); б) модель с учётом радиально расширяющегося солнечного ветра; в) соответствующая зависимость магнитного числа Рейнольдса от радиальной координаты.

На Рис. 2.3б представлены результаты моделирования формы короны на момент солнечного затмения 21.08.2017 согласно формулам (2.3.24 – 2.3.26). Для сравнения на Рис. 2.3а также приведены PFSS расчеты [137]. Параметры радиальной функции (Рис. 2.3с) выбраны так, чтобы конфигурация силовых линий совпадала с наблюдениями наилучшим образом ( $R_m^0 = 1.5, \alpha = 2.5$ ). Области замкнутых силовых линий магнитного поля соответствуют областям существования шлемовидных лучей наблюдаемой солнечной короны [77]. В полярных областях наблюдаются регионы с открытыми



конфигурациями магнитных полей, соответствующие полярным корональным щёткам. Для выбранного профиля  $R_m$  силовые линии поднимаются на большие высоты, чем в PFSS приближении. Несмотря на отсутствие условия поверхности источника, в расчетах согласно представленной модели открытые силовые линии магнитного поля также вытягиваются в направлении, близком к радиальному.

## 2.4. Модель WSA

Модель Wang-Shelley-Argе (WSA) опирается на представления о связи механизмов формирования спокойного СВ со структурой крупномасштабного магнитного поля на фотосфере и в солнечной короне. Источниками рекуррентного СВ считаются корональные дыры, которые соответствуют областям на фотосфере с открытой конфигурацией силовых линий магнитного поля. Конфигурация силовых линий определяется из моделирования солнечной короны на основе синоптических карт крупномасштабного магнитного поля, сформированных из наблюдений на магнитографах полного диска Солнца. Модель WSA широко применяется в задачах моделирования СВ и прогнозирования космической погоды, например в американском и европейском центрах прогнозов: Space Weather Prediction Center (NOAA, США), Space Weather Service Network (European Space Agency).

### 2.4.1. Связь между расширением магнитных трубок и скоростью солнечного ветра

Модель WSA основана на идее о том, что плазма, образующая СВ движется из корональных дыр вдоль открытых силовых линий магнитного поля или, иными словами, по магнитным трубкам к поверхности источника. Было замечено, что высокоскоростные потоки СВ связаны со степенью расширения магнитных трубок между фотосферой и поверхностью источника [60]. Более сильное расширение магнитных трубок связано с более медленными потоками СВ и наоборот (Рис. 2.4). Этот в первую очередь эмпирический результат опирается на теоретическую работу Корр и Holzer [55], которые рассматривали политропное истечение СВ из КД и показали, что слабо расширяющаяся геометрия потока может приводить к переходу на сверхзвуковые скорости на меньших высотах. Wang и Sheeley провели более широкий анализ, чем Levine и др. [60], на основе

данных наблюдений обсерватории Маунт-Вилсон за период 1967 – 1988 гг. [135]. Суть исследования состояла в эмпирическом поиске связи между наблюдаемой скоростью СВ и коэффициентом расширения магнитных трубок, определяемым аналогично Levine и др.:

$$f_s = \frac{R_{\odot}^2 |B_r(R_{\odot})|}{R_s^2 |B_r(R_s)|}, \quad (2.4.1)$$

где  $|B_r(R_s)|$  и  $|B_r(R_{\odot})|$  – радиальные компоненты магнитного потока на поверхности источника и в основании магнитной трубки на фотосфере.

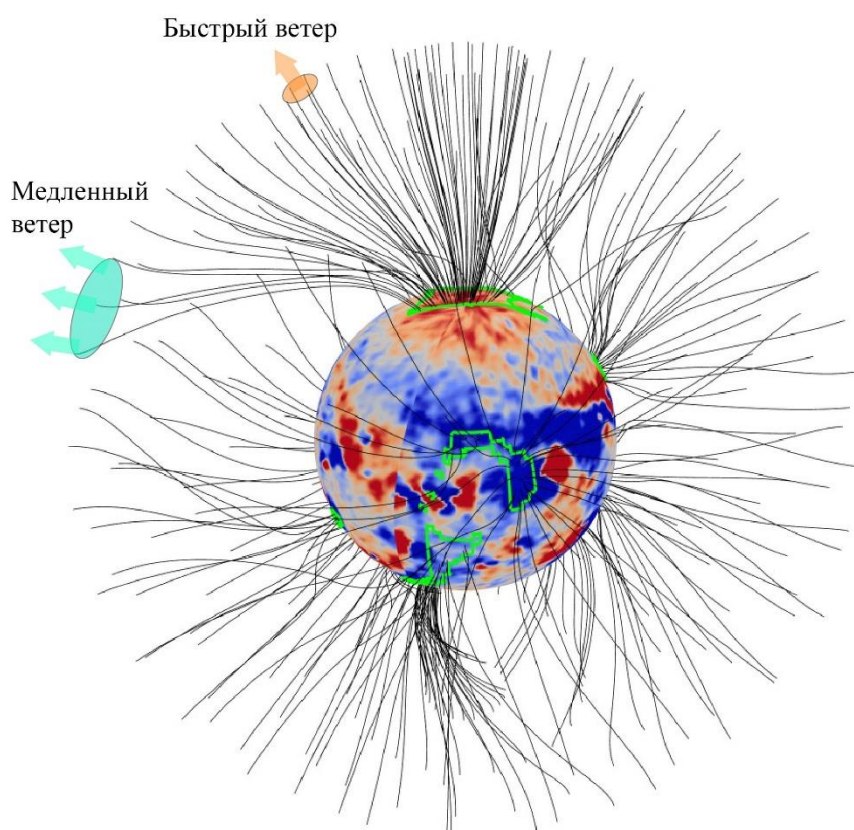


Рис. 2.4. Демонстрация работы модели WSA: быстрые и медленные потоки. Расчёты в PFSS-приближении по наблюдениям СТОП (Кисловодск), 2259 оборот Кэррингтона. Зелёными контурами обозначены границы корональных дыр.

В результате опытным путём было установлено соотношение между коэффициентом расширения  $f_s$  (Рис. 2.5а) и скоростью СВ на поверхности источника, которое получило условное название «модель Wang-Sheeley» (WS). В качестве объяснения этого явления (почему быстрый ветер истекает из слабо расширяющихся трубок) был предложен механизм ускорения ветра альфвеновскими волнами при условии

примерного постоянства потока энергии в КД, независимо от геометрии короны [136]. Позже соотношение было усилено ещё одним параметром  $\theta_b$  – кратчайшим угловым расстоянием от основания магнитной трубки на фотосфере до края соответствующей корональной дыры (Рис. 2.5b) [9]. По-видимому, впервые этот параметр использовался при определении скорости СВ на уровне фотосферы в работе [99], для постановки эмпирических граничных условий магнитогиродинамической модели Magnetohydrodynamics Around a Sphere (MAS). Предполагалось, что внутри КД поток более быстрый, а по мере приближения к краю КД скорость уменьшается.

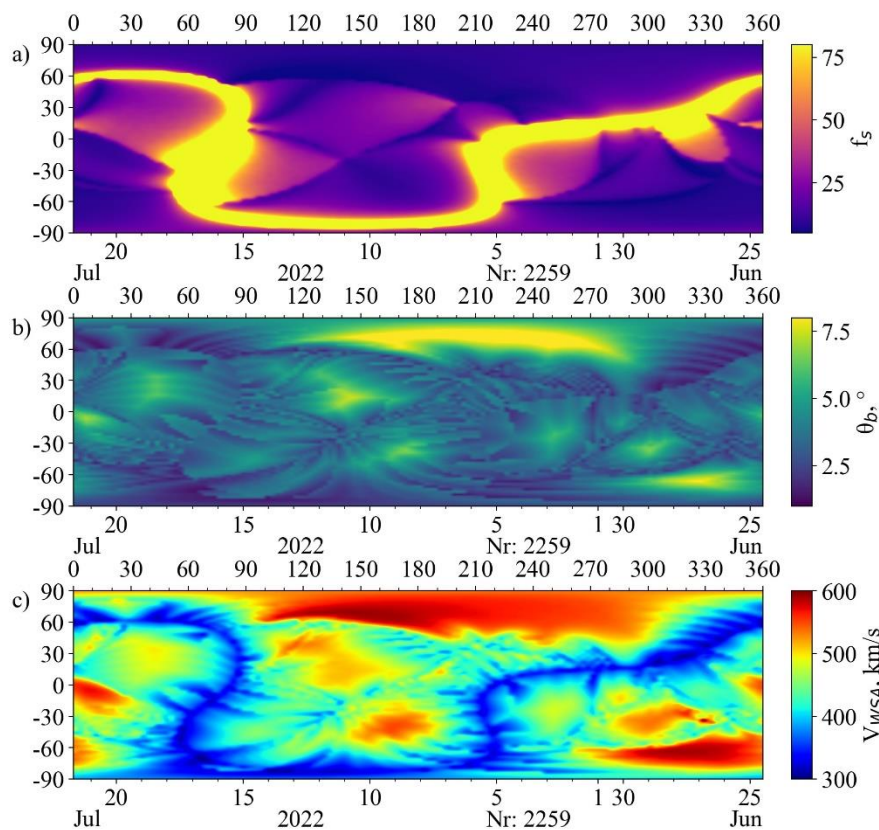


Рис. 2.5. Распределение параметров модели WSA и скорости СВ на поверхности источника ( $2.5R_{\odot}$ ) по данным СТОП (Кисловодск) для 2259 оборота Кэррингтона:  $f_s$  (a),  $\theta_b$  (b), радиальная компонента скорости СВ согласно формуле (2.4.2) (c).

В своём современном виде модель Wang-Sheeley-Argе представляет собой эмпирически найденную зависимость радиальной компоненты скорости СВ (Рис. 2.5c) на поверхности источника от двух параметров коронального магнитного поля  $f_s$  и  $\theta_b$ :

$$V(f_s, \theta_b) = p_0 + \frac{p_1}{(1 + f_s)^{p_2}} (p_3 - p_4 \exp(-(\theta_b/p_5)^{p_6}))^{p_7}, \quad (2.4.2)$$

где  $p_0, \dots, p_7$  – постоянные коэффициенты. В таком виде соотношение WSA используется до сих пор для моделирования и прогнозирования СВ. Тем не менее, работы по развитию моделей СВ продолжаются. Например, с помощью искусственной нейронной сети удаётся описывать характеристики СВ, используя, кроме параметров WSA, величину магнитного поля, широту основания силовых линий и другие свойства коронального поля [142]. Также стоит отметить, что существуют комбинированные подходы к моделированию СВ на основе совокупности моделей WS, MAS и WSA [94].

#### 2.4.2. Недостатки модели WSA

Модель WS уже подвергалась критике ранее, например было продемонстрировано, что однопараметрическая зависимость скорости СВ от  $f_s$  в разные периоды времени или разные фазы цикла солнечной активности показывает существенно разную корреляцию с наблюдениями. И, в целом, изменения скорости СВ не получается однозначно описать только вариациями магнитного поля на фотосфере и поверхности источника [80]. Более современное приближение WSA унаследовало недостатки WS: в отдельных случаях модель может работать хорошо, а в других случаях может показывать близкую к нулю или даже отрицательную корреляцию с наблюдениями (например, [91]), даже в среднем точность моделирования оставляет желать лучшего. Кроме того, известно, что коэффициент расширения магнитных трубок относительно хорошо коррелирует с высокоскоростными потоками СВ, но не с медленными [89]. Исследование скорости СВ в псевдостримерах не выявило статистически значимой корреляции между наблюдаемой скоростью СВ и расширением трубок [133].

Другим существенным недостатком является то, что скорость СВ, согласно модели WSA, зависит только от геометрических параметров коронального поля. Это означает, что параметры ветра определяются только топологией фотосферного магнитного поля и не зависят от магнитуды. На Рис. 2.6с представлен пример WSA расчётов по синоптической карте, изображённой на Рис. 2.6а. Увеличение амплитуды магнитного поля в 20 раз (Рис. 2.6b) никоим образом не влияет на результаты моделирования (Рис. 2.6d). Нечувствительность модели к амплитуде магнитного поля не позволяет назвать её в полной мере физической. Эта проблема может быть решена добавлением в эмпирическое

соотношение амплитуды поля на фотосфере  $|B_r(R_\odot)|$  и/или на поверхности источника  $|B_r(R_s)|$  в явном виде [22].

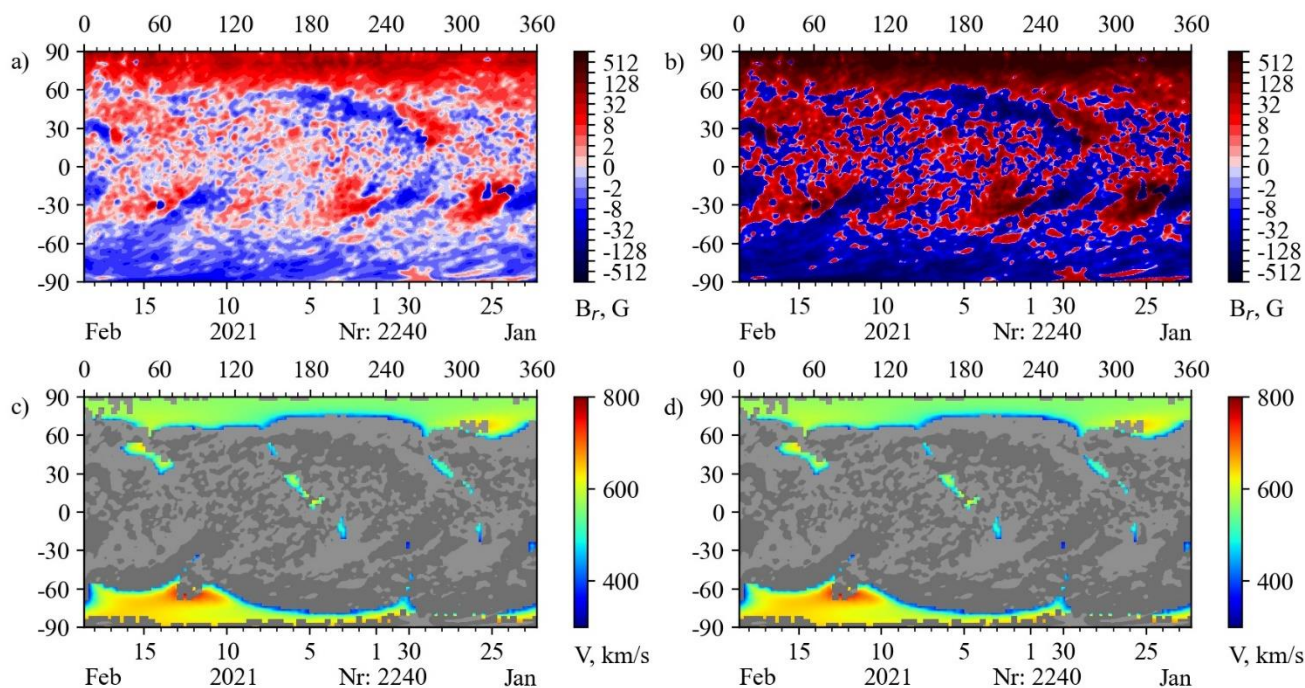


Рис. 2.6. Примеры расчётов согласно модели WSA в PFSS приближении. (a) Карта радиальной компоненты крупномасштабного поля по данным СТОП (Кисловодск), 2240 оборот Кэррингтона. (b) Та же карта с увеличенной в 20 раз амплитудой магнитного поля. (c, d) Скорость  $V$  на поверхности источника, связанная с соответствующими корональными дырами на фотосфере; оттенками серого обозначена полярность фотосферного поля.

## 2.5. Распространение солнечного ветра в гелиосфере

Модель WSA позволяет получить распределение радиальной компоненты скорости СВ на сферической поверхности вблизи Солнца (Рис. 2.5с). Следующим логическим этапом является моделирование распространения СВ с заданными начальными параметрами во всей гелиосфере.

### 2.5.1. Баллистическая модель

Баллистическая модель предполагает радиальное распространение СВ при сохранении объёмной скорости. То есть, предполагается, что плазма распространяется

порциями, которые не меняют свою скорость при взаимодействии друг с другом. Поскольку СВ можно описать как жидкость, такое приближение, конечно, нельзя назвать физическим. Существует модификация баллистической модели, в которой присутствует простой учёт кинетического взаимодействия плазмы [10]. Расстояние от поверхности источника до, например, Земли разбивается на координатную сетку. Последовательно в каждом узле сетке вычисляется время прибытия порции плазмы. Если оказывается так, что более быстрый поток со скоростью  $v_{i+1}$  опережает более медленный со скоростью  $v_i$ , их скорости смешиваются с весовой функцией:

$$v_i = \sqrt{\frac{2}{1/v_i^2 + 1/v_{i+1}^2}}. \quad (2.5.1)$$

Подобным образом возможно вычислять распространение радиальной компоненты магнитного поля. Этот подход используется, например, при формировании прогнозов на Кисловодской Горной Астрономической Станции. Баллистическое приближение – наиболее простое описание распространения СВ, но, тем не менее, полезное. Основное преимущество – быстрота вычислений и ограниченность входных данных: достаточно задать только скорость СВ на поверхности источника.

### 2.5.2. Модели магнитной гидродинамики

Самыми продвинутыми способами моделирования СВ в гелиосфере являются различные модели магнитной гидродинамики (МГД). В МГД моделях учитывается магнитогидродинамический эффект: магнитное поле индуцирует токи в плазме, которые порождают магнитные и электрические поля, которые в свою очередь влияют на магнитное поле среды. В основе МГД-моделей лежит система уравнений Максвелла, которая решается совместно с уравнениями гидродинамики. Основные проблемы в решении МГД-уравнений заключаются в вычислении частных производных по времени и пространственными координатам на каждом узле координатной сетки и сохранении условия консервативности – равенства нулю дивергенции поля.

Например, в службе прогнозов космической погоды США (NOAA/SWPC) используется МГД-модель ENLIL [81]. Кроме скорости СВ, полученной согласно WSA расчётам, входными параметрами является плотность, температура и две компоненты

магнитного поля: радиальная и азимутальная. Плотность и температура определяются из скорости с помощью некоторых нормировочных множителей, но детального описания этой процедуры в открытом доступе нет. Дальнейшее МГД-моделирование осуществляется в приближении идеальной жидкости.

МГД-модель – это довольно сложный математический аппарат, применение которого для моделирования распространения СВ упирается в высокую неопределённость начального состояния. Различия на расстоянии 1 а.е. от Солнца между результатами МГД-моделирования и более простыми приближениями, включая даже баллистическое, не являются принципиальными (например, [97]). В то же время, ошибки, обусловленные неопределённостью поля солнечного ветра на поверхности источника согласно WSA, могут быть очень существенными (например, [91]).

### 2.5.3. Модель HUX

В качестве ещё одного примера метода распространения СВ стоит привести модель Heliospheric Upwinding eXtrapolation (HUX) [98]. Этот подход близок по простоте к баллистической модели, но сохраняет при этом значительную часть точности МГД-приближения. В рамках HUX движение СВ описывается уравнением импульса во вращающейся системе координат:

$$-\Omega_{rot} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \varphi} + (\vec{v} \cdot \partial) \vec{v} = \frac{1}{\rho} \nabla P - \frac{GM_s}{r^2} \vec{e}_r, \quad (2.5.2)$$

где  $\Omega_{rot}$  – угловая частота вращения Солнца, равная  $2\pi / 25.38$  дней;  $\vec{v}$  – скорость;  $\varphi$  – азимутальная координата;  $\rho$  – массовая плотность;  $P$  – давление;  $G$  – гравитационная постоянная;  $M_s$  – масса Солнца;  $r$  – радиальная координата. Магнитным полем, градиентом давления и гравитацией пренебрегают, тогда уравнение (2.5.2) сводится к следующему:

$$\frac{\partial v_r}{\partial \varphi} = \frac{1}{\Omega_{rot}} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r}. \quad (2.5.3)$$

При расчёте распространения ветра от Солнца на координатной сетке с шагом по радиусу  $\Delta r$  и по долготе  $\Delta \varphi$ , уравнение (2.5.3) записывается в виде:

$$v_{i+1,j} = v_{i,j} + \frac{\Delta r \Omega_{rot}}{v_{i,j}} \left( \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j}}{\Delta \varphi} \right), \quad (2.5.4)$$

где индекс « $i$ » соответствует значению на некоторой радиальной координате, а « $j$ » – на азимутальной. Закон ускорения в модели HUX описывается соотношением:

$$v_{acc}(r) = \alpha v_{ro} \left( 1 - \exp\left(-\frac{r}{r_h}\right) \right), \quad (2.5.5)$$

где  $v_{ro}$  – начальная скорость;  $\alpha$  – некоторый множитель, определяющий характер ускорения;  $r_h$  – масштаб, на котором происходит ускорение. Тогда скорость, как функция расстояния, описывается следующим образом:

$$v(r) = v_{ro} + v_{acc}(r). \quad (2.5.6)$$

## 2.6. Геометрия короны и скорость солнечного ветра

Некоторые недостатки модели WSA были перечислены в параграфе 2.4.2. Одна из причин низкой корреляции смоделированного СВ с наблюдениями, возможно, связана с неверным выбором тех параметров коронального поля, которые наиболее тесно связаны со скоростью ветра. Чтобы проверить это предположение был проведён анализ взаимосвязи наблюдаемой скорости СВ с различными параметрами магнитного поля солнечной короны – длиной силовых линий, широтой основания магнитных трубок и другими. Всевозможные параметры вычислялись в потенциальном (PFSS) и непотенциальном (см. параграф 2.3) приближениях на основе трёх продолжительных синоптических рядов магнитографических наблюдений: СТОП (Кисловодск), SDO/HMI и WSO и сопоставлялись со скоростью СВ, наблюдаемой на спутнике в точке Лагранжа.

### 2.6.1. Крупномасштабное магнитное поле по данным разных обсерваторий

Вычисление параметров магнитного поля в настоящей работе основано на трёх рядах данных различных магнитографов, некоторые характеристики которых можно найти в Таблице 1.2. Все расчёты основаны на синоптических картах продольной компоненты крупномасштабного магнитного поля:

- СТОП (Кисловодск): карты с разрешением  $720 \times 360$  и равномерным шагом по широте, 2152 – 2266 обороты Кэррингтона (2014 – 2023 гг.) [152];
- SDO/HMI: карты с разрешением  $720 \times 360$  и синус-проекцией по широте, 2097 – 2266 обороты Кэррингтона (2010 – 2023 гг.) [153];



– WSO: карты с разрешением  $72 \times 30$  и синус-проекцией по широте, 1642 – 2266 обороты Кэррингтона (1974 – 2023 гг.), с заполненными пропусками в данных [154].

Приборы работают в разных спектральных линиях, немного отличающихся по магниточувствительности. СТОП и прибор WSO являются спектрографами, в то время как HMI – фильтровый магнитограф. Магнитограф СТОП отличается также системой устранения инструментальной поляризации (см. параграф 1.4.4). Выбор нескольких синоптических рядов для анализа обусловлен тем, что разные приборы, которые работают в разных магниточувствительных линиях, измеряют немного разные магнитные поля.

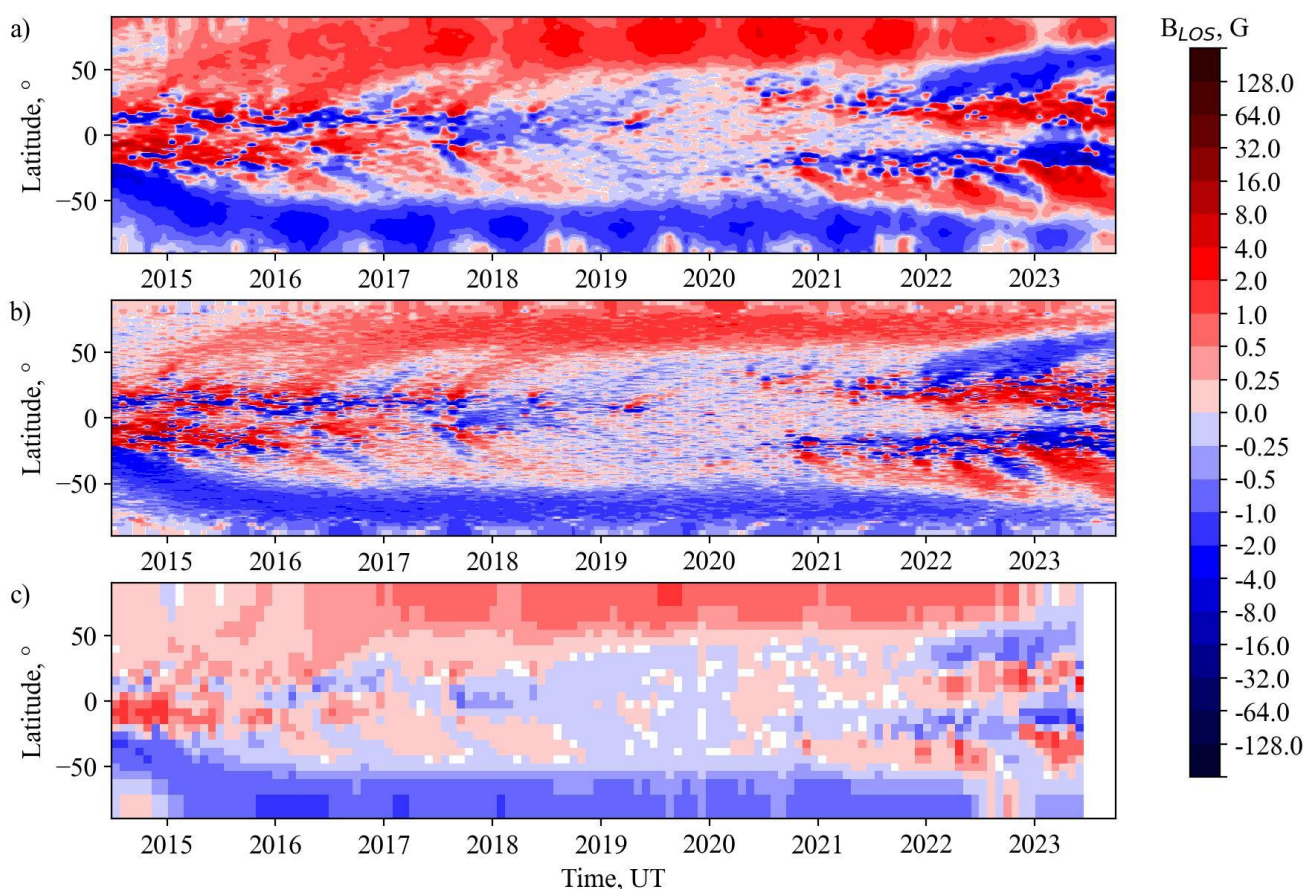


Рис. 2.7. Широтно-временные диаграммы продольной компоненты магнитного поля ( $B_{LOS}$ ) согласно разным синоптическим рядам данных: СТОП (Кисловодск) (a), SDO/HMI (b) и WSO (c).

Некоторые различия в наблюдениях можно увидеть, сопоставив широтно-временные диаграммы продольной компоненты магнитного поля  $B_{LOS}$  (Рис. 2.7). Данные WSO (Рис. 2.7c) имеют очень низкое пространственное разрешение, и на широтах выше  $70^\circ$  магнитные поля не разрешаются. Сопоставив данные СТОП (Рис. 2.7a) и HMI (Рис.

2.7b), можно увидеть достаточно хорошее соответствие эволюции магнитного поля на средних широтах (до  $50^\circ$ ). В то время как в полярных областях различия становятся особенно заметными. Поскольку структура крупномасштабного поля именно в полярных областях наиболее важна при моделировании глобального магнитного поля в солнечной короне, на эти различия стоит обратить внимание. Одна из возможных причин таких различий – некая процедура калибровки или коррекции, которую применяет команда HMI. В результате этой коррекции возникают неустраняемые артефакты, наиболее очевидно проявляющиеся именно в полярных областях.

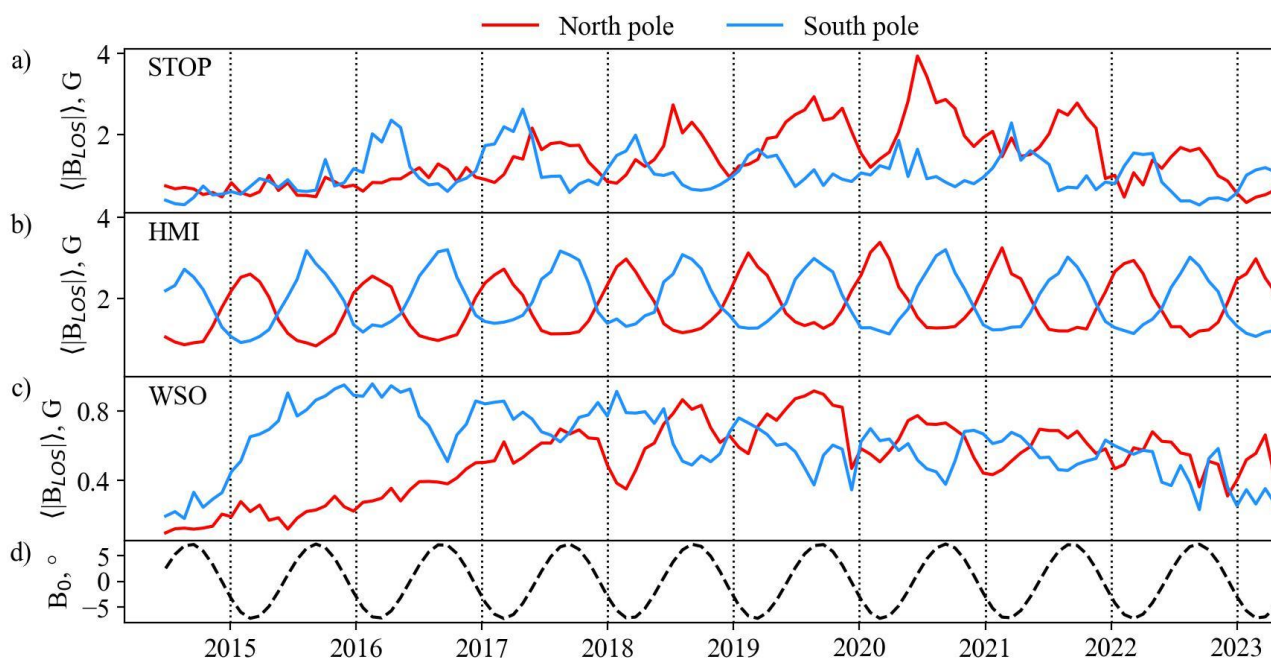


Рис. 2.8. Амплитуда продольной компоненты крупномасштабного магнитного поля в полярных областях (абсолютные значения) согласно разным синоптическим рядам данных: СТОП (ГАС ГАО РАН) (a), SDO/HMI (b) и WSO (c). Временные вариации широты  $B_0$  (d).

На Рис. 2.8 представлены средние амплитуды продольной компоненты магнитного поля на широтах выше  $75^\circ$  ( $70^\circ$  в случае WSO). В данных HMI (Рис 2.8b) присутствует артефакт или синтетическая компонента, которая находится строго в фазе (противофазе) с широтой центра солнечного диска  $B_0$  (Рис 2.8d). Некоторые годовые вариации, связанные с изменением широты  $B_0$ , должны присутствовать в продольной компоненте крупномасштабного поля, если исходить из того, что ориентация поля преимущественно радиальная. Можно заметить, что максимум средней амплитуды поля на

соответствующем полюсе по данным СТОП (Рис. 2.8а) и WSO (Рис. 2.8с) соответствует минимуму НМІ и наоборот. Амплитуда этих искусственных вариаций в данных НМІ сопоставима с характерными амплитудами крупномасштабного поля, что ставит вопрос о целесообразности использования данных НМІ для моделирования короны и СВ. Отметим, что артефакт в виде годовой вариации присутствует на высоких широтах и на картах SDO/НМІ полного диска Солнца, и, следовательно, он не связан с методом построения синоптических карт. Существенные различия между приборами проявляются также при моделировании открытого потока. Причём результаты моделирования по данным СТОП оказываются ближе к наблюдаемому открытому потоку по сравнению с расчётами по данным НМІ и WSO ([138], см. Figure 1). Таким образом, стоит ожидать, что результаты для разных синоптических рядов будут несколько различаться.

### **2.6.2. Корреляция скорости солнечного ветра с параметрами магнитного поля**

Указанные выше синоптические карты были подвергнуты процедуре заполнения полюсов (в случае СТОП и НМІ) и полярной коррекции (см. параграф 2.1.2). Экстраполяция фотосферного поля в солнечную корону производилась в PFSS приближении (см. параграф 2.2) с радиусом поверхности источника  $2.5R_{\odot}$ . Для дальнейших вычислений нужно определить корональные дыры, поэтому первый этап вычислений заключается в определении всех открытых силовых линий, т.е. тех линий, которые достигают поверхности источника. Чтобы построить все открытые силовые линии, на поверхности источника задаётся регулярная координатная сетка с шагом  $2.5^{\circ}$  по долготе и широте. В каждом узле координатной сетки вычисляется полный вектор  $\vec{B}$ , и координатная сетка смещается вдоль этих векторов по направлению к фотосфере на небольшой шаг. Это повторяется до тех пор, пока не будет достигнута поверхность Солнца. Иллюстрацию результатов этих расчётов можно увидеть на Рис. 2.4. Основания открытых силовых линий локализованы в отдельных участках фотосферы – корональных дырах, которые обведены на Рис. 2.4 зелёным контуром.

Основная идея этого исследования – сопоставить параметры силовых линий со скоростью СВ. Поэтому на следующем этапе вычислений нужно построить те открытые линии, которые выходят на поверхность источника в плоскости эклиптики. Это осуществляется также от поверхности источника, но координатная сетка задаётся на

пересечении плоскости эклиптики и поверхности источника с шагом  $2.5^\circ$  по долготе (Рис. 2.9; Рис 2.10, верхняя панель).

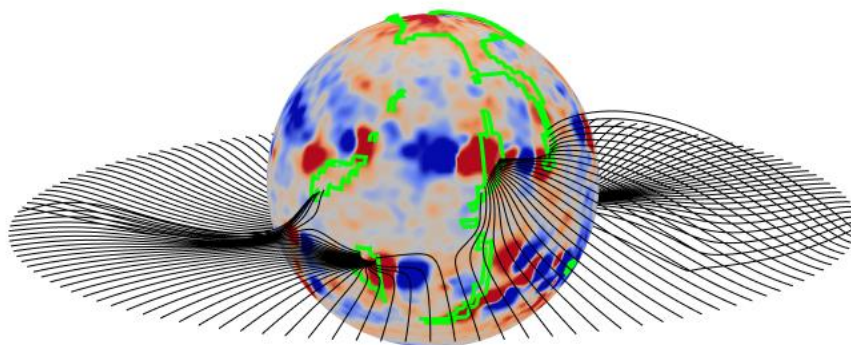


Рис. 2.9. Открытые силовые линии в плоскости эклиптики, расчёт по данным СТОП (Кисловодск), 2252 оборот Кэррингтона. Зелёными контурами показаны корональные дыры.

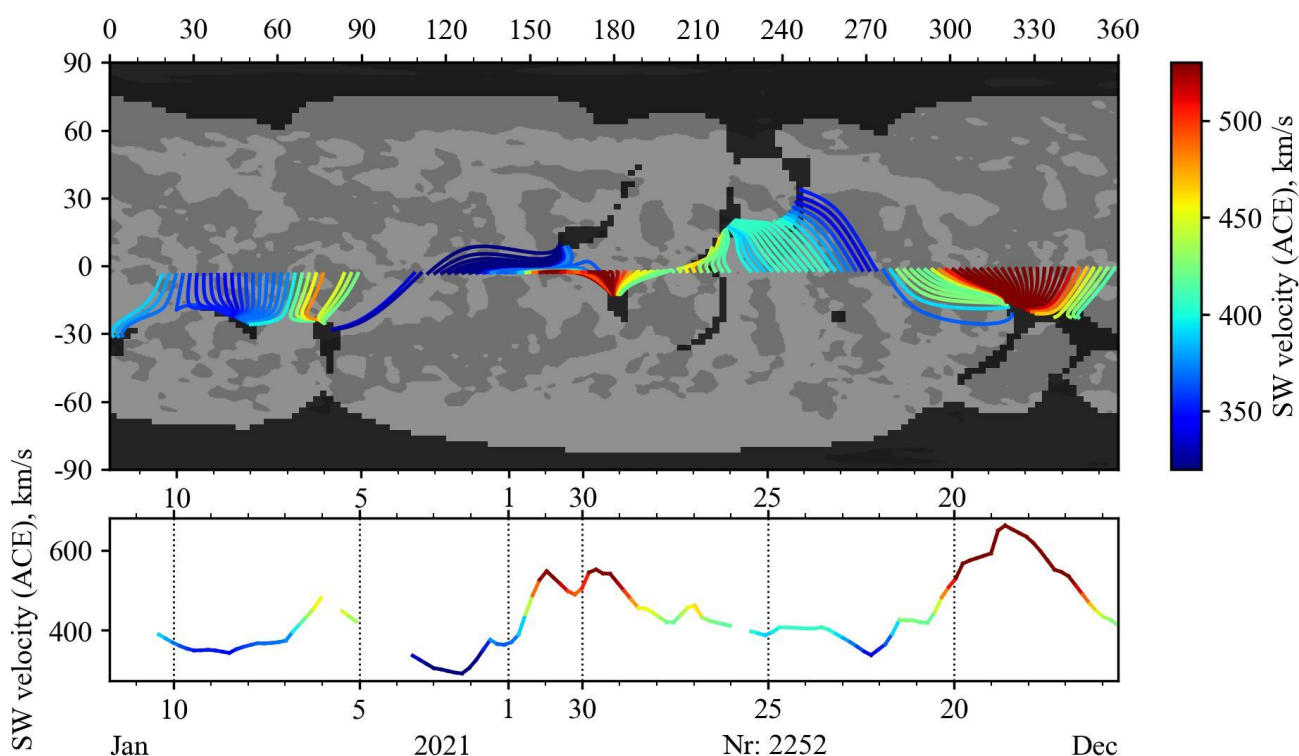


Рис. 2.10. Открытые силовые линии в плоскости эклиптики, расчёт по данным СТОП (Кисловодск), 2252 оборот Кэррингтона (верхняя панель). Тёмные области соответствуют корональным дырам, серые и светло-серые изображают разные полярности фотосферного поля. Соответствующая скорость СВ по данным ACE (нижняя панель).

Для каждой открытой силовой линии вычислялись параметры модели WSA: расширение магнитной трубки  $f_s$  (формула (2.4.1)) и кратчайшее угловое расстояние от основания линии до границы корональной дыры  $\theta_b$ . Помимо этого, определялся ряд других параметров, представленных на Рис. 2.11. Хотя в дальнейшем анализе используются только расчёты в плоскости эклиптики (Рис. 2.9), на Рис. 2.11 приведены для наглядности примеры распределения параметров коронального поля на всей поверхности источника.

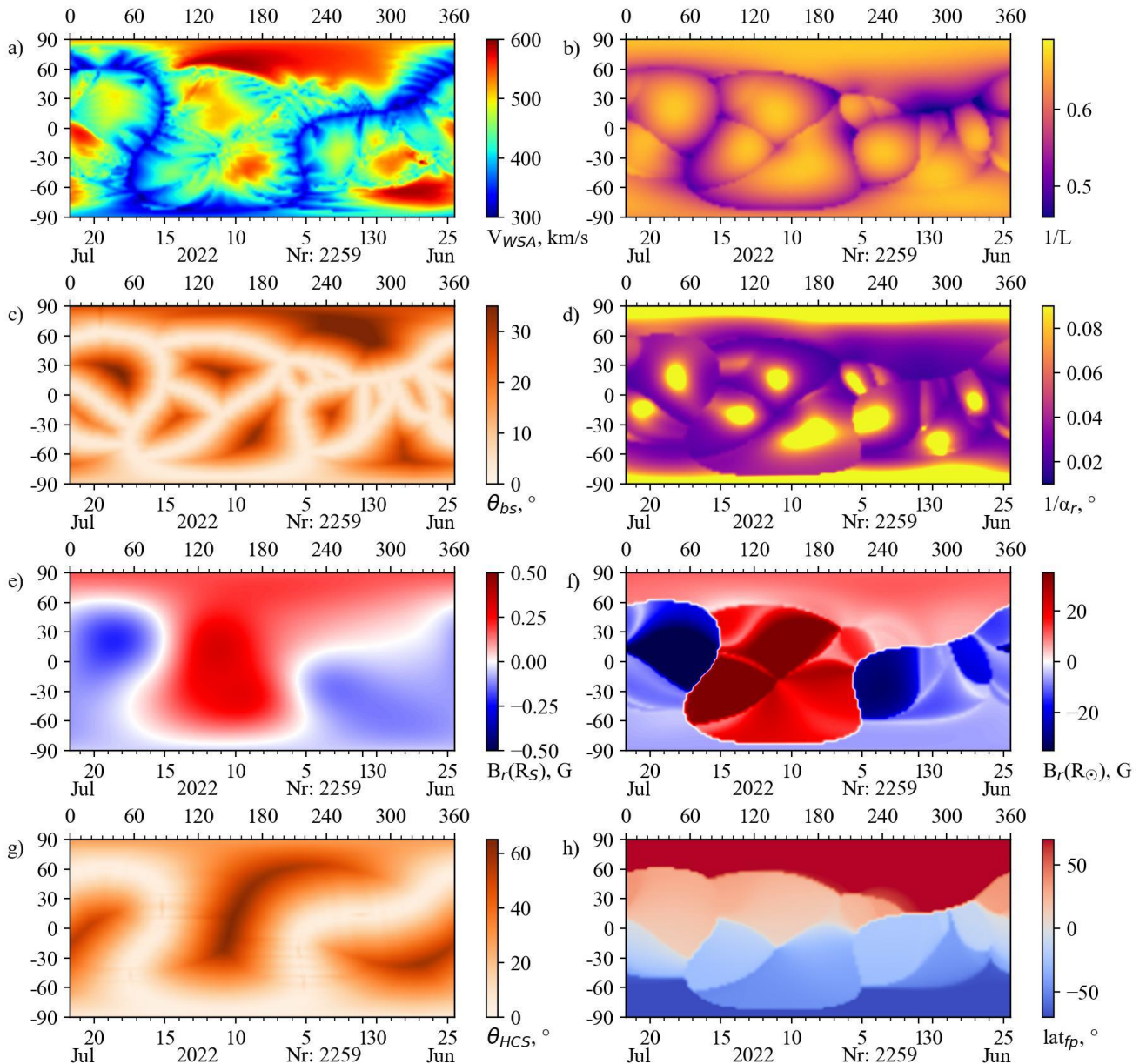


Рис. 2.11. Распределение на поверхности источника скорости СВ согласно модели WSA (a) и параметров магнитного поля:  $1/L$  (b),  $\theta_{bs}$  (c),  $1/\alpha_r$  (d),  $B_r(R_s)$  (e),  $B_r(R_\odot)$  (f),  $\theta_{HCS}$  (g),  $lat_{fp}$  (h). Расчёты по данным СТОП (Кисловодск) для 2259 оборота Кэррингтона.

В рамках настоящей работы были рассмотрены следующие параметры солнечной короны:

–  $L$  – длина открытых силовых линий между фотосферой и поверхностью источника в единицах солнечного радиуса (Рис. 2.11b). Физический смысл данного параметра можно связать с тангенциальной компонентой магнитного поля. Чем длиннее силовая линия, т.е. чем сильнее она изогнута, тем сильнее СВ, распространяющийся вдоль неё, подвержен влиянию тангенциальной компоненты магнитного поля. Таким образом, предполагается, что более длинные силовые линии должны соответствовать более медленному ветру;

–  $\theta_{bSS}$  – кратчайшее угловое расстояние на поверхности источника до границы проекции корональной дыры на поверхность источника, в градусах (Рис. 2.11c). Параметр схож по смыслу с традиционным  $\theta_b$  в модели WSA, но вычисляется не на фотосфере, а на поверхности источника;

–  $\alpha_r$  – средний угол отклонения силовых линий от радиального направления на разных диапазонах высот, в градусах (Рис. 2.11d). Физический смысл так же, как и для длины линий, предполагается во влиянии тангенциального поля на ускорение СВ;

– Амплитуда радиальных компонент магнитного поля (в Гауссах) на поверхности источника и в основании соответствующей трубки на фотосфере –  $|B_r(R_s)|$  (Рис. 2.11e) и  $|B_r(R_\odot)|$  (Рис. 2.11f);

–  $\theta_{HCS}$  – кратчайшее угловое расстояние по поверхности источника до гелиосферного токового слоя, в градусах (Рис. 2.11g). Косвенным образом зависимость скорости СВ от расстояния до токового слоя предполагается в модели WSA: вблизи нейтральной линии на поверхности источника расширение магнитных трубок стремится к бесконечности и скорость СВ уменьшается (Рис 2.11a). Кроме того, такая зависимость подтверждается наблюдениями Ulysses [87];

–  $lat_{fp}$  – широта основания силовых линий на фотосфере в градусах, ноль соответствует экватору (Рис. 2.11h). Известно, что источниками высокоскоростных потоков СВ, наблюдаемых на Земле, являются низкоширотные корональные дыры [109]. Поэтому, возможно, широта является важным параметром.

В результате описанной выше процедуры для каждого оборота были получены 144 значения каждого из параметров магнитного поля на широте  $B_0$  с шагом  $2.5^\circ$  долготы по поверхности источника. Следующая задача – сопоставить эти параметры с наблюдаемой

скоростью СВ. В данной работе использовались данные по ветру из базы OMNIWEB [155]. Мы располагаем достоверной информацией о скорости ветра вблизи точки  $L_1$  из спутниковых наблюдений, но распределение скорости СВ на поверхности источника неизвестно. Обратное распространение наблюдаемого ветра от точки  $L_1$  к поверхности источника является, вообще говоря, крайне сложной задачей магнитной гидродинамики. Тем не менее, в некоторых приближениях эта задача решается относительно просто. Например, в модели HUX (см. параграф 2.5.3) помимо прямого распространения СВ предусмотрена также обратная процедура. Но в настоящей работе использовалось ещё более простая баллистическая модель (см. параграф 2.5.1). Баллистическую модель можно очень просто обратить, добавив сдвиг по времени в ряд наблюдений скорости СВ. Величина сдвига определялась для каждого измеренного значения скорости индивидуально как отношение расстояния от поверхности источника до 1 а.е. к скорости. После добавления временного сдвига наблюдаемая скорость СВ интерполировалась к регулярной сетке, соответствующей вычисленным параметрам магнитного поля (Рис. 2.10, нижняя панель). Важно отметить, что этот подход является очень грубым, поскольку не позволяет учитывать смешивание потоков ветра. Поэтому эти данные с шагом  $2.5^\circ$ , что соответствует 4.5 часам, использовались только для качественного анализа, а не количественного (Рис. 2.12).

Сопоставление различных комбинаций параметров поля с наблюдаемой на спутнике ACE скоростью СВ представлено на Рис. 2.12, изображения сглажены окном с радиусом 1 пиксель. В первую очередь можно увидеть, как выполняется зависимость, лежащая в основе модели WSA (Рис. 2.12а). Центральные области КД соответствуют малому расширению магнитных трубок и являются источниками быстрого СВ (красные и оранжевые пиксели). Медленные потоки (синие и зеленые пиксели) наблюдаются ближе к краям корональных дыр и соответствуют, в основном, большим значениям  $f_s$ . Также на Рис. 2.12 видно, что скорость СВ можно, в целом, описать различными двухпараметрическими зависимостями. Явно наблюдаются области условно больших скоростей ( $> 450$  км/с, красные и желтые пиксели), средних скоростей ( $\sim 400$ -450 км/с, голубые и зеленые пиксели) и малых скоростей ( $< 400$  км/с, голубые и синие пиксели). Каждые области соответствуют определённым диапазонам значений параметров магнитного поля. Стоит обратить внимание на то, что в зависимостях, представленных на

Рис. 2.12b-f, заметно лучше локализованы медленные скорости (<350 км/с, синие пиксели) по сравнению с моделью WSA (Рис 2.12a).

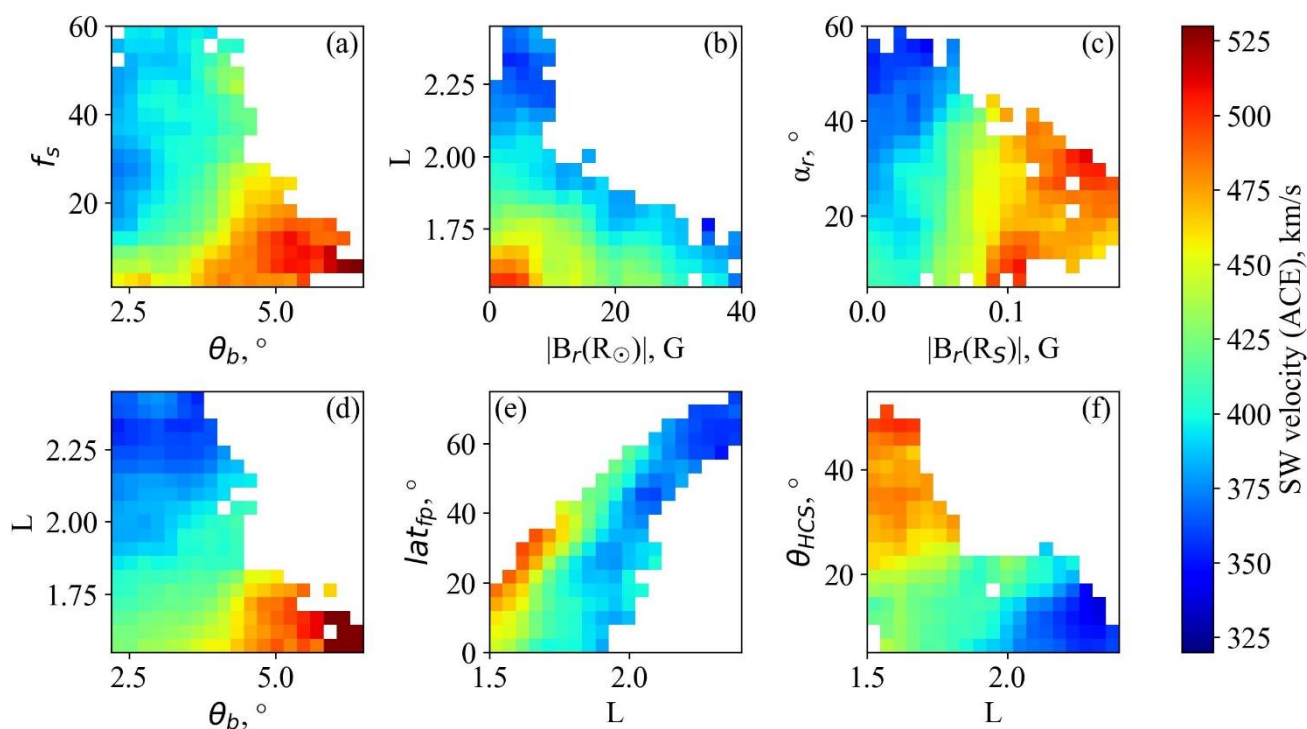


Рис. 2.12. Связи между разными парами параметров магнитного поля и скоростью солнечного ветра:  $f_s$  – коэффициент расширения магнитных трубок;  $\theta_b$  – расстояние до границы корональной дыры;  $L$  – длина силовой линии;  $\alpha_r$  – средний угол отклонения силовой линии от радиального направления (от 1 до  $1.5R_\odot$ );  $|B_r(R_s)|$  и  $|B_r(R_\odot)|$  – амплитуда радиальных компонент магнитного поля на поверхности источника и на фотосфере;  $lat_{fp}$  – широта основания силовой линии,  $\theta_{HCS}$  – угловое расстояние до токового слоя. Сопоставление данных ACE с расчётами по данным СТОП (Кисловодск) в плоскости эклиптики со скважностью  $\sim 4.5$  часа за период 2014-2023 гг.

Кроме того, из Рис. 2.12 можно увидеть, как выполняются некоторые закономерности в соответствии с физическим смыслом рассматриваемых параметров магнитного поля:

- Более длинные силовые линии приносят в плоскость эклиптики более медленный ветер (Рис. 2.12b, d, e, f);
- Большая амплитуда магнитного поля на поверхности источника  $|B_r(R_s)|$  связана с большей скоростью СВ (Рис. 2.12c), для фотосферного поля  $|B_r(R_\odot)|$  зависимость обратная (Рис. 2.12b);



- Источниками быстрого СВ в плоскости эклиптики являются среднеширотные корональные дыры (Рис. 2.12e);
- При увеличении расстояния до токового слоя  $\theta_{HCS}$  скорость СВ на поверхности источника растёт (Рис. 2.12f);
- Быстрый СВ наблюдается при силовых линиях, которые не очень сильно отклоняются от радиального направления, в пределах  $40^\circ$  (Рис. 2.12c).

В качестве численной оценки взаимосвязей параметров магнитного поля с наблюдаемой скоростью СВ использовался коэффициент корреляции Пирсона. Предварительно все величины усреднялись по оборотам Кэррингтона с шагом в один оборот. С одной стороны, усреднение за большой период времени позволяет пренебречь изменениями структуры СВ в процессе распространения к Земле и сгладить тем самым неточности обратного баллистического распространения. С другой стороны, в реальных задачах прогноза космической погоды требуется моделировать СВ с шагом порядка нескольких часов. При этом результаты моделирования, например, ежедневных значений скорости СВ могут заметно отличаться в худшую сторону от усреднённых за больший период [80]. Тем не менее, в работе, в которой была сформулирована основа модели WSA [135], представлены результаты моделирования, усреднённые за три месяца. Поэтому представляется вполне справедливым для проведения подобного исследования опираться на значения, усреднённые по оборотам Кэррингтона.

Коэффициенты корреляции наиболее перспективных параметров поля со скоростью СВ представлены в Таблице 2.1 Корреляционная матрица более широкого перечня характеристик поля изображена на Рис. 2.13. Для разных приборов в разные интервалы времени предпочтительными оказываются разные параметры. В случае данных СТОП наиболее сильную корреляцию со скоростью СВ показывает длина силовых линий  $L$ . В остальных случаях –  $\theta_b$ , второй параметр WSA, который привнёс в модель Arge [9]. Достаточно интересный вывод заключается в том, что коэффициент расширения магнитных трубок  $f_s$  оказывается является едва ли не худшим параметром среди рассмотренных. В то же время неплохой корреляцией со скоростью СВ обладает амплитуда магнитного поля на поверхности источника  $|B_r(R_s)|$ .

Важно отметить, что все три ряда данных покрывают разные фазы циклов солнечной активности. Наблюдения СТОП начинаются с фазы затухания 24-ого цикла и, в настоящий момент, заканчиваются на фазе роста 25-ого цикла.

Таблица 2.1. Коэффициенты корреляции Пирсона между параметрами магнитного поля и наблюдаемой скоростью ветра по усреднённым за оборот Кэррингтона значениям. Расчёты по данным STOP (2014 – 2023 гг., 2152 – 2266 обороты), HMI (2010 – 2023 гг., 2097 – 2266 обороты) и WSO (1974 – 2023 гг., 1642 – 2266 обороты).  $f_s$  – расширение магнитных трубок;  $\theta_b$  – расстояние до границы КД;  $\theta_{bSS}$  – расстояние до границы проекции КД на поверхность источника;  $L$  – длина силовых линий;  $|B_r(R_\odot)|$  и  $|B_r(R_s)|$  – амплитуда магнитного поля на фотосфере и на поверхности источника;  $\theta_{HCS}$  – расстояние до гелиосферного токового слоя

	$1/f_s$	$\theta_b$	$\theta_{bSS}$	$1/L$	$ B_r(R_\odot) $	$ B_r(R_s) $	$\theta_{HCS}$
STOP	0.221	0.535	0.485	0.579	0.280	0.427	0.404
HMI	0.215	0.449	0.364	0.331	0.043	0.340	0.215
WSO	0.153	0.318	0.264	0.228	0.040	0.298	0.030

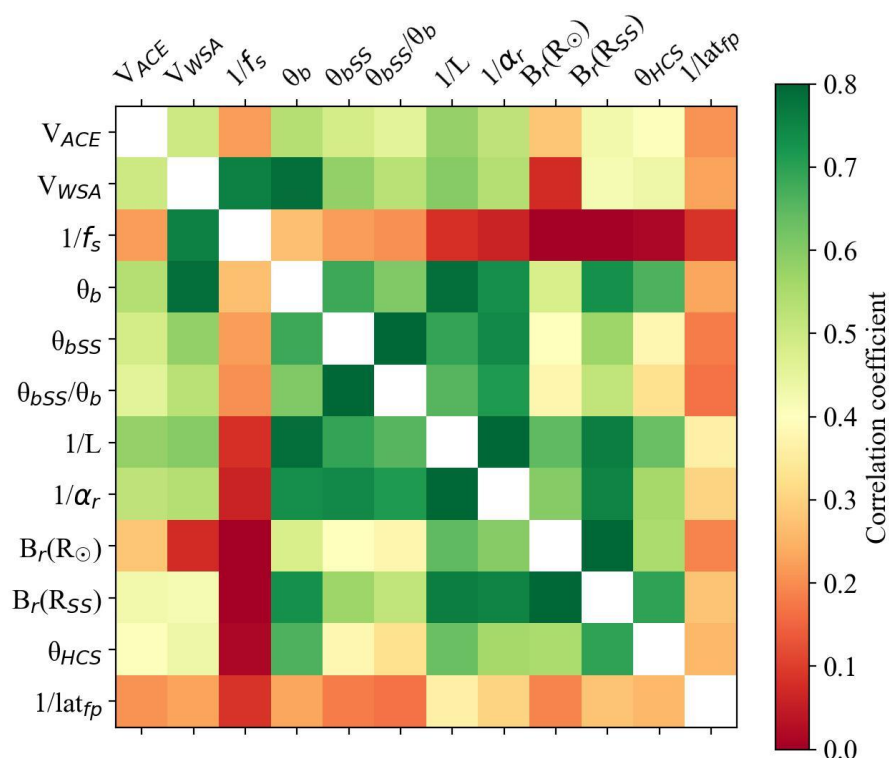


Рис. 2.13. Корреляционная матрица между различными параметрами магнитного поля, усреднёнными за оборот, и скоростью наблюдаемой скоростью ветра  $V_{ACE}$ . Расчёт по данным СТОП, 2014 – 2023 гг., 2152-2266 обороты Кэррингтона.

В данных НМІ представлена также, в отличие от данных СТОП, фаза роста и максимума 24-ого цикла. Наблюдения WSO покрывают 4.5 цикла солнечной активности начиная с 21-ого. Поскольку в периоды максимума активности структура крупномасштабного магнитного поля усложняется, корректное моделирование источников СВ становится более сложной задачей. По этой причине различия в коэффициентах корреляции (Таблица 2.1) могут быть обусловлены не только различиями в синоптических картах (см. параграф 2.6.1), но и тем, что данные СТОП, НМІ и WSO соответствуют разным периодам времени. Характеры связей скорости СВ и параметров магнитного поля, которые наблюдаются на Рис. 2.12 и в Таблице 2.1, не противоречат результатам других исследований. Длина силовых линий и средний угол отклонения от радиального направления характеризуют кривизну силовых линий, которая, как показали исследования [61], может приводить к замедлению СВ. Обнаруженная корреляция длины силовых линий со скоростью СВ не противоречит также результатам, полученным на основе МГД моделирования [89].

### 2.6.3. Моделирование скорости солнечного ветра без учёта коэффициента расширения магнитных трубок

Коэффициенты эмпирического соотношения WSA (формула (2.4.2)) не универсальны, они могут различаться в разных фазах солнечного цикла, для разных приборов и методов построения синоптических карт. Оптимальные коэффициенты для данных СТОП в настоящей работе определялись сначала по усреднённым за оборот Кэррингтона величинам  $f_s$  и  $\theta_b$ . Функция потерь задавалась таким образом, чтобы, добиться высокой корреляции модельной скорости  $V_{WSA}$  с наблюдаемой скоростью  $V_{ACE}$  и малого отклонения от  $V_{ACE}$ , особенно в пиковых значениях:

$$F(f_s, \theta_b, p_0, \dots, p_7) = 1 - C(V_{WSA}(f_s, \theta_b, p_0, \dots, p_7), V_{ACE}) + 0.01MSE(V_{WSA}(f_s, \theta_b, p_0, \dots, p_7), V_{ACE}), \quad (2.6.1)$$

где  $C$  – коэффициент корреляции Пирсона,  $MSE$  – среднеквадратическое отклонение. Значения  $p_0, \dots, p_7$  подбирались такими, чтобы величина  $F(f_s, \theta_b, p_0, \dots, p_7)$  была минимальна, оптимизация велась методом Нелдера-Мида. Процедура оптимизации привела к минимизации роли  $f_s$  в соотношении WSA:

$$V(f_s, \theta_b) = 265 + \frac{0.41}{(1 + f_s)^{0.04}} (14.11 - 4.89 \exp(-(\theta_b/3.22)^{11.43}))^{2.38}. \quad (2.6.2)$$

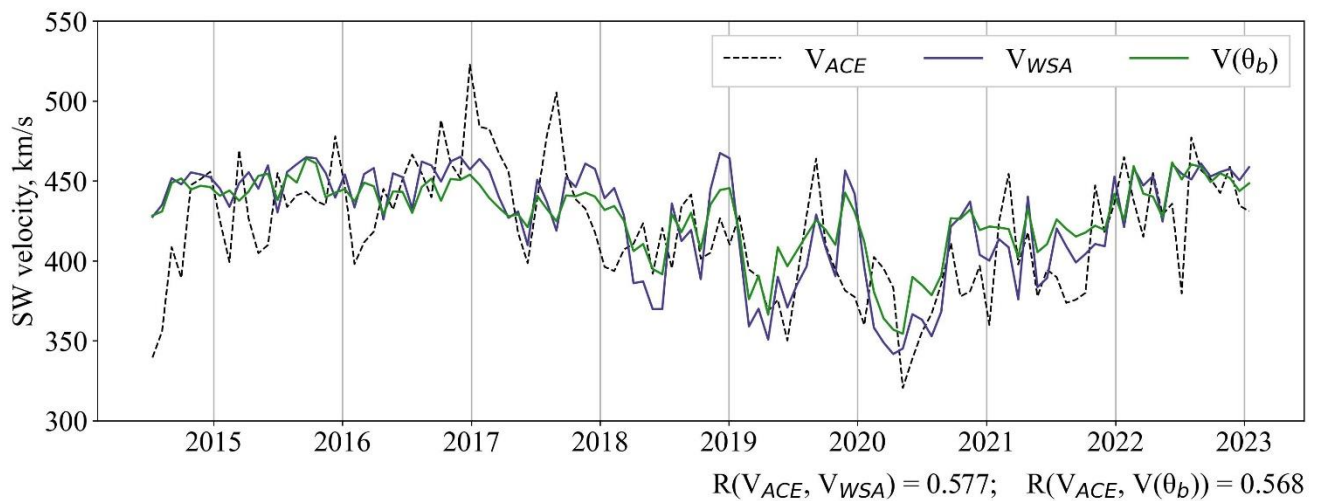


Рис. 2.14. Примеры различных соотношений (формулы (2.6.2), (2.6.3)), связывающих параметры магнитного поля со скоростью ветра на поверхности источника; сравнение с наблюдаемой скоростью  $V_{ACE}$ . Вычисления по усреднённым за обороты параметрам по данным СТОП: 2014 – 2023 гг., 2152-2266 обороты Кэррингтона.

С учётом этого факта и относительно низкой корреляции  $f_s$  со скоростью СВ (Рис. 2.13, Таблица 2.1) возникает вопрос: насколько успешно можно моделировать скорость СВ не учитывая коэффициент расширения магнитных трубок. На Рис. 2.14 приведён пример более простого соотношения, включающего только расстояние до границы корональной дыры ( $V(\theta_b)$ , формула (2.6.3)). Исключение коэффициента расширения магнитных трубок из соотношения WSA практически не влияет на результаты моделирования и слабо влияет на коэффициент корреляции с наблюдаемой скоростью СВ: 0.568 без  $f_s$  против 0.577 при использовании стандартного соотношения WSA.

$$V(\theta_b) = 265 + 0.063(4.56 - 0.92 \exp(-(\theta_b/3.15)^{8.72}))^{5.28}. \quad (2.6.3)$$

Тем не менее, формулы (2.6.2) и (2.6.3) едва ли можно использовать в реальных задачах прогнозирования. Как упоминалось выше, в первую очередь интерес представляет моделирование СВ с шагом по времени порядка часа. Кроме того, если коэффициент расширения  $f_s$  действительно коррелирует именно с высокоскоростными потоками СВ, усреднение по оборотам должно занижать коэффициент корреляции для этого параметра. Поиск эмпирических соотношений можно провести и без усреднения, то есть для силовых линий, вычисленных с шагом по поверхности источника в несколько часов. В данном случае нельзя не учесть время переноса СВ от поверхности источника к точке наблюдения ( $L_1$ ). В целом, процедура оптимизации модельных соотношений не

отличается от описанной выше для случая усреднения по оборотам, но сопоставление расчётных значений с наблюдениями (формула (2.6.1)) производится с учётом распространения СВ от поверхности источника к точке  $L_1$  в кинематическом приближении (см. параграф 2.5.1). Поскольку для кинематической модели характерна быстрота вычислений, эту процедуру переноса СВ и сравнения его с наблюдениями можно делать на каждой итерации поиска коэффициентов в модельных соотношениях. При оптимизации соотношений по значениям с шагом 4.5 часа был выбран период 2019.07.01 – 2020.01.01, поскольку он характеризуется ярко выраженной рекуррентной структурой СВ. Оптимизированная под этот период модель WSA (формула (2.6.4)) по данным СТОП не отличается принципиально от модели, учитывающей только расстояние до границы КД на фотосфере (формула (2.6.5)) (Рис. 2.15).

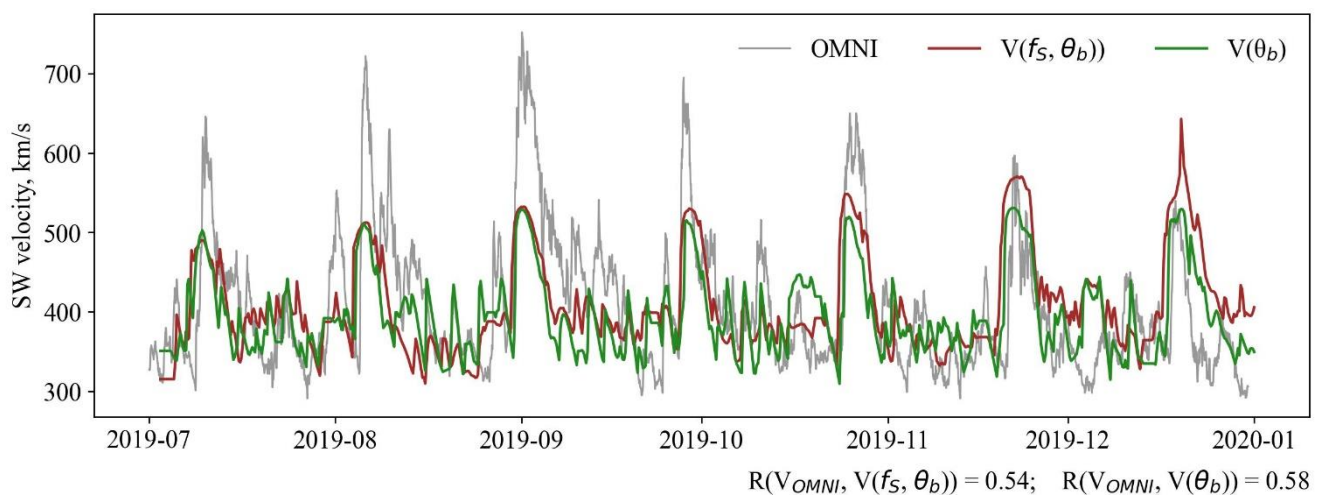


Рис. 2.15. Модельные расчёты скорости СВ согласно WSA ( $V(f_s, \theta_b)$ , формула (2.6.4)) и без использования коэффициента расширения  $f_s$  ( $V(\theta_b)$ , формула (2.6.5)) по данным СТОП. Сравнение с наблюдаемой скоростью СВ (OMNI)

Можно отметить, что классическая формула WSA даёт несколько более низкий коэффициент корреляции (0.54) по сравнению с соотношением, основанном только на параметре  $\theta_b$  (0.58). Негативное влияние коэффициента расширения  $f_s$  в данном случае можно отчётливо увидеть при моделировании высокоскоростного потока во второй половине декабря 2019 г. (Рис. 2.15), где WSA даёт существенно завышенные значения. Однако ни одна из моделей не описывает правильно изменение амплитуды высокоскоростных потоков СВ от оборота к обороту Кэррингтона. Причиной этой проблемы могут быть, в том числе, ошибки в измерениях фотосферного магнитного поля

или экстраполяции измерений в солнечную корону.

$$V(f_s, \theta_b) = 265 + \frac{1.33}{(1 + f_s)^{0.224}} (8 - 2.75 \exp(-(\theta_b/2.6)^{1.52}))^{2.78}. \quad (2.6.4)$$

$$V(\theta_b) = 265 + 80(5.2 - 5.7 \exp(-(\theta_b/3.9)^{1.76}))^{0.73}. \quad (2.6.5)$$

Эмпирическую модель СВ можно строить, основываясь на других характеристиках коронального магнитного поля. В параграфе 2.6.2 показано, что в случае использования данных СТОП лучше всего со скоростью СВ коррелирует длина силовых линий  $L$  и, среди негеометрических параметров, амплитуда магнитного поля на поверхности источника  $|B_r(R_s)|$  (Таблица 2.1). Причём скорость СВ приблизительно прямо пропорциональна  $|B_r(R_s)|$  и обратно пропорциональна  $L$  (Рис. 2.12). Результаты моделирования скорости СВ с помощью простейшего соотношения (2.6.6) показаны на Рис. 2.16. В сравнении с формулами (2.6.4) и (2.6.5) (Рис. 2.15) новое соотношение лучше описывает амплитуду высокоскоростных потоков, что важно в первую очередь для прогнозирования космической погоды, и показывает более высокий коэффициент корреляции с наблюдениями (0.64). При этом медленные потоки лучше описываются соотношением (2.6.5), и возможно, что объединение этих двух методов (Рис. 2.16) позволит дополнительно улучшить качество моделирования.

$$V(B_r(R_s), L) = 265 + \frac{|B_r(R_s), nT|^{0.724}}{L^{1.186}}. \quad (2.6.6)$$

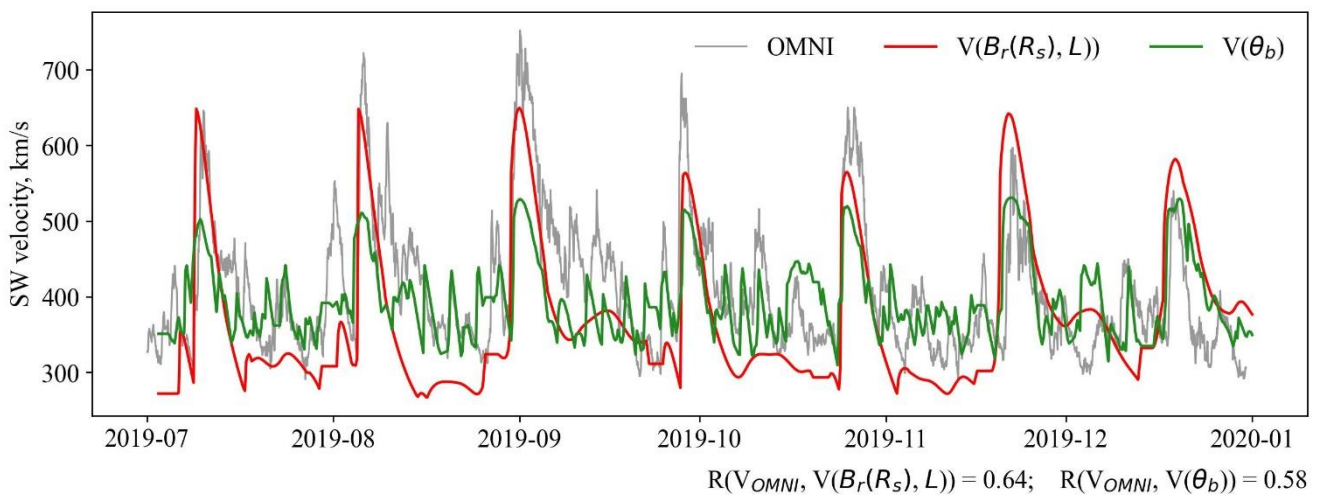


Рис. 2.16. Модельные расчёты скорости СВ согласно соотношениям (2.6.5) ( $V(\theta_b)$ ) и (2.6.6) ( $V(B_r(R_s), L)$ ) по данным СТОП. Сравнение с наблюдаемой скоростью СВ (OMNI).

#### 2.6.4. Моделирование скорости солнечного ветра на основе непотенциальной модели короны

Неточности при моделировании рекуррентного СВ на поверхности источника могут быть связаны не только с неправильным выбором параметров магнитного поля или формы соотношений. Ошибки могут быть вызваны неправильным определением источников СВ, т.е. некорректным моделированием структуры магнитного поля в солнечной короне. Поэтому для качественного улучшения моделирования СВ стоит рассмотреть различные модели солнечной короны. В параграфе 2.3 описана новая непотенциальная модель короны (NP) со свободным параметром в виде радиальной зависимости магнитного числа Рейнольдса  $R_m$ , которое позволяет регулировать переход от потенциального приближения вблизи фотосферы ( $R_m \ll 1$ ) к радиальному при удалении от Солнца ( $R_m \gg 1$ ) без введения искусственной поверхности источника. В данном случае магнитное число Рейнольдса задавалось в виде  $R_m(r) = 0.7r^{2.8}$  (Рис. 2.20b), таким образом, оно растёт с высотой от значений порядка 0.1 у фотосферы до значений около 10 на уровне 2.5 радиусов Солнца. Это приводит к тому, что на уровне поверхности источника магнитное поле становится близким к радиальному (Рис. 2.17b), несмотря на то что это условие не задаётся в явном виде, как в PFSS модели (Рис. 2.17a). В целом, области открытой конфигурации магнитного поля определяются схожим образом в моделях NP и PFSS, но определённые отличия есть. В первую очередь, можно обратить внимание на околоэкваториальную КД в диапазоне 0-15° долготы (Рис. 2.18b), которая получается в результате PFSS расчётов и отсутствует в расчётах NP (Рис. 2.18b). Сложно утверждать однозначно, какой вариант более верный, но можно обратить внимание на некоторые косвенные показатели. Во-первых, можно сравнить результаты расчётов с КД, которые определяются, как области пониженной интенсивности на изображениях в ультрафиолетовом диапазоне (SDO/AIA 193Å). В синоптической карте КД, полученных таким образом, указанная выше околоэкваториальная КД отсутствует, но околоэкваториальные дыры в диапазоне 80-160° долготы оказываются ближе к PFSS модели (Рис. 2.19). Однако, следует иметь в виду, что КД, полученные из наблюдений в ультрафиолете, могут быть существенно разными, в зависимости от способа нормировки изображений, методов сегментации и сборки синоптических карт. В данном случае использовались ежедневные изображения Солнца в fits-формате, которые подвергались

процедуре нормировки и на которых затем определялись КД методом выращивания. После этого сегментированные изображения собирались в синоптическую карту, причём оставлялись только те точки, которые соответствовали КД на протяжении как минимум пяти суток.

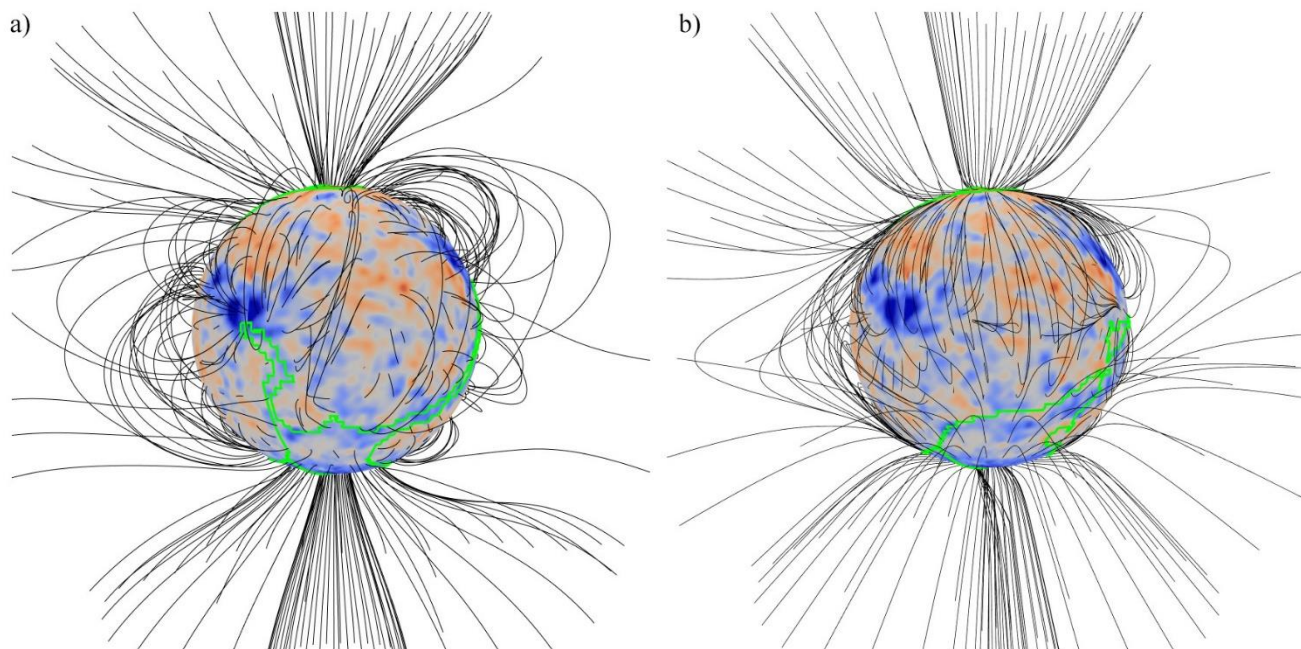


Рис. 2.17. Структура магнитного поля в солнечной короне согласно PFSS модели (a) и NP модели (b) (см. параграф 2.3). Расчёты по данным СТОП (Кисловодск), 2200 оборот Кэррингтона, зелёными контурами показаны КД.

Другим косвенным показателем точности моделирования короны может быть соответствие наблюдаемым потокам СВ (Рис. 2.20а). К примеру, околоэкваториальная КД, которая присутствует в PFSS расчётах около  $0-15^\circ$  долготы приводит, согласно WSA модели, к резкому росту скорости СВ 24 февраля 2018 г., что плохо соответствует действительности. В рассмотренном примере расчётов, в целом, непотенциальная модель короны позволяет более точно смоделировать рекуррентный СВ и показывает коэффициент корреляции с наблюдениями 0.66 в то время, как расчёты на основе PFSS модели приводят к коэффициенту корреляции 0.35. Судя по всему, представленная в параграфе 2.3 модель короны имеет потенциал в задачах прогнозирования космической погоды, но этот вопрос требует более детального изучения.



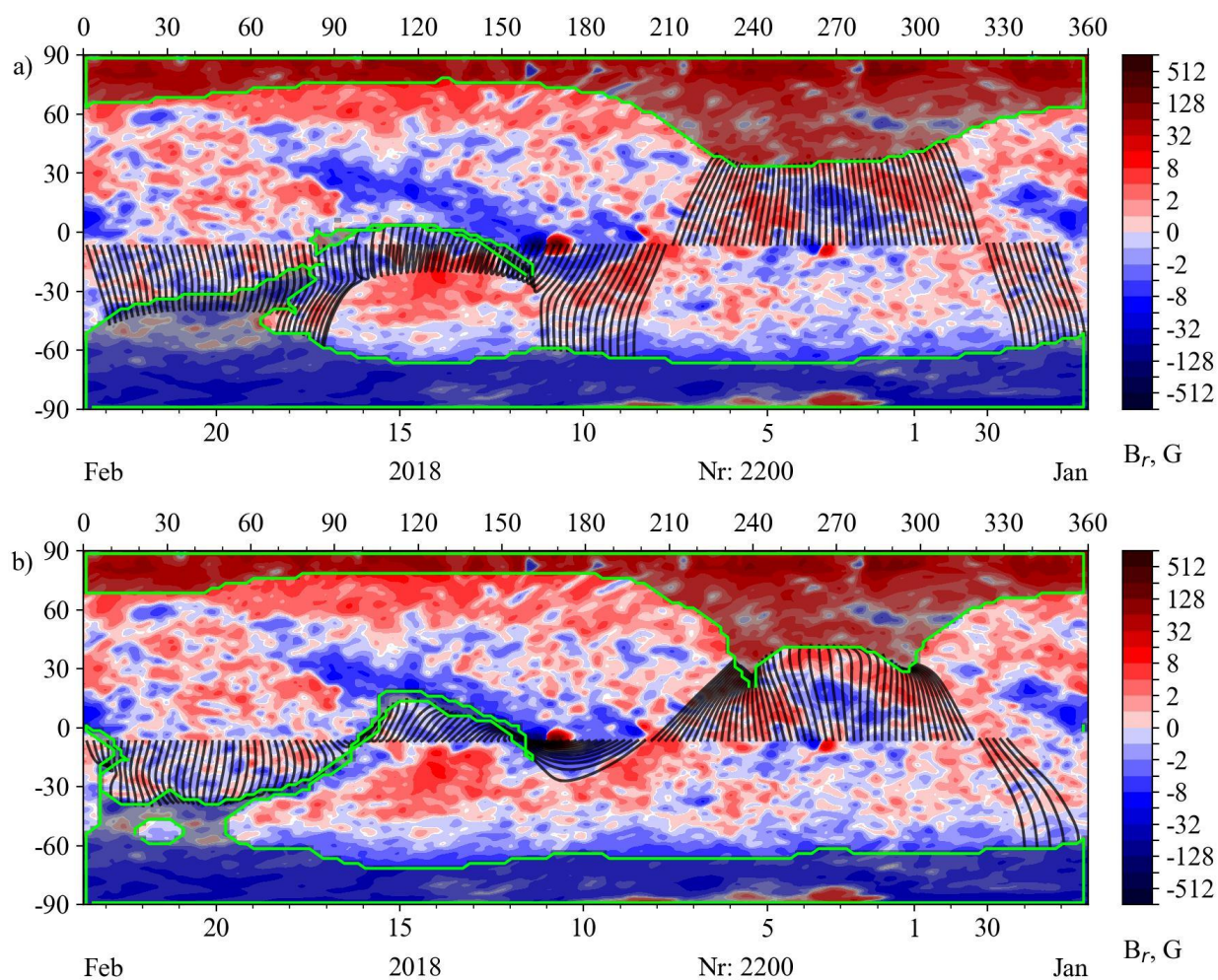


Рис. 2.18. Открытые силовые линии в плоскости эклиптики, расчёт по данным СТОП (Кисловодск) для 2200 оборота Кэррингтона согласно NP модели (а) (см. параграф 2.3) и PFSS модели (b). Зелёными контурами обозначены КД.

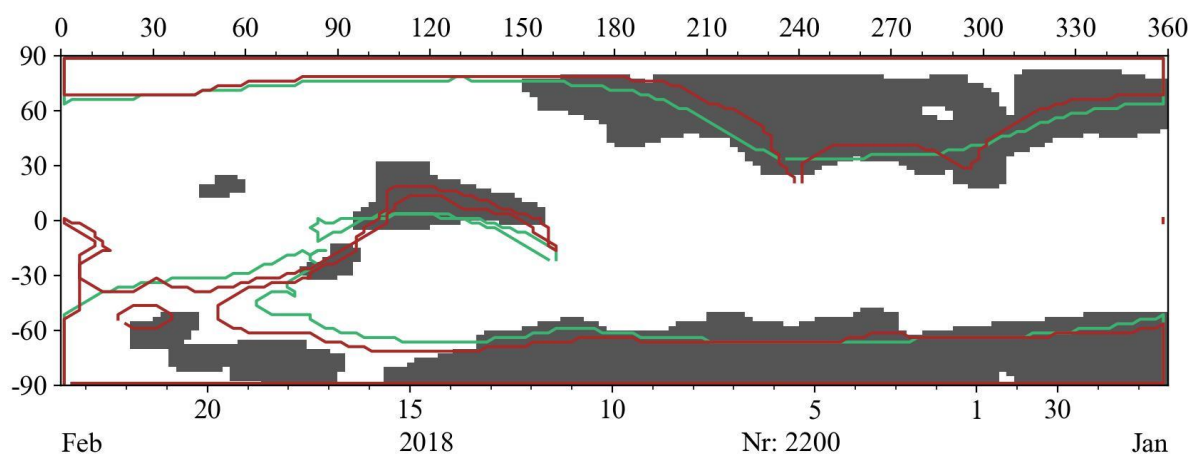


Рис. 2.19. Синоптическая карта КД, построенная по изображениям SDO/AIA 193Å для 2200 оборота Кэррингтона (серые пиксели). Сравнение с результатами PFSS расчётов (красные контуры) и NP расчётов (зелёные контуры).

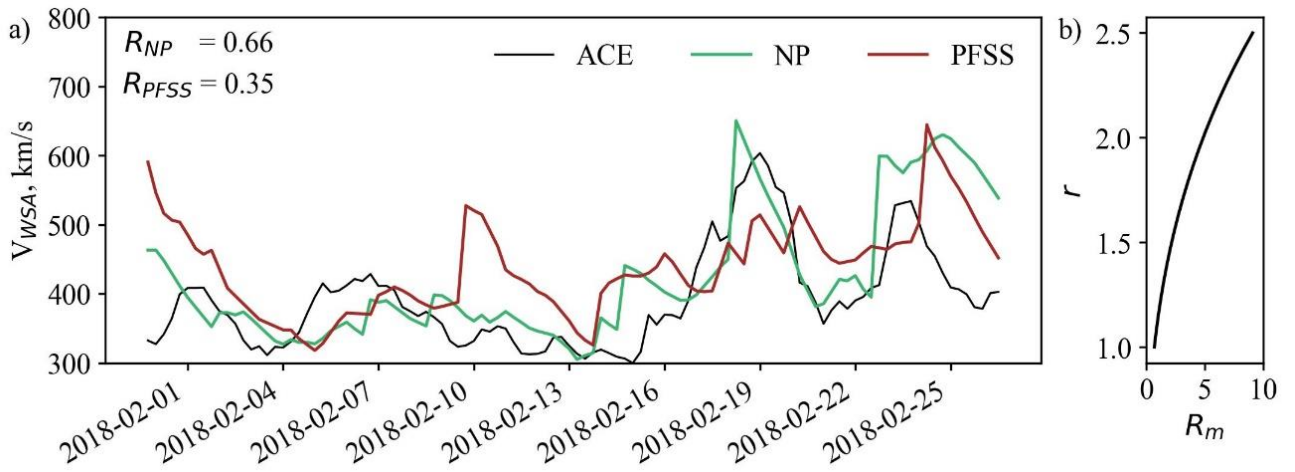


Рис. 2.20. (a) Расчёт скорости СВ на поверхности источника согласно модели WSA на основе потенциальной (PFSS) и непотенциальной (NP) модели короны; расчёт по данным СТОП для 2200 оборота Кэррингтона; (b) радиальная зависимость магнитного числа Рейнольдса  $R_m$ .

### Глава 3. Регистрация корональных выбросов массы по данным наземных наблюдений

Солнечные волокна представляют собой структуры, состоящие из относительно холодной и плотной плазмы, удерживаемой магнитным полем в солнечной короне (см. [84]). Исторически сложилось так, что внезапные исчезновения волокон часто ассоциировались с геомагнитными бурями [48, 75, 102]. Более поздние исследования [26, 140] установили тесную связь между эрупцией волокон, наблюдаемой в линии  $H_{\alpha}$ , и корональными выбросами массы (КВМ). Было обнаружено [71], что 75% волокон, эрупция которых происходила вблизи центрального меридиана, были связаны с КВМ. Аналогичная сильная взаимосвязь была обнаружена и в других работах [139]. Ориентация магнитного поля в облаке межпланетного КВМ коррелирует с ориентацией магнитного поля в эруптивных волокнах, являющихся источниками этих выбросов [26, 71, 8]. Таким образом, синоптические наблюдения волокон, их топологических свойств и доплеровских скоростей имеют решающее значение для предсказания характеристик КВМ и их потенциальной геоэффективности в целях прогноза космической погоды.

Синоптические наблюдения в линии  $H_{\alpha}$  для оперативного прогноза космической погоды ведутся, например, приборами Global Oscillation Network Group (GONG) [40, 41] под управлением National Solar Observatory (NSO) США. Однако, измерения GONG производятся только в ядре линии, что недостаточно для определения доплеровских скоростей.

Спектрогелиограф Мёдон способен настраиваться на несколько спектральных линий, в том числе,  $H_{\alpha}$ , и проводить измерения, которые можно использовать для расчёта доплерограмм [68]. Несколько инструментов, входящих в Global  $H_{\alpha}$  Network [35], могут настраивать свои фильтры Лио на крылья  $H_{\alpha}$ , что позволяет получить оценки доплеровских смещений. Скорости в линии  $H_{\alpha}$  могут быть получены также на одном из трёх приборов, входящих в состав телескопа Solar Flare Telescope (SFT), с использованием фильтра Лио, настроенного на  $H_{\alpha} \pm 0.5 \text{ \AA}$ ,  $\pm 0.8 \text{ \AA}$  и  $\pm 3.5 \text{ \AA}$ . Изображения делаются с частотой 150 с, а максимальные скорости, которые могут быть зарегистрированы, ограничены величиной  $\pm 37 \text{ км/с}$  [39].

Доплеровские скорости в линии  $H_{\alpha}$  наблюдались с помощью Improved Solar Observing Optical Network (ISOON) [79]. ISOON представляет собой вакуумный

рефрактор с полярной осью, способный проводить измерения путём перестройки эталона Фабри-Перо с полосой пропускания  $0.08 \text{ \AA}$  в ядре  $H_\alpha$  и крыльях  $H_\alpha \pm 0.4 \text{ \AA}$  с частотой в одну минуту на изображение [15]. Наблюдения ISOON позволяют изучать такие события, как вспышки, волны Мортон и эрупция волокон. Но, после переноса прибора из обсерватории Sacramento Peak на базу ВВС США Киртленд, в открытый доступ данные не попадают.

Ещё один прибор для измерения хромосферных скоростей на полном диске Солнца – Solar Dynamics Doppler Imager (SDDI) [42]. Это 200-мм телескоп-рефрактор, оснащённый перестраиваемым фильтром Лио и высокоскоростной CMOS-камерой 2048-2048. Наблюдения спектральных профилей  $H_\alpha$  на полном диске проводится путём настройки на 73 положения длин волн в диапазоне  $H_\alpha \pm 9 \text{ \AA}$  в течение 15 секунд. Основное предназначение SDDI – наблюдения доплеровских скоростей в эруптивных волокнах.

Спектрограф Mees CCD (MCCD) [86] позволял сканировать участки Солнца и записывать в каждом пикселе изображения полные профили спектральных линий. В режиме регистрации вспышек прибор сканировал участки размером примерно  $290''$  на  $220''$  с частотой 16 секунд. Прибор успешно использовался для изучения динамических процессов до и во время вспышек [56, 29, 62]. Позже концепция MCCD была использована для разработки KASI Solar Imaging Spectrograph [53].

Известен ряд предвестников эрупции волокон, в том числе локальное уярчение, изменение характера колебаний и медленный подъём [84]. Об изменениях в колебаниях протуберанцев перед извержением впервые сообщили Mashnich и др. в 1993 г. [72], в дальнейшем это явление изучалось довольно широким кругом исследователей [44, 43, 31, 88, 73]. Seki и др. [106, 107], основываясь на наблюдениях SDDI, показали, что амплитуда мелкомасштабных флуктуаций скорости в волокне увеличивается перед эрупцией. Качественно это согласуется с выводами Mashnich и др. [72], которые обнаружили увеличение амплитуды короткопериодных (2–10 минут) колебаний в волокне/протуберанце перед его извержением. Это возрастание короткопериодных осцилляций может быть связано с процессами пересоединения.

Медленный подъём волокна, как ранний предвестник эрупции, был впервые описан в 1963 г. Обзор первых исследований этого явления можно найти в [122] (раздел, 4.1) и [70, 50]. Sterling и Moore [119], используя данные SOHO/EIT, описали подъём волокна со скоростью примерно  $1 \text{ км/с}$  в течение 6 часов, завершившийся быстрым

выбросом со скоростью  $\approx 16$  км/с. Медленный подъём со скоростью  $\approx 6$  км/с и последующим извержением 170 км/с наблюдался на ISOON [14]. Hanaoka и др. [39] использовали SFT для детектирования подъёма волокна со скоростью 5-10 км/с за несколько часов перед эрупцией.

Распределение скорости в теле волокна может изменяться в процессе эрупции: в разные моменты времени могут наблюдаться как восходящие, так и нисходящие потоки, а форма распределения может становиться ассиметричной [106]. В некоторых случаях можно сравнить доплеровские скорости начальной стадии извержения волокна с более поздними коронографическими наблюдениями KBM. Например, было обнаружено хорошее соответствие между измерениями в линии He I с помощью хромосферного телескопа ChroTel и наблюдениями в белом свете на коронографе STEREO-A COR2 [134].

Хотя все эти исследования обнадеживают, остаётся ещё много вопросов, которые заслуживают дополнительного изучения. Эта глава диссертационного исследования основана на данных кисловодского хромосферного патрульного спектрогелиографа в линии  $H_{\alpha}$ . Представлена методика реконструкции доплеровских скоростей на полном диске Солнца, которая может работать в режиме близком к реальному времени. Для четырёх эруптивных событий были восстановлены скорости в волокнах, исследованы предвестники выбросов, а оценки начальных ускорений сопоставлены с наблюдениями на коронографе.

### **3.1. Патрульные хромосферные телескопы-спектрогелиографы**

На Кисловодской Горной Астрономической Станции спроектированы, изготовлены, введены в эксплуатацию и работают по сей день два хромосферных патрульных телескопа-спектрогелиографа: один работает в линии Ca II K, второй – в линии  $H_{\alpha}$ . В качестве потенциальных пользователей такого типа приборов рассматривались небольшие университетские группы, поэтому телескопы просты в эксплуатации, имеют относительно небольшой размер и стоимость. Оптическая схема обоих приборов типична для спектрогелиографов. Патрульный телескоп Ca II K основан на однообъёмной схеме, в которой визуализирующая оптика и спектрограф находятся внутри вращающейся приборной трубы, направленной на Полярную звезду (Рис. 3.1, левая панель). Это рефлектор с апертурой 100 мм и фокусным расстоянием 1500 мм.

Спектры записываются в первом порядке спектрографа с помощью дифракционной решётки с 2400 штрихами на миллиметр. В каждом положении изображения Солнца не щели спектрографа на ПЗС-матрице регистрируются спектры для каждой точки вдоль щели одновременно. Сканирование полного диска Солнца осуществляется перемещением солнечного изображения поперёк щели. На Рис. 3.1 (правая панель) показан пример спектра, измеренного вблизи центра диска Солнца.

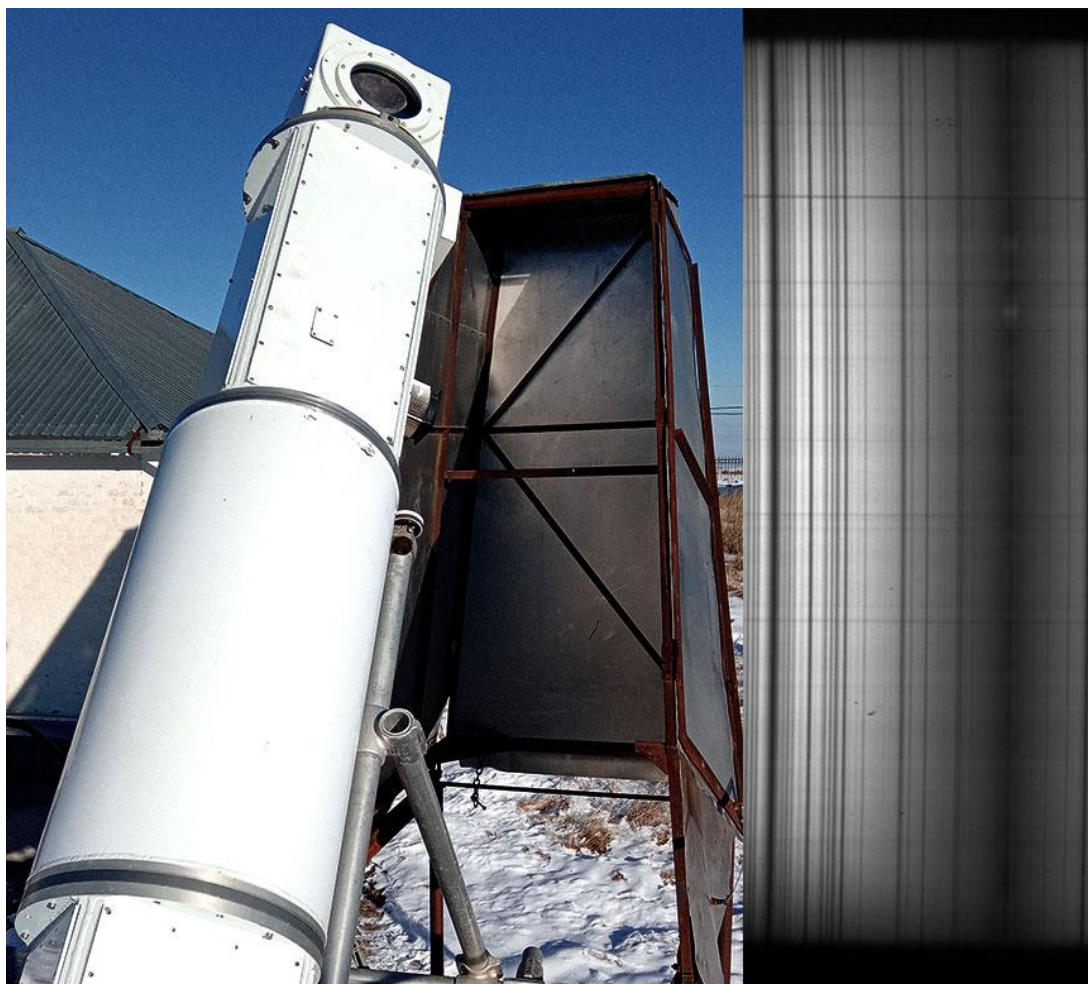


Рис. 3.1. Слева: патрульный телескоп линии Ca II K. Справа: пример спектров, наблюдаемых вблизи центра солнечного диска. Самая большая тёмная диффузная спектральная линия соответствует Ca II K. Также на спектре присутствует линия Fe I 3930.31 Å (у правого края изображения) и Al I 3944.02 Å (у левого края). Тёмные тонкие горизонтальные полосы – пылинки на щели спектрографа.

Патрульный телескоп  $H_{\alpha}$  является также рефрактором с апертурой 100 мм и фокусным расстоянием 1500 мм, но использована более традиционная оптическая схема с зафиксированным основным инструментом (Рис. 3.2), который запитывается светом от

внешнего Йенш-целостата. Как и в телескопе Са II К, изображение Солнца сканируется по длинной щели. Для сканирования и настройки фокуса в приборе используется подвижная платформа с двумя плоскими зеркалами, которые можно независимо перемещать в двух направлениях. Время сканирования полного диска Солнца составляет от 50 до 120 с, в зависимости от времени экспозиции. За это время изображение Солнца перемещается перпендикулярно щели спектрографа, и записывается 1500-2000 спектральных кадров на 14-битную ПЗС-матрицу Prosilica GT 3300. Спектральное разрешение обоих приборов  $\approx 40000$ ,  $\Delta\lambda$  для линий Са II К и  $H_{\alpha}$  составляет  $0.1 \text{ \AA}$  и  $0.16 \text{ \AA}$  соответственно. Спектры  $H_{\alpha}$  записываются с шагом  $0.03 \text{ \AA}$  на пиксель, то есть имеет место передискретизация. В дальнейшем будут обсуждаться только данные регулярных наблюдений в линии  $H_{\alpha}$ , которые начались в 2015 г. Количество сканирований полного диска Солнца в течение одного дня достигает 450, что соответствует примерно 10-12 часам непрерывных наблюдений. Среднее количество дней наблюдений в году – 280.

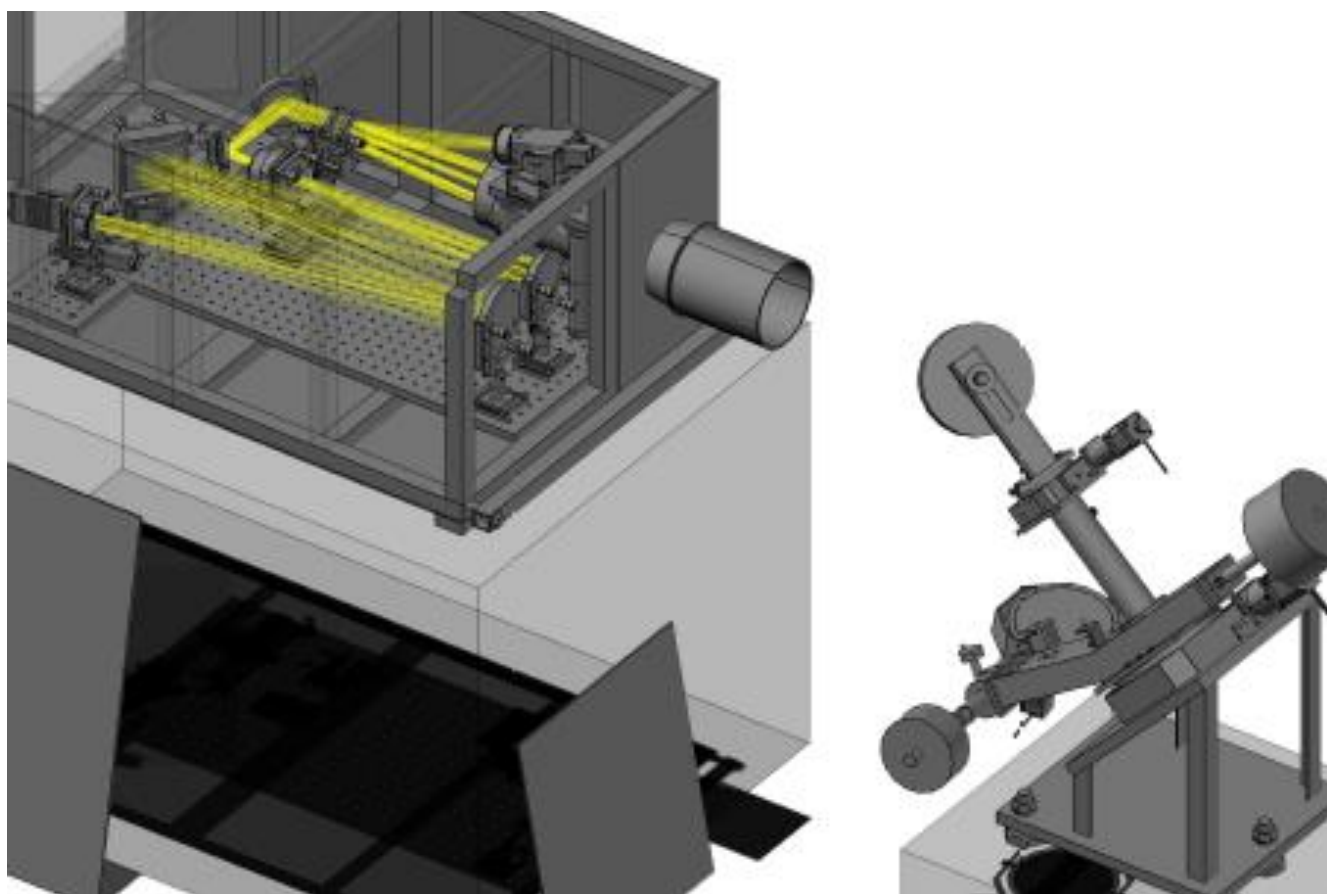


Рис. 3.2. Схема патрульного телескопа-спектрогелиографа в линии  $H_{\alpha}$ .

### 3.2. Восстановления поля доплеровских скоростей спокойной хромосферы в линии $H_{\alpha}$

Одно наблюдение полного диска Солнца представляет собой серию из 1500 – 2000 спектральных кадров, аналогичных тому, что показан на Рис. 3.3. Ширина спектральной линии, её положение и интенсивность зависят от физических свойств солнечной атмосферы. Например, флоккулы на Рис. 3.3 можно идентифицировать как относительно более яркие столбцы изображения (см. правую часть Рис. 3.3). Тёмные вертикальные столбцы могут соответствовать солнечным пятнам или порам, однако, в некоторых случаях они могут быть вызваны пылинками на щели спектрографа. В дальнем крыле  $H_{\alpha}$  наблюдается потемнение к краю (см. нижнюю часть Рис. 3.3)

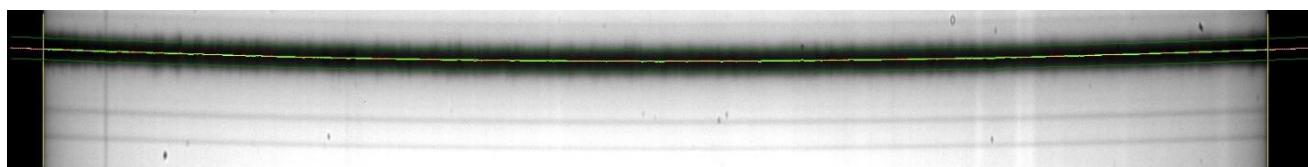


Рис. 3.3. Спектры  $H_{\alpha}$ , соответствующие одному положению изображения Солнца на щели спектрографа. Разноцветными линиями показаны положения лимба Солнца и ядер  $H_{\alpha}$  (аппроксимированных полиномом второй степени), а также диапазон длин волн, используемый для аппроксимации функцией Гаусса. Размер кадра составляет  $2000 \times 250$  пикселей, длина волны уменьшается сверху вниз.

Поскольку наблюдения ведутся с длиной щелью спектрографа, изображение изогнуто в сторону синей части спектра. Кривизна этого изгиба пропорциональна линейной дисперсии и увеличивается с увеличением длины волны [78, 2]. Из-за кривизны центр спектральной линии в середине кадра смещён примерно на 44 пикселя ( $\approx 1,32 \text{ \AA}$ ) по сравнению с краями. Наблюдение искривлённых спектральных линий прямоугольным детектором ограничивает диапазон измерения доплеровских смещений. В данном случае, на краях кадра (вблизи солнечного лимба) можно измерить максимальные синие смещения до 120 км/с, а в середине кадра (вблизи экватора) до 60 км/с. Нужно также отметить, что на Рис. 3.3 приведён пример наблюдений 2015 года, а с 2017 года для экономии места в хранилище данных спектральный диапазон был существенно уменьшен, и более поздние наблюдения не позволяют зафиксировать скорости более 45-50 км/с. В принципе, кривизну спектральных линий можно компенсировать, используя



изогнутую щель, как это реализовано, например, в векторном спектромагнитографе на платформе SOLIS [52]. Однако измерения на обычной прямой щели и цифровая коррекция кривизны спектра – это наиболее дешёвое и технически простое решение.

На первом этапе обработки данных осуществляется процедура восстановления доплерограмм спокойной хромосферы на полном диске Солнца. Этот этап обработки состоит из следующих этапов:

1. Выбирается настроечный кадр, который пересекает изображение Солнца вблизи центра диска. Этот кадр используется для определения начальных параметров спектральной линии.

2. Настроечный кадр сворачивается в спектральном направлении, т.е. интенсивность на Рис. 3.3 суммируется по вертикальной оси. В массиве, полученном в результате свёртки, находятся 2 пикселя с максимальным градиентом интенсивности на противоположных концах массива. Координаты этих пикселей  $X^L$  и  $X^R$  описывают положение лимба Солнца на кадре.

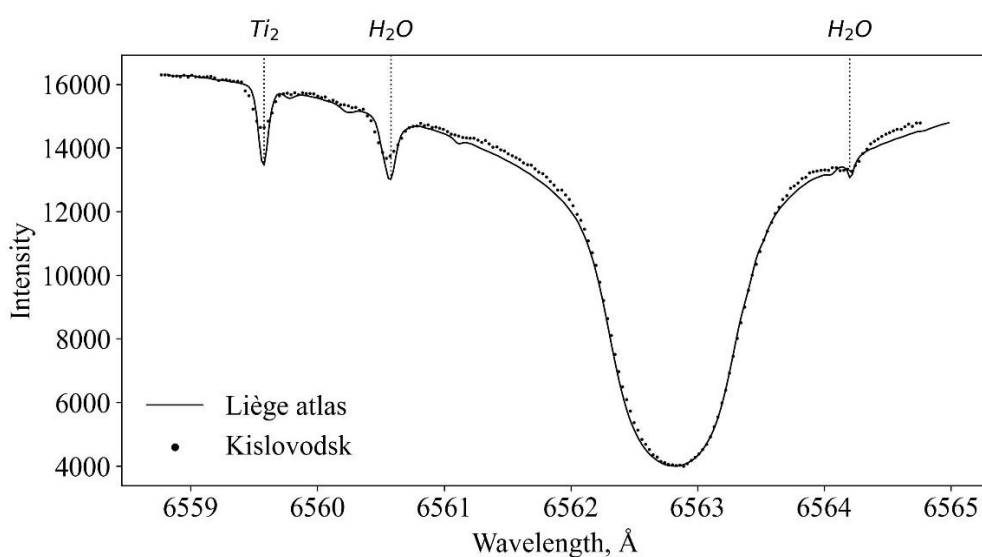


Рис. 3.4. Точки: результат измерения профиля спектральной линии  $H_\alpha$  в спокойной области Солнца (точки); сплошная линия: профиль линии из атласа Льежа [32].

3. Далее настроечный кадр используется для определения местоположения и кривизны спектральной линии  $H_\alpha$ . В каждом столбце кадра  $x$  в диапазоне  $[X^L, X^R]$  положение пикселя  $y_{co}$  с минимальной интенсивностью берётся в качестве первого приближения местоположения центра  $H_\alpha$ . Затем набор точек  $y_{co}(x)$  аппроксимируется полиномом второго порядка (см. Рис. 3.3), затем аппроксимация уточняется после

отбрасывания точек, сильно выпадающих из общей кривой. Эта кривая  $y_c(x)$ , аппроксимирующая положение центров  $H_\alpha$  на кадре, учитывает изогнутость спектра и используется как опорная длина волны для всех кадров одного скана Солнца.

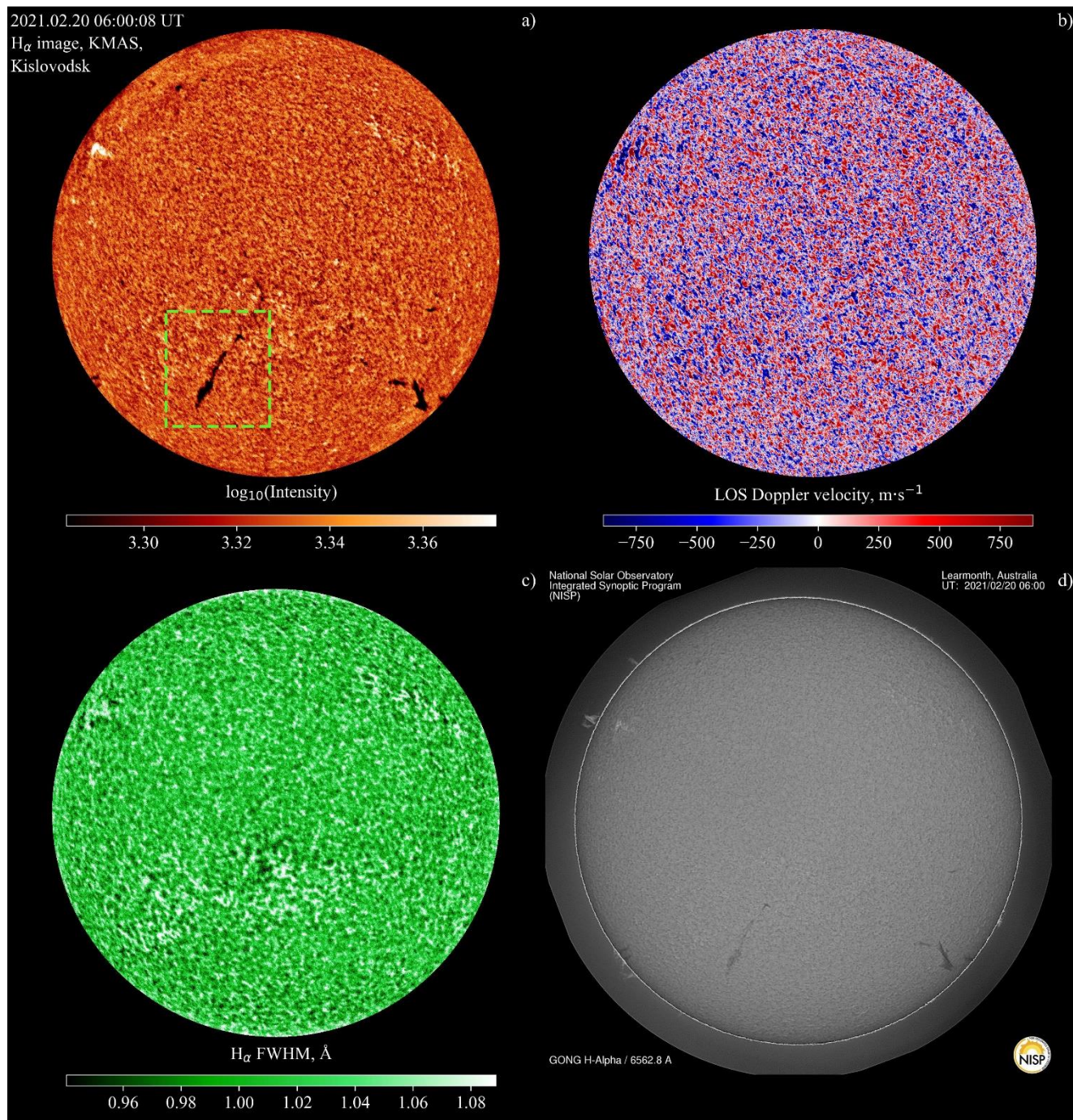


Рис. 3.5. Пример восстановленных карт интенсивности в ядре  $H_\alpha$  (a), доплеровской скорости (b) и полуширины линии  $H_\alpha$  (c) по наблюдениям 2021.02.20 06:00 UT. На панелях (a) и (c) устранён эффект вариации интенсивности от центра к лимбу. Зелёная пунктирная рамка на панели (a) указывает положение эруптивного волокна. Для сравнения приведено соответствующее изображение в ядре  $H_\alpha$  по данным сети GONG (d).

4. На настроечном кадре вычисляется средняя ширина спектральной линии путём аппроксимации интенсивности во всех столбцах кадра в диапазоне  $[X^L, X^R]$  функцией Гаусса с помощью алгоритма Левенберга – Марквардта (ЛМ). Средняя ширина  $w$  определяется усреднением ширины функции Гаусса для каждого столбца кадра.

5. Наконец, на каждом кадре скана ищутся параметры спектральной линии  $H_\alpha$  из аппроксимации функцией Гаусса каждого столбца кадра в спектральном диапазоне  $y_c(x) \pm w$ . Пример спектра, усреднённого по нескольким столбцам кадра, показан на Рис. 3.4. Поскольку нужно многократно провести процедуру аппроксимации (для 1.5 – 2 млн. профилей в одном скане Солнца), а алгоритм ЛМ работает относительно медленно, на этом шаге используются другие приближённые методы аппроксимации: Fast, Accurate, Separable (FAS) [6] и Guo [37]. Алгоритм ЛМ используется только в тех случаях, когда погрешности методов FAS и Guo велики. Каждая подобранная функция Гаусса характеризуется тремя параметрами: центром, шириной и амплитудой.

6. Аналогично шагу 3, положения центров гауссиан на каждом кадре аппроксимируются полиномом второй степени. Эта кривая используется в качестве эталона для определения доплеровских смещений в каждом пикселе изображения Солнца. Такой подход корректирует смещения спектральных линий, вызванные вращением Солнца, орбитальным движением и вращением Земли [69]. Таким образом, в каждой точке изображения Солнца определяется интенсивность (Рис. 3.5a), доплеровское смещение (Рис. 3.5b) и ширина линии (Рис. 3.5a). Кроме того, регистрируются и спектры излучения в протуберанцах, которые не представлены на Рис. 3.5.

### **3.3. Восстановления поля доплеровских скоростей солнечных волокон**

Описанная в предыдущем параграфе процедура интерпретации спектральных данных годится только для данных, взятых со спокойных участков хромосферы. В общем случае, нужно учитывать, что спектральный профиль линии  $H_\alpha$  формируется на разных высотах и его форма зависит от многих параметров (например, [30]). Поэтому аппроксимация профилей одной симметричной функцией Гаусса (Рис. 3.5) будет давать неверное представление о параметрах хромосферы, особенно в таких сложных структурах, как волокна и активные области. Упростить задачу восстановления

доплеровских скоростей можно, если ограничиться рассмотрением только тех волокон, которые располагаются вне активных областей над спокойной хромосферой. Тогда можно применить простую облачную модель Бэккера [18], причём учитывая только две компоненты: спектр спокойной хромосферы и спектр, связанный с телом волокна. В данном случае спектр спокойной хромосферы, располагающейся под волокном, предполагается известным и соответствующим усреднённому спектру спокойной хромосферы, измеренному вблизи волокна. Подобный подход был успешно применён, например, в работе [134].

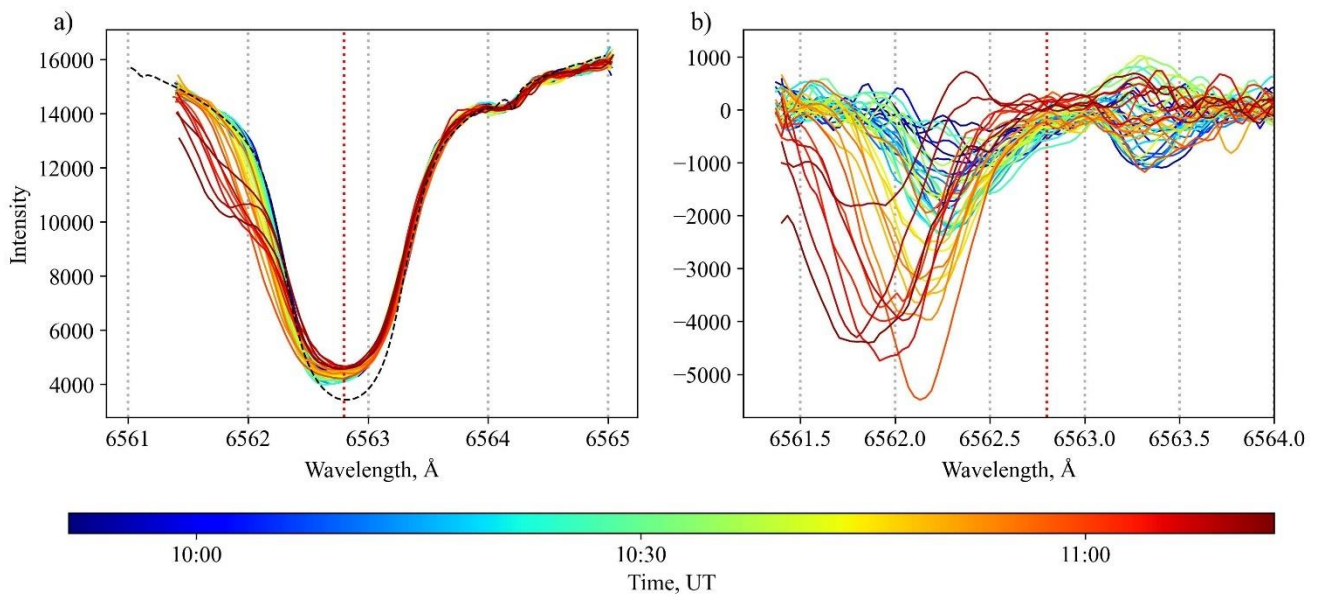


Рис. 3.6. (а) Эволюция профиля спектральной линии в центральной части эруптивного волокна 2021.02.20. (б) Разница между наблюдаемым профилем и профилем спокойной хромосферы. Чёрная пунктирная линия на панели (а) – профиль  $H_{\alpha}$  из атласа Льежа. Вертикальная пунктирная красная линия соответствует длине волны  $H_{\alpha}$  6562.8 Å.

После получения карт полного диска Солнца (Рис. 3.5), делается сегментация волокон на изображениях в ядре линии (Рис. 3.5а) методом выращивания с предварительной нормировкой интенсивности. Все дальнейшие вычисления делаются только в спектрах, соответствующих волокнам. Для определения компоненты спектра, связанной с телом волокна (Рис.3.6б), из наблюдаемых профилей (Рис. 3.6а) вычитается спектр, характерный для спокойной хромосферы. Спектральный профиль спокойной хромосферы определяется на каждом кадре путём усреднения спектров в нескольких точках вблизи волокна. Затем находятся доплеровские смещения в волокнах по аналогии с процедурой, описанной в предыдущем параграфе для спокойной хромосферы.

### 3.4. Определение начального ускорения корональных выбросов по данным наземных наблюдений

В данной работе проанализированы 4 случая эрупции волокон вне активных областей: 2021.02.20 (Рис. 3.5), 2021.08.28 (Рис. 3.7a), 2021.11.06 (Рис. 3.7b) и 2023.01.20 (Рис. 3.8). На Рис. 3.8, помимо изображения в ядре линии, представлена также карта значений параметра BR, который определяется как разность интегральной интенсивности в синем и красном крыльях  $H_{\alpha}$ . В настоящей работе параметр BR используется как диагностический показатель уровня возмущений в крыльях линии (см. параграф 3.5).

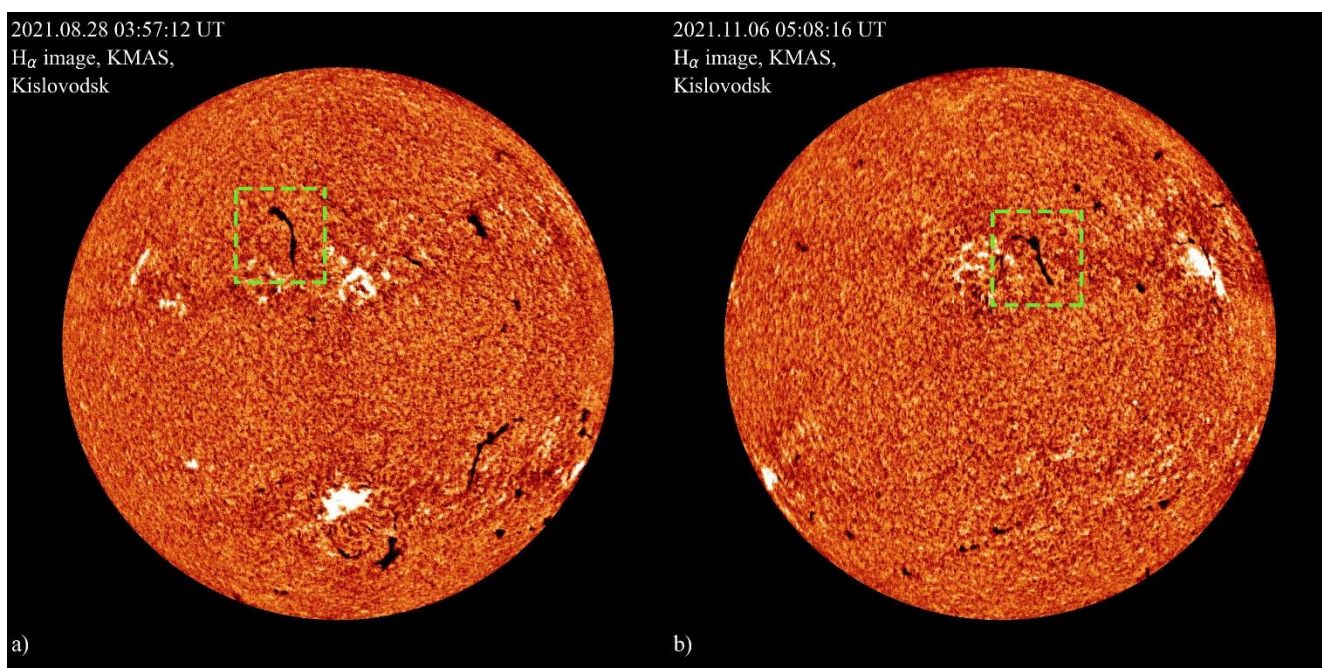


Рис. 3.7. Карты интенсивности в ядре линии  $H_{\alpha}$  за несколько часов до эрупции. Зелёные пунктирные рамки указывают эруптивные волокна: (a) 2021.08.28, (b) 2021.11.06. В изображениях скорректированы вариации интенсивности от центра к лимбу.

Наблюдения 2021.02.20 начались за несколько часов до извержения волокна и наблюдавшегося впоследствии КВМ. Пример карт интенсивности, скорости и ширины спектральной линии, полученных из наблюдений профилей  $H_{\alpha}$  в начале серии измерений, представлен на Рис. 3.5. Для сравнения изображение со станции Learmonth сети GONG, сделанное примерно в то же время, показано в правом нижнем углу Рис. 3.5. Яркие области на Рис. 3.5a,d соответствуют хромосферным флоккулам, флоккулы также видны как области с более широким профилем линии (светлые области на Рис. 3.5c). Это следствие более высокой температуры по сравнению с окружающей спокойной

хромосферой. На внешней границе флоккул профили становятся более узкими, что указывает на более низкие температуры. Тёмные протяжённые объекты на Рис. 3.5a,d соответствуют хромосферным волокнам. Далее обсуждается волокно, расположенное в юго-восточной части солнечного диска, обозначенное зелёной рамкой на Рис. 3.5a. На Рис. 3.6a показана эволюция спектрального профиля, наблюдаемого в центре этого волокна. Спектры на Рис. 3.6 сглажены фильтром Савицкого-Голея. Можно увидеть, как с течением времени возрастают возмущения в синем крыле  $H_{\alpha}$ , связанные с быстрыми восходящими потоками. После вычитания спектра спокойной хромосферы (Рис. 3.6b) отчётливо видно возрастание синего доплеровского смещения, которое достигает  $\approx 1 \text{ \AA}$ , что соответствует скорости  $\approx 46 \text{ км/с}$ . Самые ранние признаки подъёма волокна проявляются примерно в 9:10 UT (Рис. 3.6, Рис. 3.9), именно в это время среднее синее смещение в теле волокна начинает превышать уровень шума. На ранней стадии эрупции присутствуют как восходящие, так и нисходящие потоки (Рис. 3.9b,c).

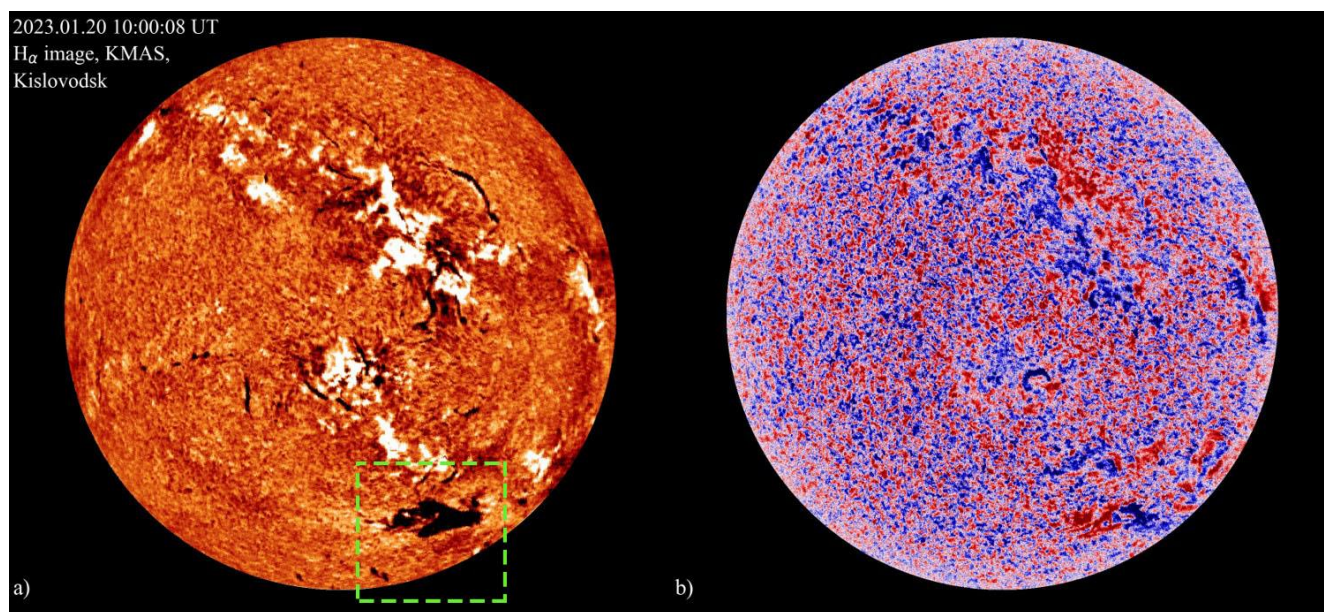


Рис. 3.8. Карта интенсивности в ядре линии  $H_{\alpha}$  (a) и параметра BR (b) за несколько часов до эрупции волокна, показанного зелёной рамкой на панели (a), 2023.01.20. В изображении на панели (a) скорректированы вариации интенсивности от центра к лимбу.

К 9:40 UT эруптивное волокно хорошо определяется по синему смещению, распределение скоростей близко к симметричному: преобладают восходящие движения, но присутствуют и нисходящие потоки (Рис. 3.9c 09:10 UT, 09:40 UT). В среднем, скорости остаются ниже с. Примерно в 10:10 UT эрупция переходит в более быструю фазу (Рис. 3.9d), и синие смещения становятся ещё сильнее, а распределение скоростей

становится ассиметричным (Рис. 3.9с). На заключительном этапе извержения наблюдаются только восходящие потоки со скоростями 30 – 50 км/с (Рис. 3.9с,d).

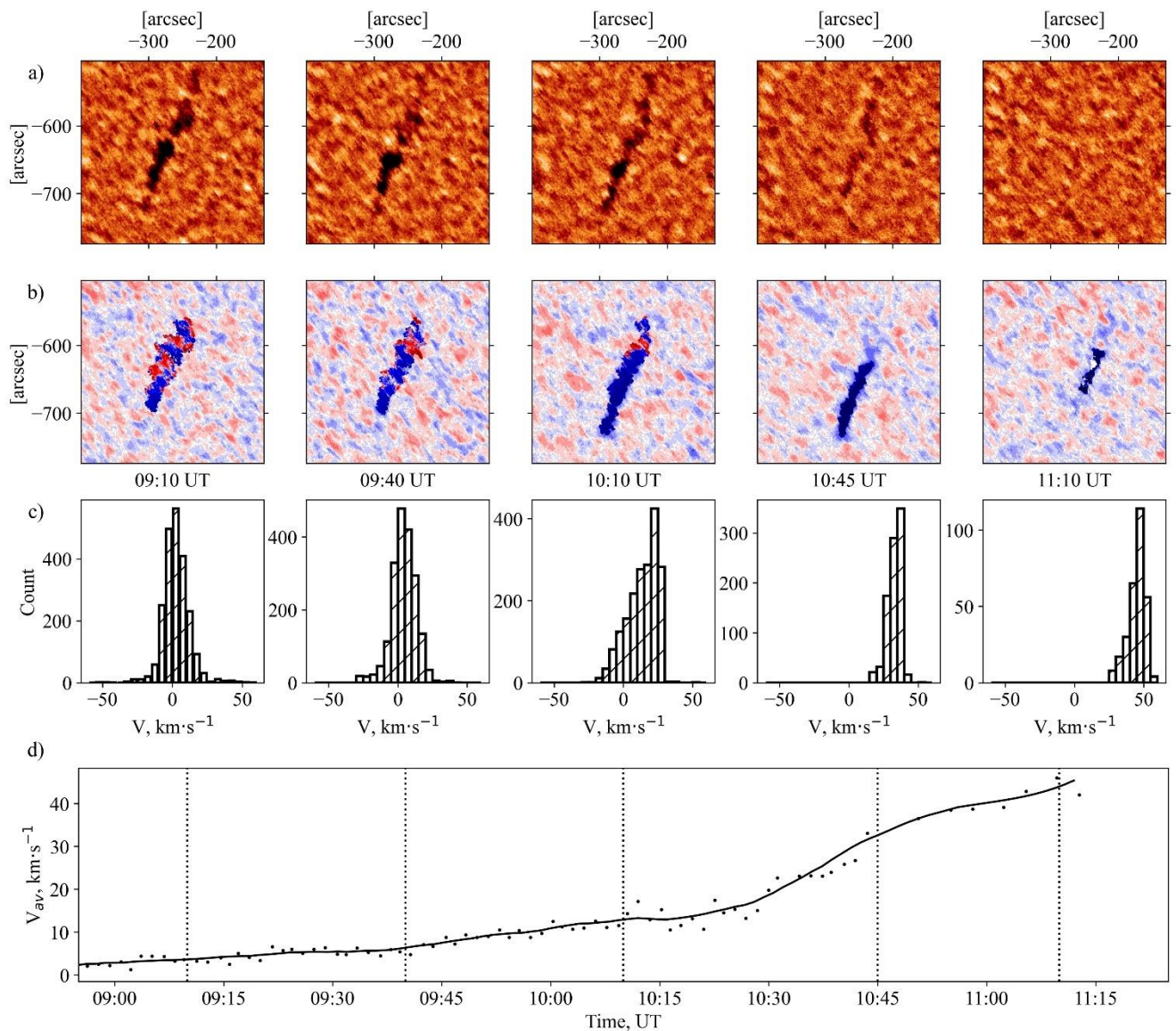


Рис. 3.9. Эрупция волокна 2021.02.20 в 5 моментов времени: 9:10 UT, 9:40 UT, 10:10 UT, 10:45 UT, 11:10 UT. (а) Ядро линии H $\alpha$ ; (б) лучевая компонента скорости, синий/красный цвет соответствует синему/красному смещению; (с) распределение скоростей в теле волокна; (д) средняя скорость в теле волокна (точки). Вертикальные пунктирные линии на нижней панели (д) соответствуют моментам времени, показанным на панелях (а-с). Сплошная чёрная линия – скользящее среднее.

По мере смещения спектральной линии в синюю сторону, синее крыло частично выходит за пределы регистрируемого спектрального кадра, что влияет на точность измерений доплеровских скоростей. При достижении смещений, соответствующих

скоростям  $\approx 50$  км/с, фрагменты волокна уходят из спектральных кадров, и их дальнейшая судьба неизвестна. Во время наблюдений волокно постепенно исчезает из ядра  $H_\alpha$  (Рис. 3.9a) и становится более контрастным в синих смещениях (Рис. 3.9b).

Наблюдения SDO/AIA и база данных Heliophysics Events Knowledgebase (HEK) [156] показывают, что извержение волокна в линии  $304 \text{ \AA}$  началось примерно в 9:30 UT. Около 11:24 UT фронт КВМ наблюдался на коронографе LASCO C2. Измерения положений фронта КВМ из каталога SOHO/LASCO CME [148] были использованы для оценки скорости КВМ. Из Рис. 3.10a, вероятно, следует, что средние скорости в теле волокна по наблюдениям в линии  $H_\alpha$  и скорости фронта КВМ представляют разные фазы одного эруптивного события. На начальной стадии эрупции среднее ускорение волокна увеличивается до  $\approx 13 \text{ м/с}^2$ . На более поздних стадиях экстраполяция показывает рост среднего ускорения до значений более  $60 \text{ м/с}^2$  (Рис. 3.10b), что согласуется с наблюдениями коронографа.

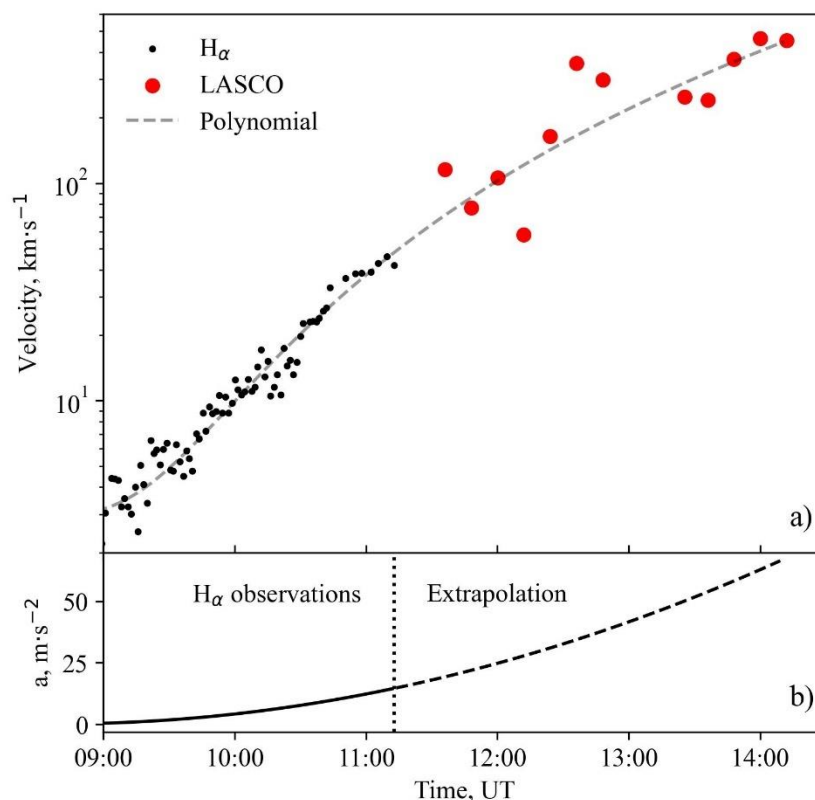


Рис. 3.10. (a) Средняя лучевая скорость эруптивного волокна 2021.02.20 по наблюдениям в линии  $H_\alpha$  (чёрные точки) и скорость КВМ по наблюдениям коронографа LASCO C2 (красные точки). Пунктирная кривая – экстраполяция полиномом третьей степени хромосферных скоростей. (b) Среднее ускорение на основе полиномиальной аппроксимации и её экстраполяции.



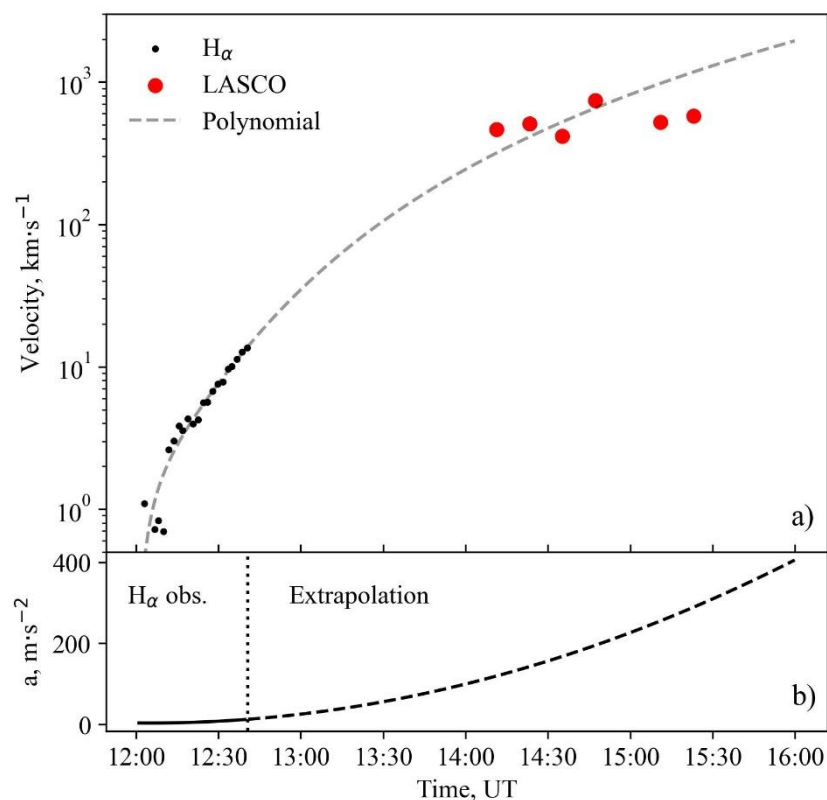


Рис. 3.11. (а) Средняя лучевая скорость эруптивного волокна 2023.01.20 по наблюдениям в линии  $\text{H}\alpha$  (чёрные точки) и скорость КВМ по наблюдениям коронографа LASCO C2 (красные точки). Пунктирная кривая – экстраполяция полиномом третьей степени хромосферных скоростей. (б) Среднее ускорение на основе полиномиальной аппроксимации и её экстраполяции.

Подобное соответствие между доплеровской скоростью эруптивного волокна и скоростью фронта КВМ обнаружено также для события 2023.01.20 (Рис. 3.11). Такая закономерность в двух событиях из четырёх рассматриваемых говорит о том, что скорости, наблюдаемые в линии  $\text{H}\alpha$  во время фазы медленного подъёма и последующей эрупции волокна могут быть использованы для оценки начального ускорения КВМ. Важно, отметить, что на Рис. 3.10 – 3.11 показаны лучевые компоненты скорости волокон и проекции на экранную плоскость скорости КВМ. Наблюдаемое соответствие между этими компонентами объясняется особенностью местоположения этих двух волокон на диске Солнца.

Другие два рассматриваемых события произошли 2021.08.28 (Рис. 3.7а) и 2021.11.06 (Рис. 3.7б). 28 августа волокно начало быстро подниматься в 11:00 UT и примерно к 14:00 UT исчезло на изображениях в ядре  $\text{H}\alpha$ . Измерения в ультрафиолете

(SDO/AIA 304 Å и 193 Å) показывают, что волокно быстро расширилось. Однако в самом конце верхняя часть волокна резко сместилась в сторону крупной полярной корональной дыры. В 14:55 UT изображения AIA 131 Å показывают несколько компактных уярчений вблизи границы этой корональной дыры. Коронोगрафы LASCO C2, C3 и STEREO-A COR2 не показывают KBM, который можно было бы связать с этим исчезающим волокном. Причём угол между STEREO-A и Землёй в тот день составлял около 42°, что соответствовало довольно выгодному положению для наблюдения возможного выброса. В наблюдениях H $\alpha$  не наблюдалось признаков волны Мортон или других хромосферных явлений, связанных с KBM. Исходя из этого можно сделать предположение о том, что волокно было отклонено открытым магнитным полем на границе корональной дыры и начало падать вниз. О падении вещества может свидетельствовать наблюдавшееся уярчение вблизи границы корональной дыры. Таким образом, это событие может представлять собой пример неудавшейся эрупции. Liu и др. [64] описали два неудавшихся извержения, в которых сыграло роль ассиметричное крупномасштабное магнитное поле. Также известно, что близость корональных дыр к месту KBM влияет на направление распространения выброса [36, 111].

6 ноября 2021 г. эрупция волокна по наблюдениям в линии H $\alpha$  началась примерно в 11:15 UT, и уже к 11:38 UT волокно полностью исчезло с изображений в ядре линии. При этом доплеровская скорость уменьшилась с  $\approx 40$  км/с в 11:38 UT до  $\approx 25$  км/с в 11:45 UT. Ни AIA, ни LASCO, ни STEREO-A не показали признаки KBM, связанного с исчезновением этого волокна. Угол между STEREO-A и Землёй в тот день составлял около 37°. Так же, как и в событии 28 августа, никаких хромосферных явлений, связанных с KBM, не замечено. Ускорение с последующим замедлением соответствует типичному сценарию развития неудавшейся эрупции волокна [84]. Хотя на изображениях AIA нет чётких свидетельств обратного оттока вещества, наиболее вероятным представляется, что событие 6 ноября также является примером неудавшейся эрупции.

Средние скорости подъёма волокон  $V_{av}$  для всех рассмотренных событий представлены на Рис. 3.12a и в Таблице 3.1. Для удобства сравнения в качестве начального момента времени выбран момент достижения скорости 10 км/с. К сожалению, при записи серий наблюдений были заданы настройки спектральных кадров, которые сильно ограничивают спектральный диапазон. Поэтому во всех рассматриваемых случаях эрупции можно фиксировать максимальные синие смещения  $\sim 1 - 1.2$  Å, что соответствует

скоростям 46 – 55 км/с. В каждом из трёх случаев скорость достигает значений, ограниченных шириной спектральных кадров. Тем не менее, на Рис. 3.12 видны заметные различия в ускорениях волокон. События 20 февраля и 28 августа имеют схожие профили ускорения, а 6 ноября волокно ускорялось гораздо быстрее. Наблюдения 20 января рано закончились из-за погодных условий. Судя по всему, это было относительно быстрое извержение, но зарегистрирована только его самая начальная фаза. Ускорения вычислялись из аппроксимации средних измеренных доплеровских скоростей полиномом третьего порядка (Рис. 3.12b). Максимальное среднее ускорение  $a$ , которого достигают волокна, варьируется от  $\approx 14 \text{ м/с}^2$  (2021.02.20) до  $\approx 45 \text{ м/с}^2$  (2021.11.06).

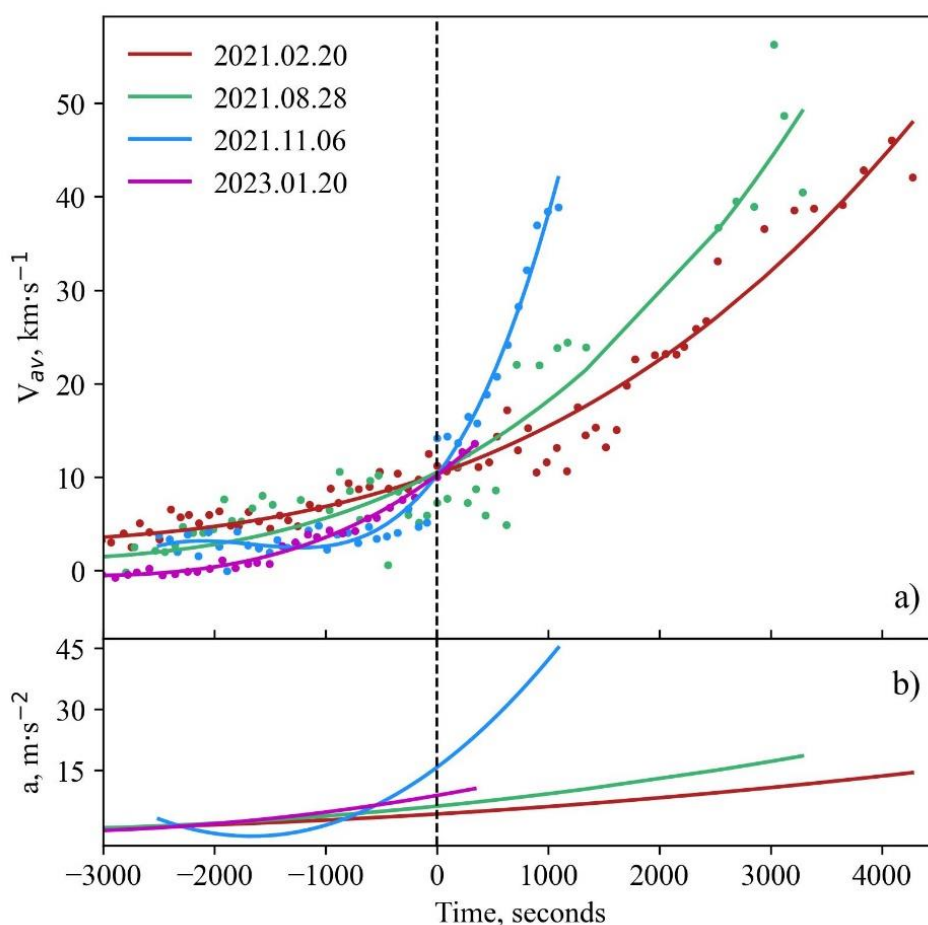


Рис. 3.12. (a) Средние скорости волокон по наблюдениям в линии  $H_{\alpha}$  (точки), аппроксимированные полиномами третьего порядка (сплошные линии). (b) Среднее ускорения волокон. В качестве начального момента времени (вертикальная пунктирная линия) выбран момент достижения волокном средней скорости 10 км/с.

Таблица 3.1. Основные характеристики рассмотренных эруптивных событий

Дата	Событие	Максимальная скорость	Максимальное ускорение
2021.02.20	КВМ	40 км/с	14 м/с <sup>2</sup>
2021.08.28	Неуд. эрупция	45 км/с	19 м/с <sup>2</sup>
2021.11.06	Неуд. эрупция	50 км/с	45 м/с <sup>2</sup>
2023.01.20	КВМ	14 км/с	12 м/с <sup>2</sup>

### 3.5. Предвестники эрупции волокон

Помимо определения доплеровских скоростей также исследовалось, как меняются возмущения в крыльях наблюдаемой линии  $H_{\alpha}$  на разных стадиях эрупции. В качестве меры возмущений использовался параметр BR – разность интегральной интенсивности в крыльях  $H_{\alpha}$ . Для каждого наблюдения вычислялось стандартное отклонение BR в теле волокна  $BR_{std}$  (Рис 3.13 – 3.14). Эпизодические наблюдения 18 февраля (за два дня до эрупции) показывают, что значение  $BR_{std}$  остаётся примерно постоянным (Рис. 3.13). 20 февраля, примерно за три с половиной часа до извержения, наблюдается резкое увеличение  $BR_{std}$  в два раза. В начале КВМ (9:30 – 10:00 UT)  $BR_{std}$  снова увеличивается в полтора раза. Подобная закономерность наблюдается и для события 2023.01.20 (Рис. 3.14).

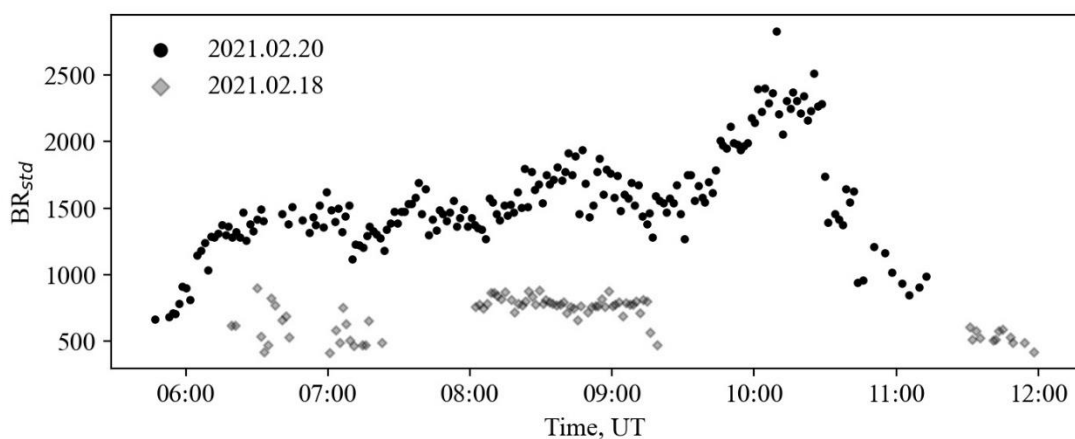


Рис. 3.13. Стандартное отклонение параметра BR в теле волокна в день эрупции 2021.02.20 (чёрные точки) и за два дня до эрупции 2021.02.18 (серые точки).

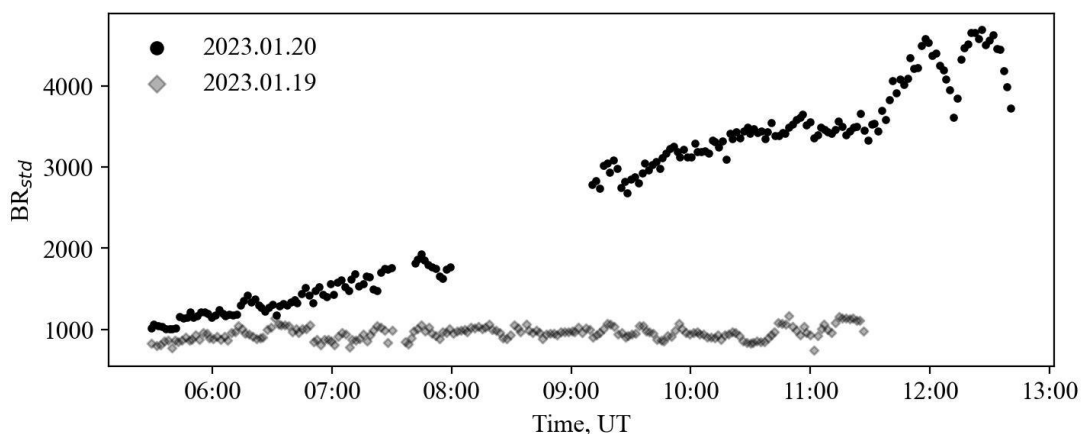


Рис. 3.14. Стандартное отклонение параметра BR в теле волокна в день эрупции 2023.01.20 (чёрные точки) и за день до эрупции 2023.01.19 (серые точки).

Возможно, увеличение параметра  $BR_{std}$  может быть использовано как альтернативный сигнал о предстоящем извержении. Изменение этого параметра связано с ростом мелкомасштабной турбулентности доплеровской скорости в теле волокна, что, как отмечалось ранее, является одним из предвестников эрупции [72]. Увеличение стандартных отклонений доплеровских скоростей в волокне рассматривалось ранее [107] как сигнал о скором извержении. Преимущество параметра BR состоит в том, что он вычисляется гораздо быстрее и надёжнее, чем доплеровская скорость.

### 3.6. Связь скорости эруптивных волокон с магнитным полем в нижней короне

Важной характеристикой устойчивости магнитных структур, удерживающих волокно, является высотный градиент тангенциальной компоненты магнитного поля [126, 63]. Для численной оценки скорости затухания тангенциальной компоненты магнитного поля  $V_{tan}$  с высотой  $h$  используют параметр «индекс затухания» (Decay Index), определяемый как  $-d(\log(V_{tan}))/d(\log(h))$ . Обычно индекс затухания вычисляется над линией смены полярности (PIL) в диапазоне высот 42 Мм – 105 Мм. Имеет место положительная корреляция между затуханием тангенциального поля и скоростью КВМ [141]. Случаи неудавшихся извержений характеризуются более низким индексом затухания, чем события, приводящие к КВМ [63]. Поэтому в данном исследовании полезно сопоставить значения индекса затухания во всех трёх рассматриваемых эруптивных событиях, два из которых, предположительно, являются примерами

неудавшейся эрупции. Событие 2023.01.20 не рассматривалось по причине того, что волокно располагалось слишком близко к солнечному лимбу. Вычисления проводились на основе потенциальной аппроксимации [49] по магнитограммам SDO/HMI на моменты времени за ~1.5 часа до начала стадий быстрого подъёма волокон. Линия смены полярности определялась путём сильного сглаживания магнитограмм оконным фильтром. Реконструкция силовых линий и распределение индекса затухания над линией смены полярности представлены на Рис. 3.15.

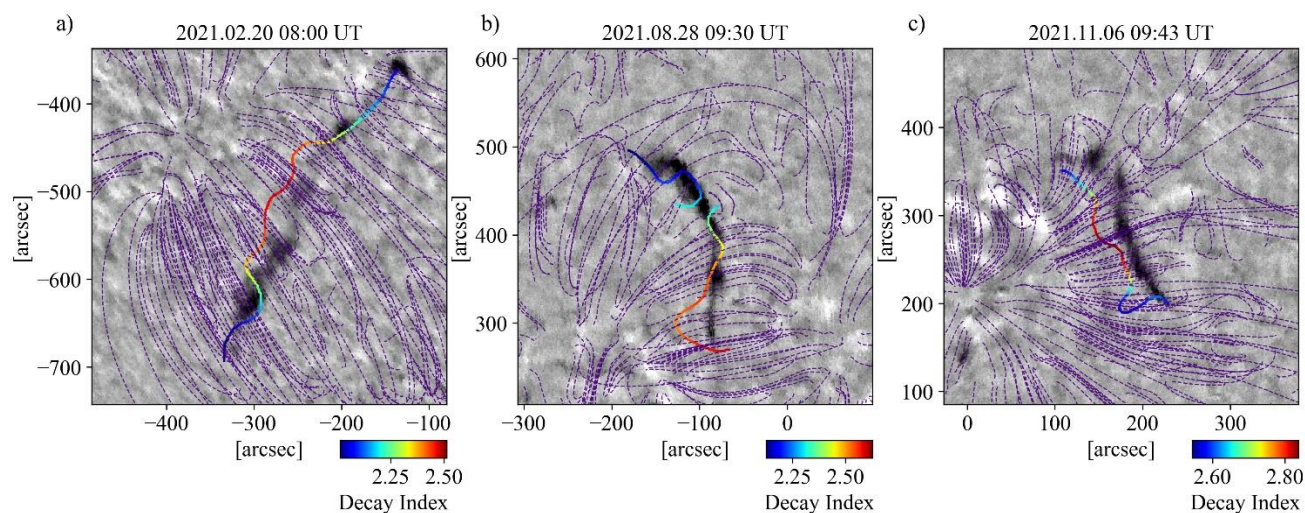


Рис. 3.15. Изображения эруптивных волокон в ядре линии  $H_{\alpha}$ : (a) 2021.02.20, (b) 2021.08.28, (c) 2021.11.06. Цветовой шкалой показано распределение индекса затухания (Decay Index) над линией смены полярности. Фиолетовыми цветом показаны силовые линии магнитного поля, построенные в потенциальном приближении.

Зависимость от высоты тангенциальной компоненты магнитного поля, усреднённой вдоль линии смены полярности, представлена на Рис. 3.16а. В среднем, тангенциальное поле медленнее всего убывает с высотой в случае эрупции 20 февраля, причём на всём рассматриваемом диапазоне высот до 140 Мм. Но для вычисления индекса затухания брался диапазон 10-60 Мм, поскольку на нём различия между тремя событиями наиболее заметны. Согласно расчётам, наиболее низким индексом затухания характеризуется событие 20 февраля, связанное с подтверждённым КВМ, зарегистрированным на коронографе LASCO. Во время события 6 ноября имела место относительно высокая амплитуда магнитного поля на малых высотах, что отмечалось одним из признаков неудавшейся эрупции в работе [63]. Но, в целом, представленные расчёты не показывают существенной систематической разницы в индексе затухания

между состоявшимися и неудавшимися извержениями. В то же время видна некоторая положительную корреляцию между максимальным средним ускорением волокон и индексом затухания (Рис 3.16b), что согласуется с выводами [141].

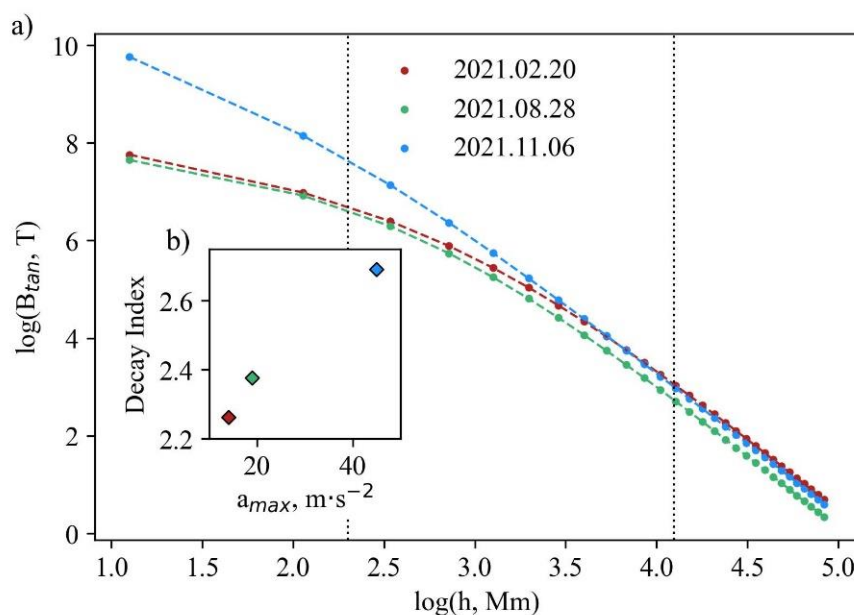


Рис. 3.16. (а) Зависимость тангенциальной компоненты магнитного поля  $B_{tan}$ , усреднённой по линии инверсии полярности, от высоты  $h$ . (б) Связь между индексом затухания (Decay Index) и максимальным ускорением эруптивных волокон  $a_{max}$ .

### 3.7. Распространение корональных выбросов в гелиосфере

В смоделированный спокойный солнечный ветер могут вноситься дополнительные возмущения, вызванные КВМ. Например, в модели WSA-ENLIL (см. параграф 2.4.1 и 2.5.2) обычно используется конусная модель КВМ, которая предполагает изотропное расширение, радиальное распространение и постоянство угла конуса [146]. КВМ вносится в модель как ненамагниченное плазменное облако с однородной скоростью и плотностью, основываясь на коронографических наблюдениях. Поскольку из наблюдений на коронографе можно определить только кинематические параметры КВМ, плотность остаётся относительно свободным параметром и обычно задаётся в четыре раза большей, чем средняя плотность окружающего солнечного ветра. А температура считается такой же, как и в окружающем солнечном ветре.

Другой подход к распространению КВМ основан на предположении того, что в динамике КВМ преобладает аэродинамическое сопротивление. Этот процесс

описывается в моделях магнитной газодинамики или в Drag-Based модели (DBM) [132]. При таком предположении КВМ, движущиеся быстрее солнечного ветра, замедляются, а КВМ, которые движутся медленнее солнечного ветра, напротив, ускоряются окружающим потоком.

В этом параграфе представлена комбинация модели расчёта спокойного солнечного ветра (см. параграф 2.4.1) с моделью распространения КВМ, зарегистрированного патрульным хромосферным телескопом. Распределение спокойного солнечного ветра в гелиосфере осуществляется в кинематическом приближении Arge и Pizzo (см. параграф 2.5.1). Начальные условия КВМ задаются в виде облака точек, имеющих свои скорости. Далее рассчитывается траектория этих точек с учётом аэродинамического взаимодействия с потоком солнечного ветра. Зависимость ускорения  $a$  от относительной скорости КВМ предполагается квадратической [131]:

$$a(t) = -\gamma(v(t) - w(t))|v(t) - w(t)|, \quad (3.1)$$

где  $v$  – мгновенная скорость КВМ,  $w$  – скорость окружающего солнечного ветра,  $t$  – время. Параметр сопротивления  $\gamma$  может быть выражен следующим образом:

$$\gamma = \frac{c_d A \rho_w}{M + M_v}, \quad (3.2)$$

где  $c_d$  – безразмерный коэффициент сопротивления,  $A$  – сечение КВМ,  $\rho_w$  – плотность окружающего солнечного ветра,  $M$  – масса КВМ. Так называемая «виртуальная» масса  $M_v$  может быть приблизительно выражена как  $M_v \sim \rho_w V / 2$ , где  $V$  – объём КВМ. Таким образом, учитывая, что  $M = \rho V$ , где  $\rho$  – плотность КВМ, параметр сопротивления  $\gamma$  также может быть выражен как:

$$\gamma = \frac{c_d A \rho_w}{V \left( \rho + \frac{\rho_w}{2} \right)} = \frac{c_d}{L \left( \frac{\rho}{\rho_w} + 0.5 \right)}, \quad (3.3)$$

где  $L$  – толщина КВМ в радиальном направлении, и можно использовать приближение  $V \sim AL$ . Параметр  $\gamma$  изменяется с расстоянием, поэтому он также неявно зависит от времени. Таким образом, уравнение движения имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \gamma(r) \left( \frac{dr}{dt} - w(r) \right) \left| \frac{dr}{dt} - w(r) \right|, \quad (3.4)$$

где  $r$  – гелиоцентрическое расстояние до фронта КВМ. Полученные уравнения использовались для определения траектории КВМ, распространяющегося от Солнца в гелиосфере.



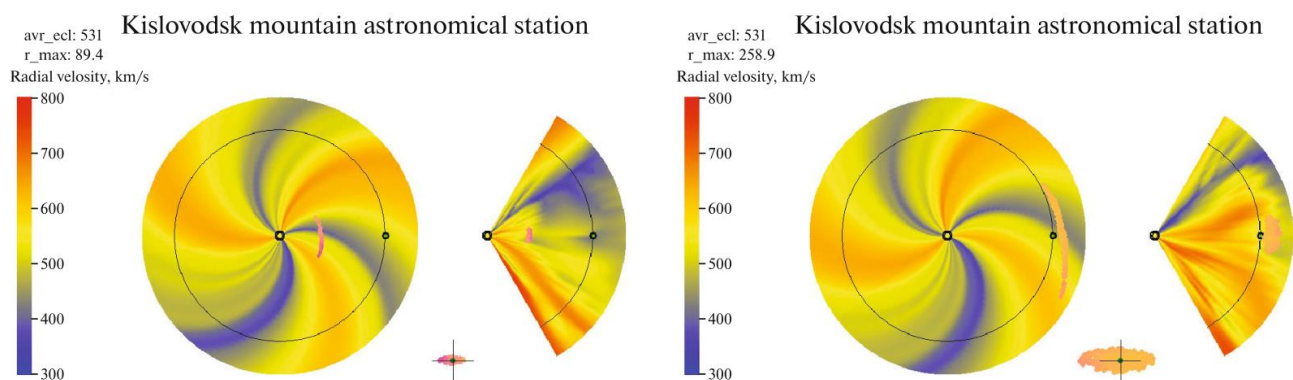


Рис. 3.17. Пример расчёта распространения спокойного солнечного ветра и КВМ 2015.11.06 в разные моменты времени.

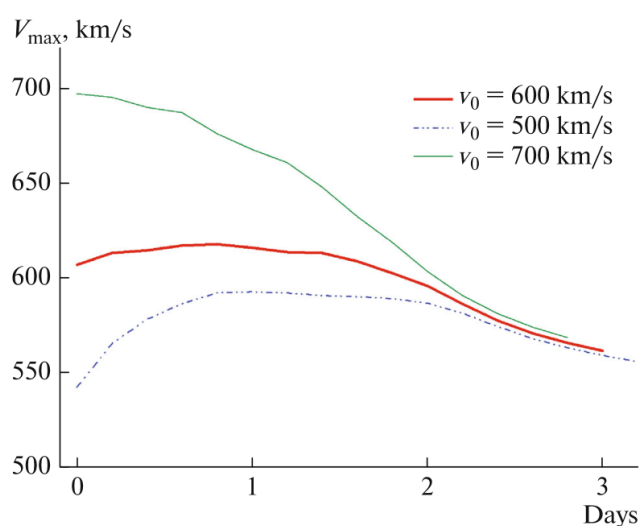


Рис. 3.18. Изменение максимальной скорости КВМ в потоке спокойного солнечного ветра по отношению к начальной скорости.

На Рис. 3.17 показано распределение скоростей спокойного солнечного ветра и КВМ 6 ноября 2015 г. Показан разрез в плоскости эклиптики и перпендикулярное сечение, а также вид КВМ с Земли. Средняя скорость солнечного ветра  $w \approx 600$  км/с, а коэффициент сопротивления  $\gamma = 10^{-7}$  с. На Рис. 3.18 показаны изменения во времени максимальной скорости КВМ по отношению к начальной скорости КВМ. При начальной средней скорости КВМ  $v_0 = 700$  км/с выброс замедляется, а КВМ, имеющий меньшую начальную скорость ( $v_0 = 500$  км/с), наоборот ускоряется. Однако, спустя 2 – 3 дня скорости КВМ с разными начальными параметрами сходятся к примерно одному значению. Это наглядно демонстрирует, что учёт спокойного солнечного ветра необходим при оценке геоэффективности КВМ.

## Заключение

Основной целью исследования являлась разработка методов практического применения отечественных синоптических наблюдений Солнца для комплексного прогнозирования скорости солнечного ветра. Для этого, на основе данных Горной Астрономической Станции, была поэтапно проработана стандартная процедура прогнозирования с предложениями и обоснованиями некоторых новых подходов. В работе основное внимание уделено данным телескопа-магнитографа СТОП и патрульного оптического телескопа-спектрогелиографа в линии  $H_{\alpha}$ .

В первой главе был предложен метод восстановления крупномасштабного продольного магнитного поля по данным наблюдений полного профиля магниточувствительных линий. Компонента поля вычисляется как расстояние между центрами I-профилей поляризованных  $\sigma$ -компонент. Центры определяются как середины гауссиан, аппроксимирующих I+V, I-V профили. Особенностью метода является применение быстрого алгоритма поиска аппроксимаций полных профилей магниточувствительных линий. Такой подход позволяет проводить вычисления достаточно быстро и при этом снизить шум в картах крупномасштабного магнитного поля, т.е. повысить точность измерений, в первую очередь, слабых полей. Метод был опробован на данных спектрополяриметра  $H_{inode}$  в линии  $6302.5 \text{ \AA}$  (Рис. 1.10) и показал себя лучше, чем метод центров тяжести, популярный для интерпретации синоптических наблюдений (Рис. 1.11). Также метод опробован для восстановления карт крупномасштабного магнитного поля на полном диске Солнца по данным наблюдений на телескопе-магнитографе СТОП (Кисловодск) в период 2014 – 2022 гг. Обнаружено, что метод работает более стабильно, чем рутинная процедура обработки, но, в целом, показывает с ней неплохое соответствие. В основном, метод предназначен для быстрой обработки синоптических наблюдений слабых крупномасштабных полей в целях прогноза космической погоды. Но он применим и для менее прикладных задач, таких, как изучение секторной структуры магнитного поля. Например, анализ Рис. 1.13b показывает существенное уменьшение вариаций амплитуды секторной структуры магнитного поля в период 2018 – 2022 гг. по отношению к периоду 2014 – 2017 гг. Возможно дальнейшее усовершенствование метода для более корректного восстановления сильных магнитных

полей в ядрах и полутени солнечных пятен. Для этого предполагается анализировать положение лепестков V-профилей Стокса.

Во второй главе представлена методика экстраполяции фотосферного магнитного поля в солнечную корону с учётом радиально расширяющегося потока СВ с конечной электрической проводимостью. Модель может настраиваться выбором радиальной зависимости магнитного числа Рейнольдса  $R_m$  без задания поверхности источника, как это делается в модели PFSS и подобных. При  $R_m \ll 1$  приближение становится потенциальным, что разумно вблизи Солнца, при  $R_m \gg 1$  приближение вырождается в радиальное. Поэтому рассматривается, в первую очередь, магнитное число Рейнольдса, увеличивающееся с ростом радиальной координаты. Исследован потенциал использования данной методики в задаче моделирования квазистационарных потоков солнечного ветра. Судя по всему, в отдельных случаях предложенная модель позволяет добиться несколько более корректного определения источников ветра, чем PFSS моделирование короны (Рис. 2.20). Однако, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Также во второй главе изложены результаты исследования взаимосвязи между параметрами коронального магнитного поля и скоростью солнечного ветра на поверхности источника. Установлено, что коэффициент расширения магнитных трубок, используемый в модели WSA, относительно слабо коррелирует со скоростью СВ на больших временных интервалах (например, Таблица 2.1). Представлены альтернативные соотношения, связывающее длину силовых линий, амплитуду магнитного поля на поверхности источника и другие параметры коронального поля со скоростью солнечного ветра (Рис. 2.16). Представленные соотношения не опирается на коэффициент расширения магнитных трубок и показывает лучшую корреляцию с наблюдениями по сравнению с моделью WSA как для усреднённых по оборотам значений, так и для расчётов с шагом по времени в несколько часов. Таким образом, этот результат уже может практически внедряться в службу прогнозирования космической погоды.

В третьей главе обсуждаются патрульные хромосферные телескопы-спектрогелиографы, как источники информации о КВМ. Разработана методика восстановления поля доплеровских скоростей на полном диске Солнца по данным наблюдений патрульного хромосферного телескопа в линии  $H_\alpha$ . Эта процедура может работать в режиме реального времени по мере поступления новых данных. На нескольких примерах показано, что такого рода наблюдения позволяют фиксировать предвестники

корональных выбросов и корректно оценивать начальное ускорение КВМ. Также исследована возможность моделирования распространения этих корональных выбросов в гелиосфере с учётом взаимодействия со спокойным солнечным ветром. Основная особенность патрульных телескопов заключается в том, что они поставляют огромные объёмы данных для анализа. Поэтому потенциально возможны статистические исследования различных процессов, протекающих в солнечной хромосфере. То есть эти данные интересны не только для сугубо практических, но и для научных целей. В настоящей работе восстанавливались доплеровские скорости в нескольких эруптивных волокнах. Получены оценки уровня возмущений при активизации волокон, оценки скорости медленного подъёма (0.5 – 10 км/с) и начального ускорения КВМ (14 – 45 м/с<sup>2</sup>). Эти результаты согласуются с особенностями структуры магнитного поля в нижней короне (Рис. 3.16) и с наблюдениями на космических коронографах (Рис. 3.10 – 3.11). В дальнейшем планируется, во-первых, опробовать на данных более продвинутые методы спектральной инверсии (например, [30]). Во-вторых, нужно существенно расширить список рассматриваемых событий. Такого рода рядов наблюдений полных спектров H $\alpha$  на полном диске Солнца в мире не так уж много, можно привести буквально несколько примеров. Причём в открытый доступ эти данные не попадают. Поэтому более расширенный анализ архива наблюдений на кисловодской станции может открыть новые интересные результаты.

## Литература

1. Гибсон Э. Спокойное Солнце. – Москва: Мир, 1977. – 409 с.
2. Зайдель, А.Н.; Островская, Г.В.; Островский, Ю.И. Техника и практика спектроскопии. – Москва: Наука, 1972. – 375 с.
3. Пещеров В.С., Григорьев В.М., Свидский П.М., и др. Солнечный телескоп оперативных прогнозов нового поколения // Автометрия. 2013. – Т. 49, № 6. – С. 62–69
4. Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса (Матричные методы учета поляризации излучения в приближении лучевой оптики) // УФН. 1955. – Т.56, № 1. – С. 77–110.

5. Чертков. А.Д. Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца. – Москва: Наука, 1985. – 200 с.
6. Al-Nahhal I. et al. A Fast, Accurate, and Separable Method for Fitting a Gaussian Function [Tips & Tricks] // IEEE Signal Processing Magazine. 2019. – Vol. 36, № 6. – P. 157–163.
7. Altschuler M.D., Newkirk G. Magnetic Fields and the Structure of the Solar Corona. I: Methods of Calculating Coronal Fields // Solar Physics. 1969. – Vol. 9. – P. 131–149.
8. Aparna V., Martens P.C. Solar Filaments and Interplanetary Magnetic Field Bz // The Astrophysical Journal. 2020. – Vol. 897. – P. 68.
9. Arge C.N. et al. Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2004. – Vol. 66. – P. 1295–1309.
10. Arge C.N., Pizzo V.J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // Journal of Geophysical Research. 2000. – Vol. 105. – P. 10465–10480.
11. Arge C.N. et al. Air Force Data Assimilative Photospheric Flux Transport (ADAPT) Model // AIP Conference Proceedings. 2010. – Vol. 1216. – P. 343–346.
12. Arge C.N. et al. Improved Method for Specifying Solar Wind Speed Near the Sun // AIP Conference Proceedings. 2003. – Vol. 679. – P. 190–193.
13. Arutyunyan S., Kodukov A., Subbotin M., Pavlov D. A Prototype of a Background Solar Wind Forecasting Service Based on MHD Modeling and WSA Boundary Conditions // Cosmic Research. 2023. – Vol. 61. – P. 457.
14. Balasubramaniam K.S. et al. The disappearing solar filament of 2003 June 11: a three-body problem // ApJ. The American Astronomical Society, 2011. – Vol. 743, № 2. – P. 202.
15. Balasubramaniam K.S., Pevtsov A. Ground-based synoptic instrumentation for solar observations // Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV. SPIE, 2011. – Vol. 8148. – P. 107–124.
16. Bale S.D. et al. Highly structured slow solar wind emerging from an equatorial coronal hole // Nature. 2019. – Vol. 576. – P. 237–242.

17. Beck C. et al. A polarization model for the German Vacuum Tower Telescope from in situ and laboratory measurements // *Astronomy and Astrophysics*. 2005. – Vol. 443. – P. 1047–1053.
18. Beckers J.M. A Study of the Fine Structures in the Solar Chromosphere : Ph.D. Thesis ; University Of Utrecht. – Utrecht, 1964. – 131 pp.
19. Behannon K.W. Mariner 10 interplanetary magnetic field results // *Physics of Solar Planetary Environments: Proceedings of the International Symposium on Solar–Terrestrial Physics*. – Washington, D.C.: American Geophysical Union (AGU), 1976. – Vol. 1. – P. 332–345.
20. Bello Gonzalez N. Spectropolarimetry of sunspot penumbrae : Ph.D. Thesis ; University of Göttingen. – Göttingen, 2006. – 123 pp.
21. Bellot Rubio L., Orozco Suárez D. Quiet Sun magnetic fields: an observational view // *Living Reviews in Solar Physics*. 2019. – Vol. 16. – P. 1.
22. Belov A.V., Obridko V.N., Shelting B.D. Correlation between the near-Earth solar wind parameters and the source surface magnetic field // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2006. – Vol. 46, № 4. – P. 430–437.
23. Bernasconi P.N. Stokes Vector Polarimetry: Observation and Analysis of Solar Magnetic Fields : Ph.D. Thesis ; ETH Zürich. – Zürich, 1997. – 131 pp.
24. Bogdan T.J., Low B.C. The Three-dimensional Structure of Magnetostatic Atmospheres. II. Modeling the Large-Scale Corona // *The Astrophysical Journal*. 1986. – Vol. 306. – P. 271.
25. Boteler D.H. A 21st Century View of the March 1989 Magnetic Storm // *Space Weather*. 2019. – Vol. 17. – P. 1427–1441.
26. Bothmer V., Rust D.M. The Field Configuration of Magnetic Clouds and the Solar Cycle // *Coronal Mass Ejections*. – Washington, D.C.: American Geophysical Union (AGU), 1997. – P. 139–146.
27. Brooks D.H. et al. The Drivers of Active Region Outflows into the Slow Solar Wind // *The Astrophysical Journal*. 2020. – Vol. 894. – P. 144.
28. Brueckner G.E. et al. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO) // *Solar Physics*. 1995. – Vol. 162. – P. 357–402.
29. Canfield R.C., Reardon K.P. The Eruptive Flare of 15 November 1991: Preflare Phenomena // *Solar Physics*. 1998. – Vol. 182. – P. 145–157.

30. Chae J. et al. Multilayer Spectral Inversion of Solar H $\alpha$  and Ca II 8542 Line Spectra with Height-varying Absorption Profiles // *Journal of Korean Astronomical Society*. 2021. – Vol. 54. – P. 139–155.
31. Chen P.F., Innes D.E., Solanki S.K. SOHO/SUMER observations of prominence oscillation before eruption: 2 // *A&A*. EDP Sciences, 2008. – Vol. 484, № 2. – P. 487–493.
32. Delbouille L., Roland G., Neven L. Atlas photometrique du spectre solaire de  $\lambda$  3000 a  $\lambda$  10000. – Liege: Universite de Liege, 1973.
33. Desai R.T. et al. Three Dimensional Simulations of Solar Wind Preconditioning and the 23 July 2012 Interplanetary Coronal Mass Ejection // *Sol Phys*. 2020. – Vol. 295, № 9. – P. 130.
34. Feng X. et al. Validation of the 3D AMR SIP-CESE Solar Wind Model for Four Carrington Rotations // *Solar Physics*. 2012. – Vol. 279. – P. 207–229.
35. Gallagher P.T. et al. Solar activity monitoring and forecasting capabilities at Big Bear Solar Observatory // *Annales Geophysicae*. Copernicus GmbH, 2002. – Vol. 20, № 7. – P. 1105–1115.
36. Gopalswamy N. et al. CME interactions with coronal holes and their interplanetary consequences // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2009. – Vol. 114, № A3.
37. Guo H. A Simple Algorithm for Fitting a Gaussian Function [DSP Tips and Tricks] // *IEEE Signal Processing Magazine*. 2011. – Vol. 28, № 5. – P. 134–137.
38. Hale G.E. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots // *The Astrophysical Journal*. 1908. – Vol. 28. – P. 315.
39. Hanaoka Y. et al. Synoptic solar observations of the Solar Flare Telescope focusing on space weather // *J. Space Weather Space Clim*. EDP Sciences, 2020. – Vol. 10. – P. 41.
40. Harvey J.W. et al. The Global Oscillation Network Group (GONG) Project // *Science*. 1996. – Vol. 272. – P. 1284–1286.
41. Hill F. The Global Oscillation Network Group Facility—An Example of Research to Operations in Space Weather // *Space Weather*. 2018. – Vol. 16, № 10. – P. 1488–1497.
42. Ichimoto K. et al. A New Solar Imaging System for Observing High-Speed Eruptions: Solar Dynamics Doppler Imager (SDDI) // *Sol Phys*. 2017. – Vol. 292, № 4. – P. 63.
43. Isobe H. et al. Large-Amplitude Oscillation of an Erupting Filament as Seen in EUV, H $\alpha$ , and Microwave Observations // *Sol Phys*. 2007. – Vol. 246, № 1. – P. 89–99.

44. Isobe H., Tripathi D. Large amplitude oscillation of a polar crown filament in the pre-eruption phase: 2 // *A&A*. EDP Sciences, 2006. – Vol. 449, № 2. – P. L17–L20.
45. Jain K. et al. Continuous Solar Observations from the Ground—Assessing Duty Cycle from GONG Observations // *PASP*. The Astronomical Society of the Pacific, 2021. – Vol. 133, № 1028. – P. 105001.
46. Jin M. et al. Data-constrained coronal mass ejections in a global magnetohydrodynamics model // *ApJ*. The American Astronomical Society, 2017. – Vol. 834, № 2. – P. 173.
47. Jones H.P. et al. The NASA/NSO Spectromagnetograph // *Solar Physics*. 1992. – Vol. 139. – P. 211–232.
48. Joselyn J.A., McIntosh P.S. Disappearing solar filaments: A useful predictor of geomagnetic activity // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1981. – Vol. 86, № A6. – P. 4555–4564.
49. Joshi N.C. et al. Flux rope breaking and formation of a rotating blowout jet // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2018. – Vol. 476. – P. 1286–1298.
50. Kahler S.W. et al. Filament Eruptions and the Impulsive Phase of Solar Flares // *The Astrophysical Journal*. 1988. – Vol. 328. – P. 824.
51. Kaiser M.L. et al. The STEREO Mission: An Introduction // *Space Science Reviews*. 2008. – Vol. 136. – P. 5–16.
52. Keller C.U., Harvey J.W., Giampapa M.S. SOLIS: an innovative suite of synoptic solar instruments // *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*. SPIE, 2003. – Vol. 4853. – P. 194–204.
53. Kim Y.-H. et al. Development of KASI Solar Imaging Spectrograph // *Publication of Korean Astronomical Society*. 2006. – Vol. 21. – P. 51–59.
54. Knipp D.J. et al. The May 1967 great storm and radio disruption event: Extreme space weather and extraordinary responses // *Space Weather*. 2016. – Vol. 14. – P. 614–633.
55. Kopp R.A., Holzer T.E. Dynamics of coronal hole regions. I. Steady polytropic flows with multiple critical points. // *Solar Physics*. 1976. – Vol. 49. – P. 43–56.
56. de La Beaujardiere J.-F., Kiplinger A.L., Canfield R.C. Coordinated Spectral and Temporal H alpha Observations of a Solar Flare // *The Astrophysical Journal*. 1992. – Vol. 401. – P. 761.



57. Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M. Polarization in Spectral Lines // *Astrophysics and Space Science Library*, 2004. – Vol. 307.
58. Lee J. et al. Solar Chromospheric Network as a Source for Solar Wind Switchbacks // *The Astrophysical Journal*. 2022. – Vol. 935. – P. L27.
59. Leka K.D., Barnes G., Crouch A. An Automated Ambiguity-Resolution Code for Hinode/SP Vector Magnetic Field Data // *ASP Conference Series*. 2009. – Vol. 415. – P. 365.
60. Levine R.H., Altschuler M.D., Harvey J.W. Solar sources of the interplanetary magnetic field and solar wind // *Journal of Geophysical Research*. 1977. – Vol. 82. – P. 1061.
61. Li B., Xia L.D., Chen Y. Solar winds along curved magnetic field lines // *Astronomy & Astrophysics*. 2011. – Vol. 529. – P. A148.
62. Li J., Mickey D.L., LaBonte B.J. The X3 Flare of 2002 July 15 // *ApJ*. IOP Publishing, 2005. – Vol. 620, № 2. – P. 1092.
63. Liu Y. Magnetic Field Overlying Solar Eruption Regions and Kink and Torus Instabilities // *The Astrophysical Journal*. 2008. – Vol. 679. – P. L151.
64. Liu Y. et al. New observation of failed filament eruptions: the influence of asymmetric coronal background fields on solar eruptions // *ApJ*. The American Astronomical Society, 2009. – Vol. 696, № 1. – P. L70.
65. Luhmann J.G. et al. Solar Wind Sources in the Late Declining Phase of Cycle 23: Effects of the Weak Solar Polar Field on High Speed Streams // *Sol Phys*. 2009. – Vol. 256, № 1. – P. 285–305.
66. Mackay D.H., Upton L.A. A Comparison of Global Magnetofrictional Simulations of the 2015 March 20 Solar Eclipse // *The Astrophysical Journal*. 2022. – Vol. 939. – P. 9.
67. Mackay D.H., Yeates A.R. The Sun's Global Photospheric and Coronal Magnetic Fields: Observations and Models // *Living Rev. Sol. Phys*. 2012. – Vol. 9, № 1. – P. 6.
68. Malherbe J.-M., Dalmasse K. The New 2018 Version of the Meudon Spectroheliograph // *Sol Phys*. 2019. – Vol. 294, № 5. – P. 52.
69. Marmet P. Red shift of spectral lines in the Sun's chromosphere // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1989. – Vol. 17, № 2. – P. 238–244.
70. Martin S.F. Preflare conditions, changes and events // *Solar Physics*. 1980. – Vol. 68. – P. 217–236.
71. Marubashi K. Interplanetary Magnetic Flux Ropes and Solar Filaments // *Coronal Mass Ejections*. – Washington, D.C.: American Geophysical Union (AGU), 1997. – P. 147–156.

72. Mashnich G.P. et al. Line-of-sight velocity measurements using a dissector-tube. III - Prominence oscillations // *Astronomy and Astrophysics*. 1993. – Vol. 269. – P. 503–508.
73. Mashnich G.P., Bashkirtsev V.S. Motions and oscillations in a filament preceding its eruption // *Astron. Rep.* 2016. – Vol. 60, № 2. – P. 287–293.
74. McComas D.J. et al. The three-dimensional solar wind around solar maximum // *Geophysical Research Letters*. 2003. – Vol. 30, № 10. – P. 1517.
75. McNamara L.F., Wright C.S. Disappearing solar filaments and geomagnetic activity: 5883 // *Nature*. Nature Publishing Group, 1982. – Vol. 299, № 5883. – P. 537–538.
76. Mignone A. et al. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2007. – Vol. 170. – P. 228–242.
77. Mikić Z. et al. Predicting the corona for the 21 August 2017 total solar eclipse // *Nature Astronomy*. 2018. – Vol. 2. – P. 913–921.
78. Minkowski R. Curvature of the Lines in Plane-Grating Spectra. // *The Astrophysical Journal*. 1942. – Vol. 96. – P. 306.
79. Neidig D. et al. The USAF Improved Solar Observing Optical Network (ISOON) and its Impact on Solar Synoptic Data Bases // *ASP Conference Series*. 1998. – Vol. 140. – P. 519.
80. Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Shelting B.D. On calculating the solar wind parameters from the solar magnetic field data // *Astronomical and Astrophysical Transactions*, vol. 11, Issue 1, pp.65-79. 1996. – Vol. 11, № 1. – P. 65.
81. Odstrcil D. Modeling 3-D solar wind structure // *Advances in Space Research*. 2003. – Vol. 32. – P. 497–506.
82. Owens M.J. et al. Estimating total heliospheric magnetic flux from single-point in situ measurements // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2008. – Vol. 113, № A12.
83. Owens M.J. et al. Long-term variations in the heliosphere // *Proceedings of the International Astronomical Union*. Cambridge University Press, 2018. – Vol. 13, № S340. – P. 108–114.
84. Parenti S. Solar Prominences: Observations // *Living Rev. Sol. Phys.* 2014. – Vol. 11, № 1. – P. 1.
85. Parker E.N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. // *The Astrophysical Journal*. 1958. – Vol. 128. – P. 664.

86. Penn M.J. et al. The Mees CCD imaging spectrograph // *Sol Phys.* 1991. – Vol. 135, № 1. – P. 163–177.
87. Phillips J.L. et al. Ulysses at 50° south: constant immersion in the high-speed solar wind // *Geophysical Research Letters.* 1994. – Vol. 21. – P. 1105–1108.
88. Pintér B. et al. Prominence Seismology: Wavelet Analysis of Filament Oscillations // *ApJ.* IOP Publishing, 2008. – Vol. 680, № 2. – P. 1560.
89. Pinto R.F., Brun A.S., Rouillard A.P. Flux-tube geometry and solar wind speed during an activity cycle // *Astronomy & Astrophysics.* 2016. – Vol. 592. – P. A65.
90. Pneuman G.W., Kopp R.A. Gas-magnetic field interactions in the solar corona // *Sol Phys.* 1971. – Vol. 18, № 2. – P. 258–270.
91. Poduval B. Controlling Influence of Magnetic Field on Solar Wind Outflow: An Investigation using Current Sheet Source Surface Model // *The Astrophysical Journal.* 2016. – Vol. 827. – P. L6.
92. Pomoell J., Poedts S. EUHFORIA: European heliospheric forecasting information asset // *Journal of Space Weather and Space Climate.* 2018. – Vol. 8. – P. A35.
93. Rees D.E., Semel M.D. Line formation in an unresolved magnetic element: a test of the center of gravity method // *Astronomy and Astrophysics.* 1979. – Vol. 74. – P. 1–5.
94. Reiss M.A. et al. Forecasting the Ambient Solar Wind with Numerical Models. I. On the Implementation of an Operational Framework // *ApJS.* The American Astronomical Society, 2019. – Vol. 240, № 2. – P. 35.
95. Rice O.E.K., Yeates A.R. Global Coronal Equilibria with Solar Wind Outflow // *The Astrophysical Journal.* 2021. – Vol. 923. – P. 57.
96. Riley P. et al. Global MHD Modeling of the Solar Corona and Inner Heliosphere for the Whole Heliosphere Interval // *Solar Physics.* 2011. – Vol. 274. – P. 361–377.
97. Riley P., Lionello R. Mapping Solar Wind Streams from the Sun to 1 AU: A Comparison of Techniques // *Sol Phys.* 2011. – Vol. 270, № 2. – P. 575–592.
98. Riley P., Issan O. Using a Heliospheric Upwinding eXtrapolation (HUX) Technique to Magnetically Connect Different Regions of the Heliosphere // *Frontiers in Physics.* 2021. – Vol. 9. – P. 268.
99. Riley P., Linker J.A., Mikić Z. An empirically-driven global MHD model of the solar corona and inner heliosphere // *Journal of Geophysical Research.* 2001. – Vol. 106. – P. 15889–15902.

100. Sakao T. et al. Continuous Plasma Outflows from the Edge of a Solar Active Region as a Possible Source of Solar Wind // *Science*. 2007. – Vol. 318. – P. 1585.
101. Sasso C. Spectro-polarimetry of the solar chromosphere in the He I 10830 Å lines : Ph.D. Thesis ; University of Göttingen. – Göttingen, 2008. – 99 pp.
102. Sastri J.H., Ramesh K.B., Rao J.V.S.V. Geomagnetic disturbances associated with disappearing solar filaments // *Sol Phys*. 1985. – Vol. 98, № 1. – P. 177–192.
103. Scherrer P.H. et al. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager // *Sol Phys*. 1995. – Vol. 162, № 1. – P. 129–188.
104. Scherrer P.H. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Sol Phys*. 2012. – Vol. 275, № 1. – P. 207–227.
105. Schrijver C.J. et al. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I: A Quantitative Comparison of Methods // *Solar Physics*. 2006. – Vol. 235. – P. 161–190.
106. Seki D. et al. Small-scale motions in solar filaments as the precursors of eruptions // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. 2019. – Vol. 71, № 3. – P. 56.
107. Seki D. et al. Small-scale Turbulent Motion of the Plasma in a Solar Filament as the Precursor of Eruption // *ApJ*. The American Astronomical Society, 2021. – Vol. 918, № 1. – P. 38.
108. Sheeley N.R. et al. Measurements of Flow Speeds in the Corona Between 2 and 30 R<sub>☉</sub> // *The Astrophysical Journal*. 1997. – Vol. 484. – P. 472–478.
109. Sheeley N.R. Jr., Harvey J.W. Coronal holes, solar wind streams, and geomagnetic activity during the new sunspot cycle. // *Solar Physics*. 1978. – Vol. 59. – P. 159–173.
110. Shlyk N.S. et al. An Empirical Model for Estimating the Velocities and Delays of Interplanetary Coronal Mass Ejections // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2023. – Vol. 63. – P. 564–573.
111. Sieyra M.V. et al. Analysis of Large Deflections of Prominence-CME Events during the Rising Phase of Solar Cycle 24 // *Solar Physics*. 2020. – Vol. 295. – P. 126.
112. Slemzin V.A., Shugai Yu.S. Identification of coronal sources of the solar wind from solar images in the EUV spectral range // *Cosmic Res*. 2015. – Vol. 53, № 1. – P. 47–58.
113. Smith E.J., Balogh A. Ulysses observations of the radial magnetic field // *Geophysical Research Letters*. 1995. – Vol. 22, № 23. – P. 3317–3320.

114. Snyder C.W., Neugebauer M., Rao U.R. The Solar Wind Velocity and Its Correlation with Cosmic-Ray Variations and with Solar and Geomagnetic Activity // *Journal of Geophysical Research*. 1963. – Vol. 68. – P. 6361.
115. Solanki S.K., Ruedi I.K., Livingston W. Infrared lines as probes of solar magnetic features. II - Diagnostic capabilities of Fe I 15648.5 Å and 15652.9 Å // *Astronomy and Astrophysics*. 1992. – Vol. 263. – P. 312–322.
116. Stenflo J.O. Magnetic-Field Structure of the Photospheric Network // *Solar Physics*. 1973. – Vol. 32. – P. 41–63.
117. Stenflo J.O. Small-scale magnetic structures on the Sun // *Astronomy and Astrophysics Review*. 1989. – Vol. 1. – P. 3–48.
118. Stenflo J.O., Solanki S.K., Harvey J.W. Diagnostics of solar magnetic fluxtubes with the infrared line Fe I  $\lambda$  15648.54 Å // *Astronomy and Astrophysics*. 1987. – Vol. 173. – P. 167–179.
119. Sterling A.C., Moore R.L. Evidence for Gradual External Reconnection before Explosive Eruption of a Solar Filament // *ApJ*. IOP Publishing, 2004. – Vol. 602, № 2. – P. 1024.
120. Sun X. et al. A New Method for Polar Field Interpolation // *Sol Phys*. 2011. – Vol. 270, № 1. – P. 9–22.
121. Svalgaard L., Duvall T.L. Jr., Scherrer P.H. The strength of the Sun's polar fields. // *Solar Physics*. 1978. – Vol. 58. – P. 225–239.
122. Svestka Z. Solar flares // *Geophysics and Astrophysics Monographs*. 1976. – Vol. 8.
123. Tlatov A.G. et al. Study of some characteristics of large-scale solar magnetic fields during the global field polarity reversal according to observations at the telescope-magnetograph Kislovodsk Observatory // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015. – Vol. 55. – P. 969–975.
124. Tlatov A.G. et al. Forecast of solar wind parameters according to STOP magnetograph observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2016. – Vol. 56. – P. 1095–1103.
125. del Toro Iniesta J.C. On the discovery of the Zeeman effect on the sun and in the laboratory // *Vistas in Astronomy*. 1996. – Vol. 40. – P. 241–256.
126. Török T., Kliem B. Confined and Ejective Eruptions of Kink-unstable Flux Ropes // *The Astrophysical Journal*. 2005. – Vol. 630. – P. L97–L100.
127. Török T. et al. Sun-to-Earth MHD Simulation of the 2000 July 14 “Bastille Day” Eruption // *ApJ*. The American Astronomical Society, 2018. – Vol. 856, № 1. – P. 75.

128. Tóth G. et al. Adaptive numerical algorithms in space weather modeling // *Journal of Computational Physics*. 2012. – Vol. 231, № 3. – P. 870–903.
129. Ulrich R.K. et al. Mount Wilson Synoptic Magnetic Fields: Improved Instrumentation, Calibration, and Analysis Applied to the 2000 July 14 Flare and to the Evolution of the Dipole Field // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2002. – Vol. 139. – P. 259–279.
130. Unno W. Turbulent Motion in the Solar Atmosphere. I. Doppler Widths of Photospheric Lines. // *The Astrophysical Journal*. 1959. – Vol. 129. – P. 375.
131. Vršnak B. et al. Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections: The Drag-Based Model // *Sol Phys*. 2013. – Vol. 285, № 1. – P. 295–315.
132. Vršnak B., Vrbanec D., Čalogović J. Dynamics of coronal mass ejections. The mass-scaling of the aerodynamic drag // *Astronomy and Astrophysics*. 2008. – Vol. 490. – P. 811–815.
133. Wallace S. et al. On the Relationship between Magnetic Expansion Factor and Observed Speed of the Solar Wind from Coronal Pseudostreamers // *ApJ*. American Astronomical Society, 2020. – Vol. 898, № 1. – P. 78.
134. Wang S. et al. Velocities of an Erupting Filament // *The Astrophysical Journal*. 2022. – Vol. 926. – P. 18.
135. Wang Y.-M., Sheeley N.R. Jr. Solar Wind Speed and Coronal Flux-Tube Expansion // *The Astrophysical Journal*. 1990. – Vol. 355. – P. 726.
136. Wang Y.-M., Sheeley N.R. Jr. Why Fast Solar Wind Originates from Slowly Expanding Coronal Flux Tubes // *The Astrophysical Journal*. 1991. – Vol. 372. – P. L45.
137. Wang Y.-M., Sheeley N.R. Jr. On Potential Field Models of the Solar Corona // *The Astrophysical Journal*. 1992. – Vol. 392. – P. 310.
138. Wang Y.-M., Ulrich R.K., Harvey J.W. Magnetograph Saturation and the Open Flux Problem // *The Astrophysical Journal*. 2022. – Vol. 926. – P. 113.
139. Webb D.F. CMEs and the solar cycle variation in their geoeffectiveness // *Proceedings of the SOHO 11 Symposium on From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO*. 2002. – Vol. 508. – P. 409–419.
140. Webb D.F., Howard T.A. Coronal Mass Ejections: Observations // *Living Rev. Sol. Phys*. 2012. – Vol. 9, № 1. – P. 3.

141. Xu Y. et al. On the relationship between the coronal magnetic decay index and coronal mass ejection speed // *ApJ. The American Astronomical Society*, 2012. – Vol. 761, № 1. – P. 52.
142. Yang Y., Shen F. Modeling the Global Distribution of Solar Wind Parameters on the Source Surface Using Multiple Observations and the Artificial Neural Network Technique // *Solar Physics*. 2019. – Vol. 294, № 8. – P. 111.
143. Yang W.H., Sturrock P.A., Antiochos S.K. Force-free Magnetic Fields: The Magneto-frictional Method // *The Astrophysical Journal*. 1986. – Vol. 309. – P. 383.
144. Zeeman P. On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light Emitted by a Substance. // *The Astrophysical Journal*. 1897. – Vol. 5. – P. 332.
145. Zhao X.P., Hoeksema J.T., Scherrer P.H. Changes of the boot-shaped coronal hole boundary during Whole Sun Month near sunspot minimum // *Journal of Geophysical Research*. 1999. – Vol. 104. – P. 9735–9752.
146. Zhao X.P., Plunkett S.P., Liu W. Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal mass ejections using the cone model // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2002. – Vol. 107. – P. 1223.
147. <https://gong.nso.edu/>
148. [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)
149. <http://solarstation.ru/sun-service/forecast>
150. <http://solarwind.entroforce.ru/>
151. [https://csac.hao.ucar.edu/sp\\_data.php](https://csac.hao.ucar.edu/sp_data.php)
152. [http://solarstation.ru/sun-service/magnetic\\_field](http://solarstation.ru/sun-service/magnetic_field)
153. <http://jsoc.stanford.edu/>
154. <http://wso.stanford.edu/synopticl.html>
155. <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>
156. <https://www.lmsal.com/hek/>