РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ИЗВЕСТИЯ ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В ПУЛКОВЕ

№ 221

ТРУДЫ III и IV Пулковских молодежных астрономических конференций

Санкт-Петербург 2013

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук А.В. Степанов (ответственный редактор)

член-корреспондент РАН В.К. Абалакин доктор физ.-мат. наук А.Т. Байкова кандидат физ.-мат. наук Т.П. Борисевич (ответственный секретарь) доктор физ.-мат. наук Ю.Н. Гнедин кандидат физ.-мат. наук А.В. Девяткин доктор физ.-мат. наук Р.Н. Ихсанов доктор физ.-мат. наук Ю.А. Наговицын доктор физ.-мат. наук А.А. Соловьев доктор физ.-мат. наук Е.В. Хруцкая

Зав. редакцией Е.Л. Терёхина

Издание осуществлено с оригинала, подготовленного к печати Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

ИЗВЕСТИЯ ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В ПУЛКОВЕ № 221 Труды III и IV Пулковских молодежных астрономических конференций

Утверждено к печати Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-0740-7

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2013

Труды ШПулковской молодежной астрономической конференции

25-30 сентября 2010 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Алиев А.Х., Тлатов А.Г.	
Долговременные вариации атмосферного ореола по данным наблюдений солнечной короны на Горной станции ГАО РАН	7
<i>Афанасьева А.А.</i> Уточнение орбиты визуально-двойной звезды ADS 11061	16
Бережной А.А. Результаты астрометрической редукции оцифрованных фотографических пластинок Пулковской обсерватории	25
Голодков Е.Ю., Просовецкий Д.В. Высотное распределение скорости плазмы в атмосфере корональных дыр и спокойного Солнца	33
<i>Карпова А.В., Варшалович Д.А.</i> Модели образования колец в планетарных туманностях	45
Кондратьев Б.П., Гибаев Д.И., Смирнова Г.С. Как Земля «плавает» в небе Луны	53
Кондратьев Б.П., Тукмачев Д.В. Дифференциальное уравнение для потенциала на оси симметрии одно- родного кругового тора	60
<i>Морозова Д.А., Ларионов В.М., Эрштадт С.Г., Троицкий И.С.</i> Исследование блазаров с сильным гамма-излучением в различных диапа- зонах длин волн	64
Селяев С.А. Расчет кадров темнового тока для ПЗС-наблюдений, выполняемых на нормальном астрографе Пулковской обсерватории	72
Середжинов Р.Т., Алиев А.Х., Дормидонтов Д.В. Солнечный патрульный оптический телескоп	77
<i>Смирнов Е.А.</i> Об орбитальной динамике астероида Апофис: предсказуемость движения и резонансы	85
<i>Трубицына Н.Г., Романова Я.И.</i> Пространственный потенциал конуса через эквигравитирующий стержень	91
<i>Яблокова А.Е., Блинов А.В.</i> О возможном влиянии близкой сверхновой на изменения концентрации изотопа ³⁶ Cl в полярном льду	97
Список авторов	113

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ОРЕОЛА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ НА ГОРНОЙ СТАНЦИИ ГАО РАН

Алиев А.Х., Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная станция ГАО РАН

В работе выполнен анализ данных уровня рассеянного света вблизи солнечного лимба по данным наблюдений на солнечном коронографе Горной станции в период 1957–2010 гг. Методика определения абсолютной интенсивности солнечной короны в спектральных линиях 5303A и 6374A, используемая на ГАС, предполагает определение уровня рассеянного света, возникающего в результате атмосферных и инструментальных эффектов. Получаемые значения калибруются при сравнении с интенсивностью в центре солнечного диска в выбранных спектральных диапазонах, что обеспечивает стабильность полученных рядов данных.

Ежедневные наблюдения запрещенных линий короны FeXIV 5303A и FeX 6374A проводятся на Кисловодской станции с Лио коронографом с 1952 года по настоящее время [2, 10], а с 1957 года наблюдения ведутся в одной фотометрической системе. Эти регулярные спектральные наблюдения корональных линий делаются через 5° вокруг Солнца. Интенсивность измеряется на высоте 40" над лимбом.

Для получения абсолютных интенсивностей используется калибровочная система с фотометрической шкалой и набором темных фильтров. Большое количество дней наблюдений и высокая стабильность фотометрической системы являются отличительной чертой Кисловодской Горной станции в создании непрерывных рядов короны. При получении длительных рядов наблюдений короны особо важным является вопрос стабильности фотометрической системы и точности измерений, при которой яркость корональных линий сравнивается с яркостью спектра центра диска Солнца шириной 1А. Согласно рекомендации МАС, интенсивность корональных линий выражается в абсолютных единицах ("uci" – единица интенсивности короны) в 10⁻⁶ энергии, излученной центром диска Солнца, внутри полосы непрерывного спектра шириной 1А вблизи линии.

В данной работе мы использовали ежедневные данные относительной интенсивности (по отношению к яркости в центре солнечного диска) свечения ореола в континууме, вблизи выбранных спектральных линий. В качестве значения интенсивности ореола, выбирается значение наименьшей интенсивности, измеренное в данной серии. Всего нами было оцифровано в период 1957–2010 гг. 6302 значения интенсивности ореола вблизи линии 5303A и 5962 значений вблизи линии 6373A. На рис. 1 представлены ежедневные данные ореола в спектральных линиях 5303A и 6374A.

Основной период изменений уровня рассеянного света связан с сезонными вариациями с периодом 1 год. Однако в результате анализа установлена тенденция к росту величины рассеянного света примерно на 40% в течение последних 50 лет.

Также существуют периоды быстрого роста уровня рассеянного света не связанные с сезонным ходом. Сравнение с данными о концентрации аэрозоли в атмосфере показывает их близкое поведение. Локальные повышения уровня рассеянного света по данным коронографа и концентрации аэрозоли могут быть обусловлены выбросом пыли в результате вулканических извержений. Таким образом, на наш взгляд, ряды данных о величине рассеянного света, полученные на коронографе Горной станции, дают ценную информацию о долговременных изменениях прозрачности атмосферы за период более 50 лет.



Рис. 1. Ежедневные данные ореола по данным наблюдения в спектральных линиях 5303A (*слева*) и 6374A (*справа*).

В последние годы большое внимание уделяется проблеме глобальных климатических изменений, причиной которых видится деятельность человека. Но только ли в этом причина глобальных изменений на самом деле?

Атмосфера Земли – очень сложная система. В настоящее время с усилением антропогенного воздействия на нашу газовую оболочку и вообще с климатическими изменениями исследования всех слоев атмосферы стали особенно важными. И одна из ведущих ролей в этом отведена оптическим исследованиям, так как взаимодействие атмосферы с излучением Солнца весьма разнообразно, и количество информации, которое могут дать оптические измерения, очень велико [1].

Наблюдения солнечной короны на Кисловодской Горной астрономической станции дают информацию о состоянии атмосферного ореола в силу применяемой методики съёмки солнечной короны.

Наблюдения начинаются с фотометрической стандартизации, для чего на щель спектрографа помещается имеющий девять ступеней ослабитель с дополнительным темным фильтром, и на него проецируется центральная часть солнечного диска. Темный фильтр подбирается таким образом, чтобы при той же экспозиции, что и для снимков корональных линий, получались отпечатки ступеней ослабителя с необходимой плотностью при освещении щели спектрографа лучами центра солнечного диска. После стандартизации производится съёмка солнечной короны, при обработке которой и выявляется атмосферный ореол [2]. Особенностью съёмки также является то, что она производится в ясную безоблачную погоду.

Имеющийся архив данных по наблюдениям солнечной короны, более чем за 50 лет, даёт ценную информацию по атмосферному ореолу. Проведённый

анализ показывает увеличение атмосферного ореола в последние десятилетия. Сравнение динамики атмосферного ореола с различными параметрами атмосферы выявило заметную взаимосвязь между изменением уровня ореола и уровнем изменения стратосферной аэрозольной составляющей атмосферы. На графике (рис. 2) сглаженный ход ореола сравнивается с концентрациями аэрозоля в атмосфере.

Днем, при большой высоте Солнца над горизонтом, относительный вклад многократного рассеяния не очень велик. Это связано с тем, что фон неба образуется в основном рассеянием солнечных лучей в нижних плотных слоях атмосферы, которые содержат много аэрозоля. Анализ распределения яркости дневного неба может дать достаточно качественную информацию об оптических свойствах атмосферы в ее приземных слоях.



Рис. 2. Сравнение динамики атмосферного ореола с динамикой изменений стратосферного аэрозоля по данным работ [6] и [7].

Значение различных компонентов атмосферы в атмосферных процессах далеко не определяется только их относительным содержанием в воздушной массе. Аэрозольные частицы (если не причислять к ним облачные), т.е. частицы пыли, дымов и т.п., представляют собой по массе ничтожную долю атмосферы. В сильно запыленном воздухе доля аэрозольных частиц не превышает 10^{-6} воздушной массы, в которой они содержаться, а для всей атмосферы эта величина не превышает 10^{-9} , иными словами, она на 3–4 порядка меньше массовой доли водяного пара [3].

Присутствие аэрозольных частиц имеет существенное значение и для атмосферных оптических явлений: практически во всем оптическом диапазоне величины коэффициентов аэрозольного ослабления, рассеяния и поглощения приблизительно того же порядка, что и для всех вместе взятых атмосферных газов, но аэрозольные оптические характеристики гораздо более изменчивы как во времени, так и в пространстве. Кроме того, угловые оптические характеристики аэрозолей (например, индикатриссы рассеяния) существенно отличны от этих характеристик для газов [4].

Аэрозоль (аэрозоли) – твердые и жидкие мелкие частицы, взвешенные в воздухе, весьма разнообразного состава, формы, размеров и свойств. Водяные капли и ледяные кристаллы облаков, пыль, поднятая с поверхности Земли, а также выброшенная вулканами или образовавшаяся из вулканических газов, метеоритная пыль, частицы солей морской воды, частицы, возникающие в результате производственной деятельности и т.д. Скорость их падения (оседания) мала, а их поверхность велика, что является, в частности, причиной их активного участия в химических и фотохимических реакциях.

Аэрозольные частицы играют существенную роль в переносе солнечного и теплового излучений, влияя на радиационный режим системы «атмосфера – земная поверхность» и, таким образом, на погоду и климат Земли. Особо важна роль аэрозолей в поглощении и рассеянии солнечного излучения. Велика роль аэрозолей также в процессах облакообразования, возникновении туманов и т.д., где они выступают как ядра конденсации – зародыши, на которых начинается конденсация насыщенного водяного пара. Без аэрозолей этот процесс был бы невозможен. Поэтому наличие на Земле облаков и осадков напрямую связано с присутствием в атмосфере аэрозолей. Заметим, что, согласно определению, частицы облаков – тоже аэрозоли, но обычно их отделяют от других, так называемых «неводных». Большая часть аэрозолей находится в нижнем слое тропосферы (на высоте менее нескольких километров), при этом радиационное влияние многих аэрозолей чувствительно к вертикальному распределению. Аэрозоли, находясь в атмосфере, подвергаются химическим и физическим изменениям, особенно внутри облаков, и удаляются из атмосферы в больших количествах и сравнительно быстро атмосферными осадками (как правило, в течение одной недели). Вследствие столь короткого времени пребывания в атмосфере и неоднородности источников аэрозоли распределяются неоднородно в тропосфере, при этом их максимальное количество остается около источников.

Важным источником аэрозолей являются вулканы, но их вклад очень варьирует во времени и пространстве. Это понятно, так как одно мощное извержение может многократно превысить выброс частиц в атмосферу, который происходит в периоды "спокойной" вулканической деятельности. Вулканические аэрозоли представляют собой тонко измельченную лаву и капли серной кислоты, содержащей растворы сульфатов, галогенидов, следы никеля и хрома.

В тропосфере время жизни аэрозолей составляет от 6 до 40 суток. В стратосфере среднее время жизни аэрозольных частиц увеличивается с высотой, и его оценки дают значения до месяца в слое 10–12 км, 1–2 года на высоте 20 км и от 4 до 20 лет на высоте 50 км. Это хорошо видно на графике (рис. 3). Так как станция находится на высоте более 2000 м, то тропосферный пылевой слой находится ниже неё, и вклад тропосферного аэрозоля в атмосферный ореол незначителен, а долгоживущие стратосферные аэрозоли, определяющие уровень ореола, хорошо коррелируют с динамикой вулканических извержений, продуктом которых они по большей части и являются.



Рис. 3. Сравнение динамики атмосферного ореола с динамикой вулканических извержений.

Хорошо прослеживается положительная корреляция между трендами увеличения уровня атмосферного ореола и вулканической активности. Некоторое отставание пиков в уровне ореола от пиков вулканической активности обусловлено временем распределения продуктов вулканических извержений в стратосфере планеты. Следует также отметить, что всё же не все извержения влияют сразу непосредственно на стратосферу, а только сильные эруптивные с выбросами в высокие слои. Это иллюстрирует следующий график (рис. 4), где динамика атмосферного ореола соотносится с крупнейшими извержениями последних десятилетий.

Извержение вулкана Эль-Чичон (на графике обозначен цифрой 6) было не особенно крупным (5 по шкале VEI), с максимальной высотой эруптивной колонны 29 км. В целом образовалось лишь около 0,5 км³ пирокластического материала, но магма была необычайно обогащена серой, так что в атмосферу попало около 10 млн. тонн двуокиси серы. Менее чем за один месяц облако окружило земной шар, но прошло полгода, прежде чем оно распространилось до 30° с.ш., практически не распространившись на Южное полушарие. Абсорбция солнечного света частицами облака разогрела экваториальную стратосферу на 4° в июне 1982 года, но на уровне земли в Северном полушарии температура упала на 0,4°.

Во время более крупного извержения вулкана Пинатубо (на графике цифра 8) в июне 1991 года излилось 4–5 км³ магмы, а в стратосферу было выброшено около 20 млн. тонн двуокиси серы. В результате извержения на высоту 35 км было заброшено столько пепла, что средний уровень солнечной радиации снизился на 2,5 Вт/кв м, что соответствует глобальному охлаждению, по меньшей мере, на 0,5–0,7 градуса Цельсия. Сначала облако было строго локализованным, но через три недели оно распространилось в тропической зоне обоих полушарий. Эффекты разогрева стратосферы и охлаждения нижних слоев атмосферы были сходны с последствиями извержения вулкана Эль-Чичон, но на этот раз пострадали оба полушария.

Частицы пепла и аэрозольные капли поглощают солнечный свет, что приводит к понижению температуры на Земле и в нижних слоях атмосферы. Таким образом, крупное вулканическое извержение нагревает верхние слои атмосферы, где происходит абсорбция, но охлаждает поверхность и нижнюю часть атмосферы. Микроскопические частицы пепла, выброшенные в стратосферу, осаждаются примерно за три месяца, но аэрозольные капли серной кислоты могут плавать в воздухе в течение нескольких лет. Таким образом, крупные извержения, связанные с мощными выбросами двуокиси серы, оказывают наиболее значительное и устойчивое влияние на климат.



Рис. 4. Крупнейшие вулканические извержения и динамика атмосферного ореола. Цифрами обозначены: 1 – Безымянный, 2 – Агунг, 4 – Фуэго, 5 – Сент-Хеленс, 6 – Эль-Чичон, 8 – Пинатубо.

Последствия извержений меньшего масштаба имеют локальный характер. Вулканические газы, такие, как двуокись серы и углекислый газ, даже если они не образуют аэрозольные капли, могут усиливать парниковый эффект, при котором происходит разогрев нижних слоев атмосферы, поскольку эти газы абсорбируют инфракрасное излучение, испускаемое нагретой солнцем Землей.

Создавать модели глобального климата и динамики его изменения на многие годы вперед стало возможным лишь лет 30 назад, когда появились первые суперкомпьютеры, способные хранить и обрабатывать гигантские объемы информации. На сегодняшний день существуют около 20 климатических моделей. Все они пока не могут точно описать не только будущие климатические изменения, но и целый ряд процессов, происходящих в атмосфере сегодня. Дело в том, что математические модели основываются на некоторых начальных условиях и физических гипотезах. И если они не точны, то и конечные результаты расчетов будут неверны. Одна из проблем моделирования заключается в том, что очень сложно оценить атмосферный аэрозоль. В настоящее время очень мало надежных данных по оптической толщине атмосферного аэрозоля. Спутниковые измерения дают очень приближенные данные, а наземных атмосферных станций мало, и они используют разнотипные приборы и методики измерений. Только с 1993 г. начала создаваться единая мировая сеть атмосферных станций AERONET, позволяющая получать данные об атмосферном аэрозоле по унифицированной методике. Но опять же, эти станции размещаются крайне неравномерно по поверхности земного шара, в основном, на территории США и Западной Европы. Так, на громадной территории бывшего Советского Союза пока установлены только 4 станций: в Москве, Тарту (Эстония), Кишиневе (Молдавия) и Минске (Беларусь) [5].



Рис. 5. Крупнейшие вулканические извержения и динамика приземной атмосферной температуры.

В конце 60-х и начале 70-х годов XX столетия климатологи обратили внимание на существующую тенденцию к росту средних глобальных температур приземного слоя воздуха. Анализ средних температур за более чем столетний интервал времени наблюдений показывал, что существует не плавный рост температур, а скачкообразный переход с алгоритмом к росту. Но на фоне общего роста зафиксированы годы значительного снижения температур, когда после некоторого замедления вновь наблюдался их более ускоренный рост. Было показано, что увеличение температур было связано с парниковым эффектом атмосферы и это вызвано присутствием в ней углекислого газа.

Единственным источником атмосферной углекислоты в современную эпоху, по мнению большинства климатологов, могли быть антропогенные выбросы, так как во время наземных вулканических извержений в атмосферу поступали не столько парниковые газы, сколько аэрозоли и легкий вулканический пепел, существенно снижавшие прозрачность атмосферы. И это при всем, при том, что такая постановка проблемы об источнике атмосферной углекислоты противоречит целому ряду физических и геологических факторов.

Таким глобальным природным источником, скорее всего, является океанский вулканизм. Однако в данном случае речь может идти не столько о прямых выбросах углекислоты с земной поверхности в атмосферу (что маловероятно изза большой плотности), сколько о другом парниковом газе – метане, концентрация которого в атмосфере также как углекислого газа непрерывно растет. Когда метан попадает в атмосферу, он вступает в реакцию с молекулами кислорода и водорода. И такая реакция особенно энергично происходит в верхней части тропосферы и нижней части стратосферы. Метан не только частично уничтожает озон, но и после реакций с кислородом и водородом воссоздает диоксид углерода и водяной пар, т.е. газы, обладающие самым высоким парниковым эффектом.

Мы можем предположить, что между увеличением вулканической деятельности, увеличением концентрации аэрозоли и увеличением парниковых газов может быть взаимосвязь. С одной стороны, вулканизм вследствие выброса аэрозоли приводит к блокированию солнечного излучения, с другой стороны, выбрасываемые парниковые газы могут одновременно способствовать росту температуры. На рис. 5 представлены графики изменения прозрачности атмосферы по данным измерения ореола и изменения приповерхностной температуры. Несмотря на антикорреляцию локальных экстремумов, наблюдается близкие тенденции к росту этих параметров.

Выводы

– Длинные ряды оптических наблюдений могут дать ценную информацию о состоянии и изменениях в атмосфере, а также позволяют по новому посмотреть на причинно-следственные связи развития атмосферных процессов.

– Роли вулканической активности Земли в глобальных климатических изменениях не уделяется достаточного внимания из-за недостатка однородных данных по динамике изменений в атмосфере.

– Вулканическая активность по своему воздействию на климат планеты двояка: она вносит значительный вклад в увеличение парниковых газов, но также выбрасывая значительное количество аэрозольных элементов в стратосферу, изменяет атмосферное альбедо, что способствует изменению температурного баланса.

– Вместе с тем вулканическая активность, способствуя росту концентрации парниковых газов, приводит к росту температуры на фоне уменьшения прозрачности атмосферы.

Литература

- 1. Угольников О.С. // в трудах Международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике, Иркутск, 2006. 94.
- 2. *Гневышев М.Н., Гневышева Р.С., Шпитальная А.А.* Метод внезатменных наблюдений солнечной короны, применяемый на Горной астрономической станции ГАО. // Солнечные данные. Бюллетень № 1–2. 1958, 101.
- 3. *Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб: НИИХ СПбГУ, 1999. 194 с.
- 4. Основы теоретической атмосферной оптики. Учебно-методическое пособие. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Санкт-Петербург. 2007.
- 5. *Терез Э.И*. Устойчивое развитие и проблемы изменения глобального климата Земли. // Опубликовано в Ученых записках Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Т. 17(56), 2004, № 1, С.181–205.
- 6. *Hofnumn D.J.* NOAA Climate Monitoring & Diagnostics Labonstory 325 S. Broadway, Boulder, CO 80303.
- 7. Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Ковалевский В.К. и др. Оптика атмосферы и океана. 2000, т. 13, 627.

- 8. Алексеев В.А. (ГЕОХИ РАН) Вулканическая активность и климатические изменения на земле. Электронный научно-информационный журнал «Вестник Отделения наук о Земле РАН». №1(25)'2007 ISSN 1819–6586.
- 9. Асатуров М.Л., Будыко М.И., Винников К.Я. и др. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. – Гидрометеоиздат, 1986. – 256 с.
- 10. Гневышев М.Н. Астрон. Журн., 1960, 37. 227.
- 11. Гущенко И.И. Извержения вулканов мира. Каталог. М.: Наука, 1979. 476 с.

LONG-TERM VARIATIONS OF THE ATMOSPHERIC AURA ACCORDING TO SUPERVISION OF THE SOLAR CROWN AT MOUNTAIN STATION GAO OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

Aliev A.H., Tlatov A.G.

Kislovodsk astronomical Mountain station of the Pulkovo observatory, RAS

Summary

In work the analysis of the data of level of a diffused light according to observation on solar telescope Kislovodsk Mountain station in 1957–2010 is made. The technique of definition of absolute intensity of a solar corona in spectral lines 5303A and 6374A, used on Kislovodsk assumes definition of level of the diffused light resulting atmospheric and tool effects. Received values are calibrated at comparison with intensity in the centre of a solar disk in the chosen spectral ranges that provides stability of the received numbers of the data.

The basic period of changes of level of a diffused light is connected with seasonal variations with the period 1 year. As a result of the analysis the tendency to growth of size of a diffused light approximately on 40% within last 60 years is established. Also there are periods of fast growth of level of a diffused light not connected with a seasonal course. Comparison with the data about concentration aerosols in atmosphere shows their close behavior. Local increases of level of a diffused light according to a telescope and concentration aerosols can be caused emission of a dust as a result of volcanic eruptions.

УТОЧНЕНИЕ ОРБИТЫ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ADS 11061

Афанасьева А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Введение

Определение орбит широких пар звезд является важной задачей с точки зрения звездной динамики. В целях изучения гипотезы о возможном влиянии гравитационного поля Галактики на ориентацию долго эволюционирующих двойных систем необходим статистический анализ параметров ориентации орбит двойных звезд, не только полюсов орбит [1], но еще и направлений на периастр, в галактической системе координат [2]. Изучение двойных и кратных систем позволяет совершенствовать основные модели движения и эволюции небесных тел, уточнять зависимость масса-светимость.

ADS 11061 – околополярная визуально-двойная звезда ($\alpha_{J2000} = 18^{h}00^{m}$; $\delta_{J2000} = +80^{\circ}00'$) [3], широкая пара из окрестности Солнца ($\pi_{t} = 19$ mas) [3]. Оба компонента являются спектрально-двойными и принадлежат поздним спектральным классам K2V и F7. Большой период обращения широкой пары и эксцентриситет, близкий к единице, делают эту систему интересным объектом исследования. К настоящему времени получены орбиты всего для 126 широких пар звезд с периодом более тысячи лет [4]. Цель данной работы – улучшить орбиту визуально-двойной звезды ADS 11061 по фотографическим наблюдениям Пулковской обсерватории до 2006 г. методом параметров видимого движения (ПВД), разработанным А.А. Киселевым в Пулково [5].

Первое наблюдение объекта состоялось в конце XVIII века. В XIX веке систему наблюдал Струве [6]. С 1970 г. ADS 11061 регулярно наблюдается в Пулково [7]. Системой заинтересовались исследователи, когда была обнаружена спектральная двойственность одной из ее компонент. С конца 80-х годов прошлого века неоднократно уточнялись параметры системы, такие как массы компонент и их лучевые скорости. Спектральные наблюдения объекта позволили открыть двойственность второй компоненты, а так же построить спектроскопические орбиты всех четырех компонент. В Пулково оценка орбиты широкой пары была сделана в 1996 г. по ряду фотографических наблюдений длиной 20 лет [5] методом параметров видимого движения (ПВД). К настоящему времени длина фотографического ряда составляет 36 лет, что дает возможность оценить орбиту системы более точно. Кроме того, использование современных программ и методов измерения оцифрованных астрофотографий дает дополнительное увеличение точности.

Наблюдательный материал

К 2006 году накоплено 80 пластинок. Данный фотографический ряд был получен на 26-дюймовом рефракторе (D = 65 см, F = 10413 мм, M = 19.81"/мм) в Пулково. Астронегативы были оцифрованы на сканере UMAX 2000 с аппаратным разрешением 1200 dpi и автоматически измерены с помощью программного пакета Izmccd, разработанного в Пулково И.С. Измайловым [8]. В результате об-

работки материала было получено 21 среднегодовое относительное положение (ρ_0, θ_0) с точностью ($\sigma_{\rho} = 0$ ".007, $\sigma_{\theta} = 0^{\circ}.05$), где ρ_0 – видимое расстояние между компонентами, а θ_0 – позиционный угол спутника относительно главной компоненты.

Для предыдущей оценки орбиты [5] использовался ряд относительных положений длиной 20 лет (42 пластинки), измеренный на полуавтоматическом измерительном приборе «Аскорекорд» с визуальным наведением, точность визуального наведения $\pm 1 \div 2$ мкм. Точность измерений оцифрованных пластинок в 1.5 раза лучше [8]. Увеличение длины ряда наблюдений, а также оцифровка и автоматическое измерение дают увеличение точности ряда относительных положений в 10 раз (Таблица 3). Ряд относительных положений размещен в базе данных "Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars" [7].

Метод определения орбиты

Для вычисления орбиты был использован метод ПВД [5]. Метод позволяет найти основные орбитальные элементы по ряду наблюдений, образующего короткую дугу эллипса орбиты. Из наблюденной дуги определяются параметры видимого движения (μ , ψ , T_0 , ρ_0 , θ_0 , ρc). Где ρ_0 " – расстояние между компонентами на момент T_0 , θ_0° – позиционный угол спутника относительно главной звезды на момент T_0 в системе J2000,0, μ "/год – скорость относительного движения в картинной плоскости:

$$\mu'' = \sqrt{\left(\dot{\rho}_{0}\right)^{2} + \rho_{0}^{2} \left(\dot{\theta}_{0}\right)^{2}}, \qquad (1)$$

ψ° – позиционный угол направления движения в системе J2000.0:

$$\psi^{\circ} = \theta_0 \pm 90^{\circ} \mp \arcsin \frac{\dot{\rho}_0}{\mu} , \qquad (2)$$

 ρ_c – радиус кривизны наблюденной дуги вблизи точки (ρ_0 , θ_0) на момент T_0 , приближенно вычисляется по формуле:

$$\rho_c \approx \frac{T_2 - T_1}{|\psi_2 - \psi_1|} \overline{\mu}$$
(3)

Здесь Т₁ – начало ряда наблюдений, Т₂ – конец ряда наблюдений,

$$T_0 = \frac{1}{2}(T_1 + T_2), \qquad (4)$$

 ψ_1, ψ_2 – позиционные углы направления движения на моменты T_1 и T_2 соответственно.

$$\overline{\mu} = \frac{1}{2}(\mu_1 + \mu_2) , \qquad (5)$$

где μ_1 , μ_2 – скорость относительного движения в картинной плоскости на моменты T_1 и T_2 .

Дополнительно требуется знание тригонометрического параллакса π_t , относительной лучевой скорости ΔVr в км/с и суммы масс системы M_{AB} в единицах массы Солнца. Из этих данных методом ПВД вычисляется шесть основных элементов орбиты (a, P, e, i, ω, Ω). Где а – большая полуось орбиты, P – период обращения, e – эксцентриситет, i – наклонение орбиты, ω – аргумент перицентра, Ω – долгота восходящего узла. Ключевая формула метода ПВД:

$$R^{3} = \pm k^{2} \frac{\rho_{0} \rho_{c}}{\mu^{2}} \sin(\psi - \theta_{0}) \quad [a.e.^{3}], \qquad (6)$$

где

$$k^{2} = 4\pi^{2} (M_{A} + M_{B}) [a.e.^{3} / yr^{2}]$$
⁽⁷⁾

позволяет определить истинное расстояние между компонентами, если известен радиус кривизны наблюденной дуги. Если ряд наблюдений недостаточен для вычисления радиуса кривизны видимой траектории, то для оценки расстояния используется неравенство:

$$\frac{\rho_0}{\pi_t} \le R \le \frac{8\pi^2}{v^2} M_{AB} , \qquad (8)$$

где левая часть проекция истинного расстояния на картинную плоскость, а правая часть определяет максимальное расстояние между компонентами, при котором возможно эллиптическое движение с заданными скоростью и массами (Рис. 1).



Рис. 1. Проекция орбиты на картинную плоскость.

Ориентация орбиты относительно картинной плоскости определяется углом β – углом наклона между вектором положения и картинной плоскостью. Методом ПВД определяются две равновероятные орбиты, соответствующие положительному и отрицательному значению угла β:

$$\beta = \pm \arccos \frac{\rho_0}{R\pi_t}.$$
(9)

Вычисление параметров видимого движения

Для применения метода ПВД необходимы лучевые скорости компонент и суммарная масса системы. Оценки лучевых скоростей компонент выполнялись многими исследователями (Таблица 1).

Был проведен анализ данных, и выбрано наиболее надежное значение относительной лучевой скорости, найденное по спектральным наблюдениям [12]: -0.05 км/с. Согласно определениям спектроскопических орбит [12] суммарная масса системы: 5.21 M_{\odot} .

Необходимый для вычисления орбиты методом ПВД тригонометрический параллакс был взят из каталога HIPPARCOS [3]: $\pi_t = 0^{".01884}$.

Сначала был определен интервал допустимых значений истинного расстояния между компонентами R, по приведенному выше неравенству (8), так как не удалось определить кривизну наблюденной дуги. Для R из полученного диапазона: (1007, 1270) [a.e.] были вычислены предварительные орбиты. В результате анализа полученных разностей "Observed - Calculated" («О–С»), исходя из условия их минимальности, интервал допустимых значений был сужен: (1007, 1250) [a.e.].

Следующим этапом было вычисление орбиты для R из нового интервала с варьированием некоторых параметров видимого движения ψ , μ , θ_0 , ρ_0 , с учетом их ошибок с целью минимизации разностей «О–С». Ниже приведены полученные параметры видимого движения и их поправки, которые находятся за пределами точности наблюдений (Таблица 2).

Источник	Дата	Значение, км/с
WEB Catalog of radial velocities [9]	1995	$V_{\rm A} = 10.0$ $V_{\rm B} = 2.9$
Tokovinin [10]	1995	$V_{\rm B} - V_{\rm A} = -0.08$
Kiselev, Romanenko [5]	1996	$V_B - V_A = 0.42 \ [0.21]$
Multiple star catalog [11]	1997–1999	$V_{\rm A} = 5.6 \ V_{\rm B} = 5.9$
Tokovinin [12]	2003	$V_{\rm B} - V_{\rm A} = -0.05$
Pulkovo radial velocities of 35493 HIP star [13]	2006	$V_{\rm A} = 6.0$ $V_{\rm B} = 5.8$
9th Catalog of Spectro- scopic binary orbits [4]	2004–2009	$V_{\rm A} = 5.84 \ [0.05]$ $V_{\rm B} = 5.76 \ [0.07]$

Таблица 1. Данные для лучевых скоростей компонент системы.

Был проведен сравнительный анализ параметров видимого движения использованных для вычисления семейства орбит в 1996 г. [5] и полученных по ряду положений до 2006 г. включительно (Таблица 3). Увеличение длины наблюдательного ряда дает более точные параметры и заметное изменение угла ψ . На конечный результат также влияет использование разных тригонометрических параллаксов. В 1996 г. при вычислении орбиты использовалось значение параллакса равное 0".021, полученное в Пулково. Так же сейчас для вычислений использовались более точные значения массы системы и лучевых скоростей, полученных с учетом движения спектроскопических компонент [12]. Благодаря уточнению ПВД по сравнению с 1996 г. диапазон допустимых значений истинного расстояния между компонентами R был сужен в 2 раза.

	ПВД из наблюдений	Поправка
Длина ряда	1970-2006	
ρ₀"	18.974 [0.007]	-0.001
θ_0 °	231.592 [0.05]	+0.008
Т ₀ , годы	1988.751	
μ,"/год	0.010773 [0.0003]	-0.000073
Ψ°	29 [6]	+1
π_{t} "	0.01884 [0.00181]	
ΔVr, км/c	-0.05	
M_{AB}/Mo	5.21	
R, a.e.	1007.2-1250 (Удовлетворяет минимальности «О–С»)	

Таблица 2. Параметры видимого движения и их поправки.

Таблица 3. Сравнение ПВД.

ПВД	1996	2010
Длина ряда	1970 – 1992	1970 - 2006
Количество пластинок	42	80
ρ₀"	19.05 [0.1]	18.973 [0.007]
θ_0 °	231.46 [0.3]	231.60 [0.05]
Т ₀ , годы	1985.0	1988.751
μ, "/год	0.0107 [0.0009]	0.0107 [0.0003]
ψ°	19 [10]	30[6]
π_t "	0.021 [0.004]	0.01884 [0.00181]
$\Delta V_{ m r}$, км/с	0.42 [0.21]	- 0.05
M _{AB} /Mo	5.0	5.21
R, a.e.	907 – 1476	1007.2 - 1250

Полученные результаты

Результатом работы является однопараметрическое семейство орбит. Параметр – истинное расстояние между компонентами R. В Таблице 4 приведены пять вариантов орбитальных решений: для минимального, максимального и среднего R.

R, a.e.	β	a, a.e.	Р, годы	e	ω°	i°	Ω°	T_p
1250	36	32016	2509769	0.98	142	117	209	4058
1145	28	5619	184544	0.94	152	125	209	3802
1007.2	0	2399	51460	0.95	262	179	115	3299
1145	-28	5619	184544	0.94	328	123	31	3772
1250	-36	32016	2509769	0.98	318	116	31	4045

Таблица 4. Орбитальные решения.

На Рисунке 2 представлены проекции решений из Таблицы 4 на картинную плоскость. Наблюденная дуга настолько мала, что для данного периода наблюдений (1970–2006 гг.) орбиты не различимы даже с учетом наблюдений В.Я. Струве (1832, 1851). На Рисунке 3 показаны участки орбит соответствующие периоду наблюдений.



Рис. 2. Проекции орбит на картинную плоскость.

Полученное семейство орбит хорошо удовлетворяет не только пулковским наблюдениям, но и наблюдениям В.Я. Струве и Военно-морской обсерватории США, которые не использовались для получения параметров видимого движения. На Рисунке 4 и 5 показаны разности «О–С» для углового расстояния ρ_0 и позиционного угла θ_0 для наблюдений В. Я. Струве, Военно-морской обсервато-

рии США и Пулково, которые обнаруживают хорошее согласие с наблюдениями.

В Таблице 5 для сравнения приведены варианты орбит, определенных в 1996 г. Истинное расстояние между компонентами R было ограничено сверху значением 1476 а.е.(8), при котором эллиптическое движение уже невозможно [5]. Новые данные и более точные измерения позволили оценить истинное расстояние между компонентами более узким интервалом (Таблица 4).



Рис. 3. Дуга орбиты соответствующая периоду наблюдений 1831–2006.



Рис. 4. Угловое расстояние ρ_0 .



◆Струве ■USNO ▲Пулково

Рис. 5. Позиционный угол θ_0 .

Таблица 5. Семейство орбит широкой пары, определенное в 1996 г. [5].

β	R, a.e.	a, a.e.	Р, годы	e	ω°	i°	Ω°	T _p
-52	1476	8	8	1.0	321	115	16	4647
-38	1155	2658	61000	0.84	347	130	12	4036
0	907	1178	18000	0.84	138	162	233	3381
38	1155	2658	61000	0.72	128	120	206	4154
52	1476	∞	00	1.0	102	111	204	3929

Выводы

Впервые оцифрован и автоматически измерен весь фотографический ряд наблюдений ADS 11061. Результаты измерений размещены в базе данных "Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars" [7]. Уточнены параметры видимого движения и сужен интервал допустимых значений истинного расстояния между компонентами широкой пары в два раза по сравнению с более ранними определениями. На основе новых астрометрических и астрофизических данных получено семейство орбит визуально-двойной звезды, хорошо согласующееся с наблюдениями.

Литература

- 1. Miller R.H. Positional Correlations of Nearby Stars // 1967 Aph. J., 148, 865.
- 2. Close L.M., Richer, H.B. Crabtree, D.R. A complete sample of wide binaries in the solar neighborhood // 1990, Astron. J., 100, N6, p. 1968–1980.
- 3. *Perryman, M.A.C.; Lindegren, L.; Kovalevsky, J.; Hoeg, E. et al*, The Hipparcos Catalogue // Astron. Astrophys., 323, L49–L52, 1997.
- 4. Pourbaix, D.; Tokovinin, A.A.; Batten, A.H.; Fekel, F.C. et al, 9th Catalogue of Spectroscopic Binary Orbits, 2004- 2009 // 2004, Astronomy and Astrophysics, 424, 727–732.
- 5. *Kiselev, A.A.; Romanenko, L.G.* Dynamical studies of nine wide visual binaries in the solar neighborhood // ARep, V. 40, Issue 6, 1996, pp.795–801.
- 6. Worley C.E., Douglass G.G. The Washington Double Star Catalog // Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 125, 523-523, 1997.

- 7. Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars // http://www.puldb.ru/db/ds.php
- 8. *Измайлов И.С.* Применение сканера общего назначения для позиционных измерений астрофотографий // Изв. ГАО, 2000, № 214, с. 533.
- 9. *Duflot M., Figon P., Meyssonnier N.* Radial velocities. The Wilson Evans Batten catalogue // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 114, 269, 1995.
- 10. Tokovinin A. The multiple system ADS 11061 // ПАЖ 21, №2 1995, c. 286–293.
- 11. *Tokovinin A*. Multiple star catalogue (MSC) // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 124, 75, 1997.
- 12. Tokovinin A., Balega, Y.Y.; Pluzhnik, E.A.; Shatsky, N.I. et al, ADS 11061 radial velocities // Astron. Astrophys., 409, 245–250, 2003.
- 13. Gontcharov G. Pulkovo radial velocities of 35493 HIP star // ПАЖ 32, 844, 2006.

THE ORBIT IMPROVERMENT OF VISUAL BINARY ADS 11061

Afanasyeva A.A.

Pulkovo Observatory of Russian Academy of Science, Saint-Petersburg, Russia

Summary

It is presented the results of determination of family orbits for visual binary ADS 11061. Determination has been made on the base of photographic observations from 1970 till 2006 with 26-inch refractor at Pulkovo. The Apparent Motion Parameters Method by A.A. Kiselev was used for obtaining the orbital elements. The photographic plates were digitized and automatically measured for the first time. of the Apparent motion parameters were improved and the range of acceptable values of the true distance between components was narrowed. The family of orbits was obtained with taking into account the condition of the minimum of "O–C" differences. The comparison with the previously calculated family of orbits was carried out. Results of this measurement were added to the "Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars".

РЕЗУЛЬТАТЫ АСТРОМЕТРИЧЕСКОЙ РЕДУКЦИИ ОЦИФРОВАННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Бережной А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия

Представлены первые результаты астрометрической обработки части оцифрованного фотографического материала Пулковской обсерватории, полученного на нормальном астрографе в рамках задачи по наблюдению Избранных Малых Планет (ИМП). Измерение фотопластинок было выполнено на планшетном сканере Microtek ScanMaker i900 со случайной ошибкой измерения ~0.3 мкм. На основании остаточных разностей (O–C) звёзд опорного каталога выполнено исследование систематических ошибок, зависящих от звездной величины и измеренных координат, что позволило улучшить точность определения положений. Для 47 исследуемых фотографических пластинок средняя ошибка единицы веса составила ~133–137 мсд по обеим координатам.

Проведено измерение 10 малых планет из списка избранных малых планет (ИМП). Среднее значение ошибок (O–C) составили \pm 62.4 и \pm 42.48 мсд по прямому восхождению и склонению соответственно. Среди звёзд фона выявлено 49 звёзд с большими собственными движениями из каталога LSPM. Точность полученных координат для этих звезд, в среднем, составила \pm 46.8 и \pm 38.2 мсд.

Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ № 09-02-00419-а.

Введение

Фотографический архив Пулковской обсерватории содержит более 50-ти тысяч фотографических пластинок с различными объектами. С конца 1940-х годов нормальный астрограф Пулковской обсерватории (D = 330 мм, F = 3467 мм) участвовал в реализации плана Нумерова-Брауера по наблюдению списка избранных малых планет (ИМП) для уточнения нуль-пунктов звездных каталогов [1, 2]. До 1990 г. было получено более 2000 фотопластинок 14-ти ИМП. Эти наблюдения обрабатывались с использованием различных опорных каталогов (Yale, SAO, AGK3 и др.) и требовали дополнительного перевода результатов в однородную систему. Оцифровка фотопластинок и их последующая редукция с использованием современного каталога UCAC3 [3] позволяет получить положения измеряемых объектов непосредственно в системе HCRF/UCAC3 и может повысить точность их положений.

Альтернативой повторному измерению оцифрованных изображений фотографических пластинок может являться способ перевода результатов первой редукции в систему современного каталога на основании дополнительных сведений об опорных звёздах. Такой метод был применен для наблюдений ИМП Николаевской обсерватории и использован в работе [4]. Однако подобной информацией обладают далеко не все фотографические архивы.

Интерес к старым наблюдениям связан с тем, что для решения ряда научных задач необходимы наблюдения, полученные на больших интервалах времени (порядка 30–40 и более лет). Среди таких задач – получение новых высокоточных собственных движений звезд, уточнение параметров связи динамической

и звездной систем координат, дальнейшее усовершенствование теорий движения тел Солнечной системы.

Помимо ИМП на измеряемых фотопластинках могут попадаться и другие объекты, представляющие интерес, которые не были измерены ранее. Так на оцифрованных пластинках с ИМП были обнаружены объекты из каталога звёзд с большим собственным движением LSPM [5], которые могут быть весьма полезны, как материал ранних эпох наблюдения этих звезд при выводе собственных движений.

В работе использован метод исследования систематических ошибок, имеющегося наблюдательного материала. Метод основан на статистическом исследовании множества остаточных разностей, полученных по звёздам опорного каталога. Такой подход в различных вариациях нередко встречается при исследовании результатов обработки фотопластинок на измерительных машинах [6–8]. Применение этого метода позволило уменьшить влияние уравнения блеска и снизить систематические ошибки, зависящие от координат в инструментальной системе отсчета.

Исследование систематических ошибок

Оцифровка фотографических пластинок и их новая редукция в системе современных каталогов избавляет от необходимости переводить ранее полученные результаты обработки на новую опорную систему. Формальный перевод с одной опорной системы на другую, как правило, оставляет в материале недоучтенные систематические и случайные ошибки используемых опорных каталогов. Однако новые измерения могут вносить свой вклад в систематику полученного материала. Следует иметь в виду и "старение" фотопластинки, как носителя информации о наблюдении, со временем она теряет свои качества, что отрицательно сказывается на точности положений, изображенных на ней объектов. Помимо этого на измеренных координатах непременно скажется систематика, вызванная инструментальными ошибками, такими как дисторсия, кома и хроматическая аберрация, а так же атмосферными эффектами – хроматической и дифференциальной рефракцией.

На этапе подготовки к измерениям значительные усилия были направлены на изучение ошибок имеющегося сканера, связанных, главным образом, с несовершенством технологических процессов, применяемых при производстве недорогих планшетных моделей. В результате проведенных исследований были получены калибровочные поправки, позволившие добиться стабильности измерительной системы на приемлемом уровне точности [9].

Для астрометрической редукции использовались измеренные координаты (x,y), исправленные за систематические ошибки сканера и осредненные по всем экспозициям. Астрометрическая редукция проводилась методом шести постоянных. В качестве опорного, использовался каталог UCAC3. Дальнейшее исследование систематических зависимостей проводилось на основе статистического анализа разностей (O–C) измеренных звёзд опорного каталога.

Каждая такая разность содержит в себе сумму различных эффектов как случайного, так и систематического характера. Объединение достаточного количества звёзд в группы по различным параметрам и осреднение величин (О–С) позволяет исключить случайную составляющую и выявить необходимый систематический эффект. Наиболее распространенные систематические ошибки связаны с уравнением блеска (зависимость величин (O–C) от звёздной величины). Также выделяют ошибки, зависящие от положения измеряемого объекта на фотопластинке (проявляются на векторных полях: зависимостях величин (O–C), осредненных в определенной площадке, от координат (x, y) такой площадки).

При анализе систематических ошибок следует учитывать, что некоторые систематические эффекты зависят от нескольких параметров объекта. Например, кома телескопа зависит от положения, относительно центральной оси оптической системы, а также от яркости искажаемого объекта. Поэтому при исследовании систематики, следует осреднять величины (О–С) для наборов звёзд, выделенных по некоторому набору параметров (х, у, ти т.д.)

Исходная редукция 47 оцифрованных фотографических пластинок в системе опорного каталога UCAC3 позволили получить величины (О–С) для порядка 8500 опорных звёзд. В таблице 1 представлены данные о редукции.

Кол-во пластинок	47
Опорный каталог	UCAC3
Модель редукции	Линейная, 6 постоянных
Среднее кол-во опорных звёзд на пла- стинке	87
Зв. величина опорных звёзд, mag	8-12
Средняя эпоха наблюдений, год	1970.1

Таблица 1. Редукция фотопластинок.



Рис. 1. Распределение величин (О–С) для диапазона 10.5-11 тад для осей: а) Х, б) Ү.

По предварительным оценкам, наиболее значимое влияние на ошибки измерений исследуемого материала оказывали систематические эффекты, связанные с координатами измеряемого объекта в плоскости пластинки, а также вызванные влиянием уравнения блеска. Поэтому в качестве параметров для разбиения массива разностей (О-С) были выбраны инструментальные координаты (х, у) и видимая звёздная величина (m). Объем исходных данных оказался недостаточным для построения векторных полей с достаточным числом ячеек при необходимом количестве диапазонов звёздных величин. Поэтому был выбран упрощенный метод с исследованием систематических эффектов по каждой из инструментальных координат в отдельности. В качестве границ диапазонов звёздных величин были выбраны следующие значения: 8, 9, 10, 10.5, 11, 11.5, 12, 12.5, 13, 13.5, 15 mag. Для каждого из диапазонов строились зависимости (x, dx) и (y, dy), где dx и dy – разности (O–C) в инструментальных координатах. На рисунке 1 показан пример таких зависимостей для диапазона 10.5 – 11 mag.

Для каждого диапазона полученные разности аппроксимировались полиномами третьей степени (1). На втором шаге каждый из коэффициентов рассматривался как переменная, зависящая от звёздной величины. Условные уравнения второй степени позволили получить аппроксимацию коэффициентов как функцию по звёздной величине (2). В результате, для каждой конкретной звезды или объекта со своей звёздной величиной удалось построить аппроксимирующую кривую по обеим осям и по ней определить конкретную поправку к координате (x, y) объекта.

$$p_{3} \cdot x^{3} + p_{2} \cdot x^{2} + p_{1} \cdot x + p_{0} = dx q_{3} \cdot y^{3} + q_{2} \cdot y^{2} + q_{1} \cdot y + q_{0} = dy$$
 (1)

$$r_{i2} \cdot m^{2} + r_{i1} \cdot m^{1} + r_{i0} = p_{i}(m)$$

$$s_{i2} \cdot m^{2} + s_{i1} \cdot m^{1} + s_{i0} = q_{i}(m)$$
(2)

На рисунке 2 представлены уравнения блеска по обеим координатам: исходные и после внесения поправок. В обоих случаях заметно выравнивание уравнений. Улучшения систематики также можно отметить и на векторных полях осредненных разностей (О–С), составленных по всем звёздам (рисунок 3). В центральной части поля, в котором располагается целевой объект, улучшения не существенны, однако они заметны ближе к краям изображения и наибольший интерес представляют для фоновых объектов, расположение которых на кадре может быть произвольным.

В таблице 2 приведены исходные (Исх.) и исправленные (Исп.) значения следующих параметров, осредненных по всем измеренным пластинкам: ошибки единицы веса редукции, среднеквадратической ошибки одной разности (О–С) по всем измеренным на кадрах звёздам и среднеквадратические ошибки среднего значения (О–С) по тому же набору звёзд. Большие значения в отдельных точках по краям поля связаны с малым количеством осредняемых звёзд и не являются значимыми.



Рис. 2. Уравнения блеска. Исходные и исправленные. ((О–С) по прямому восхождению приведено к экватору).



Рис. 3. Векторные поля усредненных разностей: а) исходные, б) исправленные. (Масштаб ~450 mas/pix).

Сраница раниции	R	A	DEC		
Средние величины	Исх.	Исп.	Исх.	Исп.	
Ошибка единицы веса, мсд	137.13	133.14	154.89	137.41	
СКО одной разности, мсд	245.71	239.76	247.91	235.19	
СКО среднего, мсд	21.94	21.24	22.36	21.06	

Таблица 2. Изменение точности редукции.

Измерение объектов

После установления параметров модели учета систематических эффектов, описанной выше, был выполнен следующий этап — измерение объектов на фотопластинке. Среди измеренных на пластинках точек выполнялся поиск двух типов измеряемых объектов. Во-первых, избранные малые планеты, наблюдения которых и были целью при получении кадра. Помимо них, измерялись звёзды с большими собственными движениями, содержащиеся в каталоге LSPM, которые могли попасть на изображение в качестве фоновых объектов. В результате, для ИМП было получено 27 наблюдений 10 малых планет, а для объектов из каталога LSPM: 49 наблюдений для 49 звёзд (Таблица 3).

Параметр	ИМП	LSPM
Кол-во объектов	10	49
Кол-во измеренных поло- жений объекта	27	49
Средняя ошибка (O–C)ra*cos(dec), mas	± 62.4	± 46.8
Средняя ошибка (О–С)dec, mas	± 42.48	± 38.2

Таблица 3. Измерение объектов.

В качестве эфемеридного значения для ИМП использовались данные, полученные генератором эфемериды интернет-ресурса Института Небесной Механики и Вычисления Эфемерид (IMCCE, www.imcce.fr). Данный источник был выбран за удобство и простоту использования. Для звёзд с большими собственными движениями сравнение наблюденных координат производилось с данными из каталога LSPM. На рисунке 4 представлены величины (O–C) всех измеренных объектов.



Рис. 4. Распределение (О–С) по звёздным величинам объектов: ИМП – *слева*, LSPM - *справа*. (Величины по RA приведены к экватору).

Заключение

Для 47 фотографических пластинок, оцифрованных на планшетном сканере выполнена астрометрическая редукция. На основе полученных разностей вида (О–С) для ~8500 измеренных звёзд опорного каталога UCAC3 выполнено исследование систематических ошибок, связанных с яркостью звезд и их измеренным положением на фотопластинке. В результате средняя ошибка единицы веса по координатам составила 133 и 137 мсд. Данный уровень точности превосходит точность по аналогичному показателю, достигнутую при переводе результатов первых редукций в систему HCRF.

На среднюю эпоху наблюдений (1970.1) средняя ошибка каталога UCAC3 составит ~169 мсд. С учетом средней ошибки одной разности (~240 мсд), полученная точность измеренных координат составит ~70 мсд, что соответствует уровню фотографических наблюдений высокой точности.

Для 10 ИМП было получено 27 положений со средними значениями ошибок величин (О–С) равными: ± 62.4 и ± 42.48, по прямому восхождению и склонению соответственно. Данные значения находятся на достаточно высоком уровне точности для фотографического материала, полученного в прошлом столетии.

При обработке пластинок с ИМП было найдено 49 звёзд с большими собственным движением из каталога LSPM. Средние значения ошибок (О–С) для полученных положений: ± 46.8 и ± 38.2 мсд по прямому восхождению и склонению соответственно. Полученные результаты делают целесообразным поиск подобных объектов среди звёзд фона для получения ранних эпох этих звезд и их последующего использование для уточнения собственных движений.

Литература

- 1. *Нумеров Б.В.* К вопросу об определении систематических ошибок склонений фундаментальных звезд. 1933. Бюллетень Астрономического Института. №32. С. 139–147.
- 2. *Brouwer D*. On the determination of systematic correction to star position from observations of minor planets. 1935. A.J., 44, p. 57.
- 3. *Yu.V. Batrakov et al.* Hipparcos catalogue orientation as obtained from observation of minir planets. A&A, 352, 703–711. 1999.
- 4. *Zacharias et al.* The Third US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC3). The Astronomical Journal, Volume 139, Issue 6, pp. 2184–2199. 2010.
- Sebastien Lepine, Michael M. Shara, R. Michael Rich, A. Wittenberg, M. Halmo, B. Bongiorno. A New All-Sky Catalog of Stars with Large Proper Motions. To appear in proceedings of IAU Symposium No. 248 – A Giant Step: from Milli- to Micro-arcsecond Astrometry, Shangai : China (2007).
- 6. *Hambly, N.C.; Miller, L.; MacGillivray, H.T.; Herd, J.T.; Cormack, W.A.* Precision astrometry with SuperCOSMOS. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 298, Issue 3, pp. 897–904. 1998.
- 7. Zacharias, N., Winter, L., Holdenried, E.R., de Cuyper, J.-P., Rafferty, T.J., Wycoff, G.L. The StarScan Plate Measuring Machine: Overview and Calibrations. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 120, issue 868, pp.644–654. 2008.
- 8. *Vicente, B.; Abad, C.; Garzón, F.* Astrometry with Carte du Ciel plates, San Fernando zone. I. Digitization and measurement using a flatbed scanner. Astronomy and Astrophysics, Volume 471, Issue 3, September I 2007, pp.1077–1089. 2007.

9. *Хруцкая Е.В., Калинин С.И., Бережной А.А., Ховричев М.Ю.* Использование планшетных сканеров для оцифровки и новой редукции фотографических пластинок: метод калибровки, вычисление измеренных координат, оценки точности. 2010 (в печати).

RESULTS OF ASTROMETRIC REDUCTION DIGITIZED PHOTOGRAPHIC PLATES OF PULKOVO OBSERVATORY

Berezhnoy A.A.

Pulkovo Observatory of Russian Academy of Sciences

Summary

This paper represents the first result of astrometric reduction digitized photographic plates performed with Normal Astrograph of Pulkovo Observatory. Plate meterial obtained in second half of 20th century for the international program of observation Selected Minor Planet (SMP). The measurements were performed on the flatbed scanner Microtek ScanMaker i900 with accidental error ~0.3 μ m. There was performed a systematic correction based on differences (O–C) of measured stars. The application of this method allows to improve the magnitude equation simultaneously with systematic relations in instrumental coordinates plane. There was obtained 27 positions of 10 SMP's with mean values of (O–C) errors equal to \pm 62.4 $\mu \pm$ 42.48 in RA and DEC accordingly. Also, the 49 stars with large proper motion (LSPM) have founded among background stars. Their mean positional accuracy are \pm 46.8 and \pm 38.2 mas in both coordinates.

ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ В АТМОСФЕРЕ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И СПОКОЙНОГО СОЛНЦА

Голодков Е.Ю., Просовецкий Д.В.

Институт солнечно земной физики СО РАН, г. Иркутск

1. Введение

Солнечный ветер (СВ), предсказанный Всехсвятским и др. [1] и Паркером [16] из условий равновесия вещества короны, изучается с середины ХХ века. Первые прямые доказательства существования потока плазмы солнечного происхождения были получены советскими космическими аппаратами Луна-2 и Луна-3 [2]. По наблюдениям, выполненных на космическом аппарате «Маринер-2» [15], было обнаружено, что в СВ присутствуют медленная и быстрая компоненты. Кроме того, на орбите Земли фиксируется и спорадическая компонента, которая связана с корональными выбросами массы [17]. Медленная компонента СВ существует всегда, быстрая наблюдается периодически и уверенно отождествлена с корональными дырами (КД) – областями униполярного магнитного поля с открытой конфигурацией, пониженной температурой и концентрацией плазмы [10]. Фиксируемые на орбите Земли характеристики солнечного ветра различны. Медленная компонента CB достигает скоростей порядка 400 км/с, быстрая – 800 км/с. Исследования скоростей СВ в зависимости от расстояния от поверхности Солнца обнаруживает, что быстрая компонента СВ достигает сверхзвуковых скоростей уже на расстоянии меньше 1-го солнечного радиуса, в то время как скорость медленной компоненты становится сверхзвуковой на расстояниях порядка 10 солнечных радиусов [5].

Несмотря на то, что характеристики СВ на орбите Земли хорошо известны, до сих пор точно не установлены солнечные источники, из которых плазма истекает в межпланетное пространство, механизмы ускорения вещества в хромосфере, переходной области и нижней короне, а так же высоты, на которых формируются различия скоростей медленной и быстрой компонент СВ. По результатам наблюдений можно предположить, что источники СВ расположены, повидимому, в переходной области. Так, авторы работы [19], основываясь на спектральных наблюдениях полярных корональных дыр, сделали вывод, что источники солнечного ветра и высоты первоначального его ускорения расположены на атмосферных уровнях выше хромосферы между 5 000 и 20 000 км и связаны с крупномасштабными открытыми магнитными полями. Авторами работ [13, 7, 20] на основе наблюдений солнечной атмосферы и результатах моделирования ее характеристик было высказано предположение, что зарождающийся быстрый солнечный ветер может быть ускорен в магнитных трубках, сосредоточенных на границах супергрануляционных ячеек [8, 18], которые расширяются с высотой от переходной области до нижней короны.

Однако до сих пор не выяснено, на какой высоте формируются различия в скоростях между медленной и быстрой компонентами солнечного ветра и какие особенности строения солнечной атмосферы отвечают за это различия. Кроме того, точно не известны и значения скоростей компонент СВ на высотах солнеч-

ной атмосферы менее 1 солнечного радиуса. Немногочисленные, в силу особенностей спектральных наблюдений ультрафиолетового (УФ) излучения, измерения скоростей вещества в солнечной атмосфере производятся, как правило, на лимбе Солнца и дают информацию только о проекции скорости на луч зрения. Так, авторами работы [24] при спектральных УФ наблюдениях полярной корональной дыры были получены значения проекционных скоростей в направлении наблюдателя до 30 км/с в переходной области. В работе [25] для экваториальной полярной дыры, расположенной вдали от центрального меридиана, были измерены проекционные скорости ~20 км/с на границе хромосферы и переходной области. Гуптой и его соавторами [6] были измерены скорости ярких особенностей в спектральных линиях УФ излучения за лимбом полярной корональной дыры. Было найдено, что скорости этих особенностей меняются от 130 км/с в хромосфере до 330 км/с в нижней короне. Авторами было сделано предположение, что в описанных наблюдениях были зафиксированы эффекты распространения волн в атмосфере Солнца. Однако, представленные в работе [6] наблюдения позволяют интерпретировать наблюдавшийся эффект как движение вещества.

Другой важной характеристикой плазмы солнечной атмосферы и CB является значение нетепловой компоненты скорости δV . Эта характеристика позволяет оценить волновой поток $F = \rho(\delta V)^2 V_A$, где ρ – плотность плазмы, V_A – альфвеновская скорость. В работе [3], выполненной на основе наблюдений УФ спектрометра SUMER [21], изучались нетепловые движения плазмы в диапазоне температур от $2 \cdot 10^4$ до 10^6 К. Авторами [3] был получен высотный профиль, в котором присутствовал резкий рост нетепловой компоненты скорости при хромосферных температурах и ее максимум при температуре $3 \cdot 10^5$ К, что косвенно указывает на место выделения энергии волнового потока в переходной области. Отметим так же, что по существующим на сегодняшний день теориям, диссипация энергии волн в солнечной атмосфере происходит на неоднородностях плазмы [9]. В этом случае количество диссипированной энергии в единице объема за

единицу времени для колмогоровской турбулентности $Q \approx \frac{\rho \langle \partial V \rangle^2}{l}$, где l – ха-

рактерный масштаб неоднородностей плазмы, также зависит от нетепловой компоненты скорости δV .

Таким образом, спектральные наблюдения ультрафиолетового излучения в линиях, формирующихся в диапазоне температур от 10^4 до 10^6 К, могут дать ценную информацию о скоростях вещества от хромосферы до короны и, следовательно, о высотной структуре атмосферы Солнца. В данной работе мы исследуем высотное распределение скорости и нетепловой компоненты скорости плазмы в КД и над спокойным Солнцем для областей, расположенных вблизи центра солнечного диска.

2. Наблюдения и их обработка

Для изучения спектральных характеристик ультрафиолетового излучения в солнечной атмосфере нами были использованы данные инструмента SUMER и изображения полного диска Солнца инструмента EIT спутника SOHO. Наблюдения УФ спектрометра SUMER ведутся в диапазоне длин волн от 500 до 1600 Å в диапазоне температур от 10^4 до 10^6 K, которые позволяют по доплеровскому

смещению и уширению спектральных линий измерять объемные и случайные движения с точностью 1-2 км/с и с пространственным разрешением порядка 1" дуги. Более полное описание рабочих характеристик SUMER можно найти в работах [22, 23, 11]. Ультрафиолетовый телескоп ЕІТ позволяет получать изображения солнца в 4 линиях ультрафиолетового излучения с пространственным разрешением до 2.629". Нами использовались изображения ЕІТ в корональной линии Fe XII λ = 195Å для пространственной привязки положения щели SUMER к объектам в солнечной атмосфере.



Рис. 1. Проекция щели спектрометра SUMER на изображения Солнца, полученные в линии Fe XII λ = 195Å прибором EIT: a. 29.05.1999; б. 5.04.2007; в. 28.03.2007.

Для исследования были выбраны 3 серии наблюдений SUMER, проводившихся 5.04.2007, 28.03.2007 и 29.05.1999. На рисунке 1 расположение щели спектрометра нанесено на изображения ЕІТ в линии Fe XII $\lambda = 195$ Å белыми вертикальными линиями. Из рисунка видно, что 5.04.2007 и 28.03.2007 щель спектрометра была расположена на участках спокойного солнца (рис. 16,в), а 29.05.1999 на небольшой КД, расположенной в южном полушарии (рис. 1а). На рисунке 1 видно, что щель в данных наблюдениях была расположена по направлению Север-Юг (как и в большинстве наблюдений SUMER). Размер щели для трех дат наблюдений был равен 120" дуги. Несколько вертикальных линий, нанесенных на изображение ЕІТ, соответствуют положениям щели спектрометра при наблюдениях, выполненных в различное время в течение одного наблюдательного дня.

В выбранных данных SUMER были выделены яркие спектральные линии, заметно выделяющиеся относительно фона и соседних линий. Список линий, использовавшийся в работе, указан в таблице 1. Температура формирования линий определялась по базе данных спектральных линий Кьянти (Chianti). Для обработки данных использовались библиотеки *SolarSoft* для IDL. Согласно методике, изложенной в работах [23, 24], спектральные данные корректировались на геометрические искажения по пространственной и спектральной координатам. В профиль исследуемой спектральной линии вписывалась гауссиана и определялись наблюдаемая длинна волны и ширина на половине максимума линии. Скорость вещества определялась по доплеровскому сдвигу линии согласно выражению:

$$V = (1 - \frac{\lambda}{\lambda_0}) \cdot c \tag{1}$$

где λ – наблюдаемая длинна волны, λ_0 – длина волны, которую излучает покоящийся ион, а *с* – скорость света.

Ион	Длина волны	Температура
	спектральной линии, Å	формирования линии, К
	Спокойное Солні	te 2007-04-05
Si II	1309.28	$1.35 \cdot 10^4$
ΙO	1264.74	$1.35 \cdot 10^4$
CI	1315.9	$1.38 \cdot 10^4$
ΟI	1041.70	$1.62 \cdot 10^4$
C II	1037.0	$3.72 \cdot 10^4$
Si III	1206.50	$4.78 \cdot 10^4$
Si IV	1402.8	$7.08 \cdot 10^4$
Si IV	1393.80	$7.08 \cdot 10^4$
N V	1238.82	$1.74 \cdot 10^5$
N V	1242.8	$1.74 \cdot 10^5$
O VI	1037.64	$2.75 \cdot 10^5$
O VI	1031.93	$3.20 \cdot 10^5$
ΟI	1028.04	$1.02 \cdot 10^{6}$
	Спокойное Солнце 2	2007-03-28
Si II	1309.28	$1.35 \cdot 10^4$
ΟI	1302.17	$1.51 \cdot 10^4$
ΟI	1152.15	$1.62 \cdot 10^4$
Si IV	1402.8	$7.08 \cdot 10^4$
N V	1238.82	$1.74 \cdot 10^5$
N V	1242.8	$1.74 \cdot 10^5$
O VI	1031.93	$3.20 \cdot 10^5$

Таблица 1.
Ион	Длина волны	Температура					
	спектральной линии, Å	формирования линии, К					
Корональная дыра 1999-05-29							
Si II	1197.39	$1.27 \cdot 10^4$					
C III	977.03	$7.00 \cdot 10^4$					
S VI	933.4	$1.74 \cdot 10^5$					
N V	1242.80	$1.74 \cdot 10^5$					
O VI	1031.93	$3.20 \cdot 10^5$					
Ne VI	1010.21	$4.07 \cdot 10^5$					
Si VIII	944.38	$7.80 \cdot 10^5$					
Mg X	1219.59	$1.00 \cdot 10^{6}$					

Ошибка измерения доплеровских скоростей может быть оценена из соображения, что погрешность определяется точностью измерения положения максимума вписанной гауссианы и равна 1 точке по спектральной координате в исходных данных. Согласно (1) нетрудно получить, что такой ошибке соответствует скорость ~12 км/с.

По найденной ширине линии вычислялась нетепловая компонента скорости движения плазмы. Т.к. найденное уширение линии состоит из инструментального уширения и истинного уширения и профили обоих типов уширения являются гауссианами, то измеренная ширина σ_x дается соотношением:

$$\sigma_{x,meas}^2 = \sigma_{x,instr}^2 + \sigma_{x,solar}^2.$$
⁽²⁾

Компоненты скорости связаны с уширением выражениями:

EMBED Equation. 3 EMBED Equation. 3

EMBED Equation. 3 **EPE**

Гемвер Equation. 3 ГСС, (3) где $d\lambda/dx$ – дисперсия, которая принимает значения от 44.7 до 41.8 mÅ·Pixel⁻¹ в первом порядке в диапазоне длин волн 800 - 1600 Å.

Для оптически толстых линий, солнечное уширение V_{solar} дается выражением:

$$V_{solar} = \sqrt{2 \cdot k \cdot T / M_i + \xi^2} , \qquad (4)$$

где M_i – масса иона, излучающего линию, ξ – наиболее вероятная скорость нетеплового происхождения, T – ионная температура, предполагаемая равной электронной, а k – постоянная Больцмана.

По приведенной выше методике вычислялась доплеровская скорость и нетепловая компонента скорости для каждой пространственной точки щели спектрометра в направлении Север–Юг. Значения, определенные по спектральным линиям с яркими соседними максимумами для точек по пространственной координате, где процедура вписывания гауссианы давала большие ошибки, отбрасывались. На рисунках 2-4 приведены зависимости доплеровской скорости V и нетепловой компоненты скорости δV для трех дней наблюдений. По горизонтальной шкале отложены температуры формирования линий, по вертикальной – скорости V на рисунках слева и нетепловая компонента скорости δV на рисунках справа. Линией на рисунках слева соединены значения скоростей для одной из точек по пространственной координате. Значения скоростей для точек щели с разными пространственными координатами разные, поэтому в результате каждому значению температуры соответствует набор точек, растянутый по V и δV .



Рис. 2. Зависимость от температуры формирования линии доплеровской скорости V (*слева*) и нетепловой компоненты скорости δV (*справа*) для участка спокойного Солнца по данным SUMER, полеченным 5 апреля 2007 г. Линией на рисунке слева соединены значения V одной и той же точки по пространственной координате, но полученные по доплеровскому сдвигу разных спектральных линий. Положительные значения доплеровских скоростей соответствуют направлению к наблюдателю.



Рис. 3. Зависимость от температуры доплеровской скорости V (*слева*) и нетепловой компоненты скорости δV (*справа*) для участка спокойного Солнца по данным SUMER 28 марта 2007 г. Шкала температур имеет такой же размер, как и на рисунке 2.



Рис. 4. Зависимость от температуры доплеровской скорости V (*слева*) и нетепловой компоненты скорости δV (*справа*) для участка корональной дыры 29 мая 1999 г. Положение щели SUMER указано на рисунке 1а.

На рисунках положительные значения скоростей направлены к наблюдателю, отрицательные от наблюдателя.

3. Обсуждение

Заметим, что для атмосферы спокойного Солнца и корональной дыры, где можно предположить плавный рост температуры от 10^4 К в хромосфере до 10^6 К в короне и плавное падение значений концентрации от $\sim 10^9$ до $\sim 10^7$ см⁻³, большая температура формирования спектральной линии соответствует большей высоте её излучения. При этом линии, формирующиеся при $\sim 10^4$ К, можно полагать связанными с хромосферными высотами или нижней части переходной области; линии, формирующиеся при температуре $\sim 10^5$ К, вероятно, связаны с переходной областью, а при температуре $\sim 10^6$ К – с нижней короной. Ниже мы будем связывать линии и значения скорости с хромосферой, переходной областью или короной в соответствии со значениями температуры формирования линий (см. таблицу 1).

Отметим, что в наблюдательных данных 29 мая 1999 г. имелись 2 линии, формирующиеся при одинаковой температуре – S VI и N V. Тем не менее, доплеровские скорости, полученные для этих линий, имеют разные значения. Это говорит, по-видимому, о том, что, несмотря на одинаковую температуру формирования, линии излучаются из разных, но близко расположенных слоев атмосферы Солнца.

Как видно из рисунков профиль T-V отличается для участков спокойного Солнца (рисунки 2–3) и корональной дыры (рисунок 4). При этом хромосферные доплеровские скорости имеют значения порядка десятков километров в секунду на не всех зависимостях T-V рисунков 2–4. Здесь особо нужно выделить наблюдения участков спокойного Солнца 5 апреля 2007, где хромосферные скорости имеют направления, как к наблюдателю, так и от наблюдателя со значениями от -60 до +50 км/с. Этот факт согласуется с результатами работы [14], где для линий, формирующихся на границе хромосферы и переходной области, были зафиксированы скорости с красным и синим доплеровским сдвигом со значениями в десятки километров в секунду для разных областей.

Различное направление движения частиц может быть объяснено тем, что в наблюдательных данных 5 апреля 2007 г. представлено 5 линий, формирующихся при хромосферных температурах. В хромосфере магнитное поле имеет малые масштабы и для него, иногда, используется термин «магнитный ковер», который представляет собой большое количество замкнутых магнитных петель. При измерении доплеровских скоростей в петлях щель спектрографа неизбежно попадает на основания петель, связанные с магнитным полем северной или южной полярности. В петлях положительно заряженные ионы движутся по линиям магнитного поля по направлению к фотосфере или от нее в зависимости от того, какая часть петли попадает в щель спектрографа. Радиальная составляющая скорости оказывается достаточно велика, поскольку в арках основания петель можно считать практически перпендикулярными к поверхности Солнца. Таким образом, измеренные доплеровские скорости соответствуют не только тем ионам, которые придут к орбите Земли в виде CB, но и тем, которые движутся в петельных структурах и никогда не покинут солнечную атмосферу. Как может быть замечено из рисунков 2–4, на границе хромосферы и переходной области начинается резкий рост скорости частиц, движущихся по направлению к наблюдателю. Отличия в значениях скоростей в областях, связанных со спокойными областями и корональной дырой, формируются в переходной области. Скорости в спокойных областях при температуре $3 \cdot 10^5$ K составляют в одном случае ~60 км/с, а в другом ~100 км/с. Скорости вещества в корональной дыре уже при температуре 10^5 K имеют значения ~250 км/с, т.е. для

этой температуре согласно соотношению $V_s = \left(\frac{\gamma Z k T}{M_i}\right)^{\frac{1}{2}}$ являются сверхзвуковы-

МИ.

Зависимости *T-V* на рисунках 2 и 4 имеют выраженный максимум при температурах переходной области, далее следует плавных спад, а для корональной дыры после температур $3 \cdot 10^5$ K до $3 \cdot 10^6$ K снова начинается рост. Такой спад невозможно объяснить в рамках существующих моделей атмосферы спокойных областей и корональных дыр. Наблюдения, представленные в настоящей работе, тоже не могут его объяснить. Однако можно высказать предположение, что падение скорости частиц в переходной области вызывает магнитного поле, перпендикулярное радиусу Солнца и связанное с крупномасштабными арочными структурами, вершина которых расположена в переходной области. Это предположение, конечно, нуждается в наблюдательных подтверждениях.

Значения доплеровских скоростей для одной линии излучения (и для одной температуры) имеют большой разброс для точек, расположенных в разных областях. Мы проверили соответствие максимумов и минимумов значений скорости особенностям УФ излучения на изображениях ЕІТ, полученных в линии Fe XII λ = 195Å. На рисунке 5 вверху показан участок изображения ЕІТ, соответствующий положению щели спектрометра для участка спокойного Солнца 5 апреля 2007 г. На рисунке внизу сплошной линей изображен срез участка изображения, соответствующий положению щели, а пунктирной – профиль значений доплеровской скорости для этих же точек. Как видно из рисунка, соответствия интенсивности излучения линии Fe XII λ = 195Å и особенностей профиля доплеровских скоростей нет. Мы проделали такое сравнение для всех линий излучения, но нам не удалось найти структуры излучения, связанные с высокими или низкими скоростями вещества.

Полученные значения доплеровских скоростей в корональной дыре оказались выше, чем найденные в работах [14, 24]. Это различие значительно превышает возможную ошибку при измерении доплеровского сдвига скорости по использовавшейся методике (напомним, она оценена в разделе 2 как 12 км/с). Возможными причинами такого различия могут быть: во-первых, проекционные эффекты в зависимости от положения КД на диске Солнца; во-вторых, различия характеристик атмосферы корональных дыр. Эти предположения возможно проверить только измерением скоростей в достаточно большом количестве КД и желательно по данным другого инструмента, например, УФ спектрометра EVE, расположенного на борту SDO.

На рисунках 2–4 справа представлены измеренные значения нетепловой компоненты скорости. Для корональной дыры (рисунок 4) средние значения δV составляют ~70 км/с, а максимальные ~140 км/с. Для участков спокойного

Солнца эти значения составляют соответственно ~10 км/с и ~20 км/с в наблюдениях 28 марта 2007 г., ~30 км/с и ~60 км/с для хромосферных высот и ~20 км/с и ~40 км/с на высотах переходной области в наблюдениях 5 апреля 2007 г. Таким образом, в корональной дыре найдены большие значения нетепловых скоростей вещества по сравнению со спокойным Солнцем. Это, возможно, указывает на то, что волновой поток $F = \rho (\delta V)^2 V_A$ в КД выше по сравнению со спокойным Солнцем. Волновой поток в атмосфере Солнца считается одним из возможных источников нагрева короны и ускорения солнечного ветра. Однако механизмы выделения его энергии на различных высотах указать точно на сегодняшний день не удается. Большие значения волнового потока в атмосфере корональных дыр, возможно, приводит к избыточному выделению его энергии на уровне верхней хромосферы и нижней переходной области, что находит свое подтверждение в микроволновых наблюдениях [12].



Рис. 5. *Вверху:* участок изображения ЕІТ в линии Fe XII $\lambda = 195$ Å, соответствующий положению щели SUMER в 13:05 UT 5 апреля 2007 г. Изображение развернуто по часовой стрелке на 90°. *Внизу:* интенсивности на изображении ЕІТ в месте положения щели (сплошная линия, относительные единицы) и значения доплеровской скорости в этих точках (пунктирная линия, шкала слева).

Таким образом, различия в скоростях медленной и быстрой компонент солнечного ветра в исследованных случаях формируются уже в переходной области. Возможно, причиной дополнительного ускорения быстрой компоненты солнечного ветра в корональной дыре является волновой поток, значения которого в несколько раз выше по сравнению со спокойным Солнцем в предположении одинаковых значений магнитного поля на высотах переходной области.

4. Заключение

В настоящей работе были получены следующие основные результаты:

1. Согласно изученным наблюдательным данным значения доплеровских скоростей в корональной дыре выше, чем на спокойном Солнце уже в переходной области. Скорости вещества по направлению к наблюдателю резко возрастают на границе хромосферы и переходной области. В переходной области корональной дыры скорости вещества приобретают сверхзвуковые значения.

2. В переходной области для участков корональной дыры и спокойного Солнца при температурах ~ 3.10⁵ К скорость вещества падает. Падение доплеровской скорости в переходной области не связано с уменьшением нетепловой компоненты скорости в этих областях.

3. Особенности пространственного профиля скорости по щели спектрометра не связаны с повышенной или пониженной интенсивностью излучения корональной линии ультрафиолетового излучения.

4. Значения нетепловой компоненты скорости в корональной дыре в 2-3 раза выше по сравнению со спокойным Солнцем.

Авторы благодарят РФФИ за грант 10-02-16096-моб_з_рос, предоставленный для участия в III Пулковской молодежной астрономической конференции, по результатам которой была сделана эта работа.

Литература

- 1. Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Пономарев Е.А., Чередниченко В.И. К вопросу о корпускулярном излучении Солнца // Астроном. журнал, 1955, Т. 32, Вып. 2, С. 165–170.
- 2. Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д., Рыбчинский Р.Е. Изучение межпланетного ионизованного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете // Докл. АН СССР, т. 131, 1960, № 6, С. 1302–1304.
- 3. *Chae J., Hle U.S., Lemaire P.* SUMER measurements of nonthermal motions: constraints on coronal heating mechanisms // Astrophysical Journal, 1998, 505, p. 957–973.
- 4. *Cranmer S.R.* Coronal holes and the high-speed solar wind // Space Science Reviews, 2002, V. 101, Issue 3, p. 229–294.
- Cranmer S.R. Coronal Heating Versus Solar Wind Acceleration // Proceedings of the SOHO 15 Workshop - Coronal Heating. 6-9 September 2004, St. Andrews, Scotland, UK (ESA SP-575). Editors: R.W. Walsh, J. Ireland, D. Danesy, B. Fleck. Paris: European Space Agency, 2004., p.154.
- 6. *Gupta G.R., Banerjee D., Teriaca L., Imada S., Solanki S.* Accelerating waves in polar coronal holes as seen by EIS and SUMER // The Astrophysical Journal, 2010, V. 718, C. 11–22.
- 7. *Hackenberg P., Marsch E., Mann G.* On the origin of the fast solar wind in polar coronal funnels // A&A, 2000, 360, 1139–1147.
- 8. *Hassler D.M., Wilhelm K., Lemaire P., Schuhle U.* Observations of polar plumes with the SUMER instrument on SOHO // Solar Physics, 1997, Volume 175, Issue 2, pp. 375–391.
- 9. Holzer T.E., Leer E. Coronal Hole structure and the high speed solar wind // European Space Agency, 1997, p. 65
- 10. *Hundhausen A.J.* Coronal Expansion and Solar Wind, Berlin-Heidelberg-New York, 1972, Springer-Verlag.

- 11. Lemaire P., Wilhelm K., Curdt W., Schule U. First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO II. Imagery and Data Management // Solar Physics, 1997, v. 170, Issue 1, p. 105–122.
- 12. *Maksimov V.P.*, *Prosovetsky D.V.*, *Grechnev V.V. et al.* On the Relation of Brightness Temperatures in Coronal Holes at 5.7 and 17 GHz // Publ. of the Astronomical Society of Japan, 2006, V.58, No.1, pp. 1–10.
- 13. *Marsch E., Tu C.-Y.* Solar wind and Chromospheric network// Solar Physics, 1997, v. 176, p. 87–106.
- 14. *McIntosh S.W., Leamon R.J., De Pontieu B.* The spectroscopic footprint of the fast solar wind // The Astrophysical Journal, 2011, 727.
- 15. *Neugebauer M., Snyder C.W.* Mariner 2 observations of the solar wind 1. Average properties // J. Geophys. Res., 1966, 71, 4469.
- Parker E. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields // Astrophys. J., 1958, V. 128, p. 664.
- 17. *Sheeley N.R. Jr., Howard R.A., Michels et al.* Coronal mass ejections and interplanetary shocks // Journal of Geophysical Research, 1985, vol. 90, p. 163–175.
- 18. *Teriaca L., Poletto G., Romoli M. and Biesecker D.A.* Interplume as source of the fast solar wind // Mem. S.A.It., Vol. 74, 713.
- 19. *Tu C.Y., Zhou C., Marsch E., Xia L.D., Wilhelm K.* Solar Wind Origin in Coronal Funnels // Science, 22 April 2005, Vol 308, p. 519–523.
- 20. Vocks C., Marsch E. Kinetic results for Ions in the Solar Corona with Wave- Particle Interactions and Coulomb Collision // The Astrophysical Journal, 2002, Vol. 568, p. 1030–1042.
- 21. Wilhelm K., Axford W. I., Curdt W. et. a.l. SUMER: Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation // In ESA, The SOHO Mission. Scientific and Technical Aspects of the Instruments, 1988, p. 31–37.
- 22. Wilhelm K., Curdt W., Marsch E. SUMER Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation // Solar Physics, 1995, Volume 162, p. 189–231.
- 23. Wilhelm K., Lemaire P., Curdt W. First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO I. Spectra and Spectroradiometry // Solar Physics, 1997, v. 170, p. 75–104.
- 24. Wilhelm K., Dammasch I.E., Marsch E., and Hassler D.M. On the source regions of the fast solar wind in polar coronal holes // Astron. Astrophys., 2000, 353, 749–756.
- 25. Xia L.D., Marsch E., Curdt W. On the outflow in an equatorial coronal hole // A&A, 2003, 399, L5–L9.

PLASMA VELOCITIES ALTITUDE DISTRIBUTION OF THE QUIET SUN AND THE CORONAL HOLE ATMOSPHERE

Golodkov E.Yu., Prosovetsky D.V.

Institute of solar-terrestrial physics, Irkutsk, Russia

Summary

According to spectral UV data obtained by spectrograph SUMER of spacecraft SOHO altitude distributions of plasma velocities over the quiet Sun and coronal hole were found. Line-of-sight Doppler velocities and broadening of spectral line were defined for these areas. It has been found in the coronal hole the Doppler velocities reach up to \sim 100 km/s at the high chromosphere level and up to \sim 230 km/s at the transition zone and the low corona. On the quiet Sun, the plasma velocities were lower than in coronal hole and their maximum values do not exceed 80 km/s. The analysis of the velocity altitudes distributions has shown that distinc-

tion of solar wind velocities of quiet and coronal holes areas formed in transition zone. Comparison of altitude profiles of broadening of spectral line in coronal hole and quiet Sun areas has shown, that these values in coronal hole is higher and become greater with height increase, and on the quiet Sun fall or remain invariable.

МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ КОЛЕЦ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Карпова А.В.¹, Варшалович Д.А.²

¹СПбГПУ ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

1. Введение

Планетарная туманность (ПТ) – это очень разреженная и протяженная светящаяся газовая оболочка, окружающая горячую звезду. Она формируется на поздней стадии эволюции этой звезды из ее вещества. Сама звезда, как правило, находится в центре туманности и видна как яркая точка. В настоящее время в нашей Галактике наблюдается свыше 2000 планетарных туманностей.

На рис. 1 представлены эволюционные треки звезд с массами 1, 5 и 25 M_{\odot} . ПТ образуют звезды небольших масс. Массивные звезды в конце эволюции вспыхивают как сверхновые.



Рис. 1. Эволюционные треки звезд. Жирные отрезки соответствуют основным стадиям горения в ядре. Для M <2.3М происходит ГВЯ (гелиевая вспышка в ядре), после чего начинается спокойное горение гелия ${}^{4}He$. После выгорания ⁴*He* в ядре звезды переходят на Р-АВГ (ранняя асимптотическая ветвь гигантов). Когда ядро, свободное от ${}^{4}He$, достигает массы ~ $0.53M_{\odot}$, начинаются ТВ (тепловые вспышки в слоевом источнике ${}^{4}He$). На стадии АВГ происходит потеря массы, которая заканчивается быстрым сбросом остатка водородной оболочки в виде ПТ (планетарной туманности). СО ядро с $M \approx 0.6 M_{\odot}$ превращается в белый карлик. Эволюция более массивных звезд с М≤9 М_☉ на стадии АВГ и дальше происходит аналогично, масса ядра растет с массой звезды и равна ~1.08 M_{\odot} при массе звезды 8.8 M_{\odot} . Знаком 🔅 отмечено начало свечения ПТ, когда температура Т_{еf} звезды достигает 3.10⁴ К и начинается ионизация газа ΠT.

Наблюдения с помощью космического телескопа им. Хаббла выявили новые особенности структуры гало – концентрические кольца, вложенные друг в друга. Они имеют разную поверхностную яркость. Реально эти структуры представляют собой квазисферические оболочки, которые в проекции на плоскость неба воспринимаются как кольца. До недавнего времени считалось, что такие оболочки вокруг планетарной туманности – явление довольно редкое. Но исследователи из Испании показали, что формирование этих колец, скорее всего, является правилом, а не исключением.

Кольца нелегко идентифицировать, т.к. они лежат во внутренних частях гало, поверхностная яркость которых имеет очень крутой профиль.

Кольца известны сейчас у 11 ПТ. 8 из них рассмотрены в работе [4]. Авторы оценили верхний предел вероятности появления колец в гало туманностей – примерно 35%.

В качестве примера рассмотрим туманность NGC 6543 («Кошачий Глаз»). Она является одной из наиболее изученных планетарных туманностей.

2. Характеристики колец в туманности NGC 6543

Туманность NGC 6543 ($\alpha = 17^{4}58^{M}33.42^{c}$, $\delta = +66^{\circ}37'59.52''$) - планетарная туманность в созвездии Дракона. Расстояние до туманности составляет 1001±269 пк.

Предполагается, что центре туманности находится звезда с эффективной температурой ~80000К, светимостью $\log(L/L_{\odot}) = 4.18$, скоростью потерь массы $3.2 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ в год.

В гало туманности «Кошачий Глаз» выявлено более 10 колец, скорость их расширения составляет порядка 10 км/с. Характеристики колец были рассмотрены в работе [2].

Поверхностная яркость в линии На наводит на мысль, что кольца имеют постоянную массу (~0.00 M_{\odot}) и толщину (~1000 а.е.). Общая масса видимых оболочек ~0.1 M_{\odot} .

Расстояния между кольцами меняются от 2" до 3", или 2000–3000 а.е. с учетом расстояния до туманности в 1 кпк. Радиусы колец составляют 13.1, 15.4, 18.1, 20.2, 22.9, 24.9, 28.1, 31.3 и 35.1 тыс. а.е. Если принять стандартную скорость истечения 10 км/с, то видимые кольца имеют возраст между 6500 и 17500 лет. Интервалы между кольцами составляют 1170, 1350, 1040, 1350, 1030, 1580, 1620 и 1890 \pm 100 лет, т.е. порядка 1200 лет для внутренних колец и 1700 лет для внешних. Средний период составляет 1400 лет.

3. Теории образования колец

Выяснение механизма формирования колец имеет важное значение для понимания физических процессов в конце жизни звезды. Однако общепринятого объяснения данного явления до настоящего времени нет.

Существует четыре типа моделей образования колец:

1) модель двойной системы звезд (бинарная модель),

- 2) гидродинамическая модель,
- 3) магнитогидродинамическая модель,
- 4) модель звездных осцилляций.

Первая модель – *бинарная*. Эта модель применялась для объяснения колец в туманности «Яйцо» ([6]). В этой модели периодические приближения компаньона к центральной звезде на некотором участке орбиты отклоняют ветер этой

звезды от изотропного распространения к орбитальной плоскости системы. В направлении, перпендикулярном плоскости орбиты, возникают «бреши». Такие образования наблюдатель может воспринимать как кольца. Модель применима для периодов обращения (т.е., соответственно, периодов образования колец) до 500 лет.

В общем случае модель с большой вероятностью применима, т.к. многие звезды входят в двойные системы. Однако, эта модель плохо применима к «Кошачьему Глазу». Хотя наличие компаньона объясняет запутанную структуру туманности, но подходящие для модели периоды обращения слишком малы для NGC 6543. Также непонятны вариации периода образования колец (у NGC 6543 временной интервал между разными кольцами меняется от 1000 до 1800 лет), ведь эта модель строго периодическая.



Рис. 2. Туманность «Яйцо».



Рис. 3. Туманность «Арахис».

Вторая модель – гидродинамическая. Она использовалась для объяснения кольцевой структуры в туманности «Арахис» ([8]). Эта модель подходит для звезд, в атмосферах которых возможно образование тяжелых молекул и пыли. Частицы пыли очень чувствительны к звездному излучению. Ускорение пылевых частиц лучевым давлением приводит к увеличению столкновений между пылью и газом, импульс от пылинок передается газовой компоненте. При переходе от дозвуковой к сверхзвуковой скорости образуется ударная волна, которая формирует оболочку. В то же время волна разрежения движется в обратном направлении, в области формирования частиц пыли остается мало и требуется время для ее накопления. Затем процесс повторяется.

Эта модель хорошо объясняет квазипериодичность колец. Однако модель предполагалась сферически симметричной, непонятно, что будет при наличии выделенного направления, как наблюдается у NGC 6543. Также модель применима не для всех звезд, лучше всего она подходит для углеродных звезд, в атмосферах которых должно образовываться достаточное количество пыли.

Следующая модель – *магнитогидродинамическая*. Модель рассматривалась на примере туманности NGC 6543 ([5]). Она основана на магнитных циклах, по-

добных Солнечному, но с гораздо большим периодом (напр., для NGC 6543 брался период 2000 лет). Оболочки сформированы в результате колебаний магнитного давления, которые происходят вследствие периодического изменения напряженности поля. Предполагается, что магнитное поле вморожено в истекающий звездный ветер. Плазма звездного ветра притягивается к местам понижения магнитного давления, а в тех местах, где оно максимально, образуются разреженные области.

Положительные стороны данной модели: магнитное поле поддерживает существование колец, модель хорошо отражает основные характеристики колец. Но эта модель строго периодична, не объясняет вариаций периода образования колец. Также существующие динамо-модели предполагают гораздо более короткие периоды осцилляций магнитного поля, такие большие периоды, как в данной модели, пока под вопросом. Необходимы исследования звезд на наличие таких магнитных полей.



Рис. 4. Туманность «Кошачий Глаз».

Четвертая модель – *модель звездных осцилляций*. Расчет проводился для туманности NGC 6543 ([9]). Полагается, что у звезды есть водородный слоевой источник. Истекающий со звезды поток вещества может влиять на приток топлива в слоевой источник, когда светимость звезды близка к эддингтоновской светимости. Когда светимость опускается ниже эддингтоновской, поток вещества со звезды уменьшается, и слоевой источник пополняется топливом. Температура в нем повышается, увеличивается поток с поверхности звезды, увеличивается светимость, уменьшается приток топлива в слоевой источник, уменьшается его температура. Этот процесс может повторяться.

Эта модель объясняет квазипериодичность колец, нет строгого периода. Хорошо отражены основные характеристики колец. Недостаток – для модели очень важно, чтобы конвективная зона была неглубокой и не оказывала действия на слоевой источник.

Был проведен независимый анализ расчетов, сделанных в работе Ван Хорна и др. Полученный результат отличается от результата данной статьи. Соответ-

ствия с наблюдательными данными, в отличие от того, что утверждалось в статье, получить не удалось.

4. Модель тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике

Предлагается еще одна гипотеза образования колец – в результате вспышек в гелиевом слоевом источнике.

У звезд массы $2.25 \le M/M_{\odot} \le ~8$ в процессе эволюции образуются углеродноно-кислородное ядро и два слоевых источника: гелиевый и водородный. Эволюция звезд на стадии горения слоевых источников как малой, так и промежуточной массы оказывается удивительно похожей. На этой стадии наблюдаемые свойства звезды – ее положение на диаграмме Герцшпрунга-Рассела – слабо зависят от полной массы и определяются, в основном, массой углеродного ядра. Все звезды движутся в среднем по одному и тому же треку, называемому конвергентным (также говорят, что звезды принадлежат AGB).

Движение по конвергентному треку сопровождается тепловыми вспышками в гелиевых слоевых источниках. Вспышки возможны лишь у звезд с $M \ge 0.52-0.53M_{\odot}$, причем количество вспышек увеличивается с ростом массы звезды. Природа этих вспышек, так же, как и вспышки в гелиевом ядре, связана с положительной теплоемкостью, ведущей к положительной обратной связи. Однако в слое положительная теплоемкость обусловлена не вырождением (гелий здесь не вырожден), а геометрией области горения (тонкий слой) и быстрым ростом скорости энерговыделения с увеличением температуры при горении гелия. Механизм неустойчивости слоевого горения не столь очевиден, как в случае вспышки в вырожденном ядре, и требует для своего обоснования детальных расчётов (см., напр., [1]). Эволюция вдоль конвергентного трека сопровождается потерей массы, что ведет в итоге к образованию белого карлика из вырожденного углеродного ядра.

Типичные времена между гелиевыми вспышками составляют 10⁴–10⁵ лет, но вполне возможны и гораздо меньшие периоды. Все зависит от массы ядра звезды.

Эволюционные треки для звезд с гелиевыми слоевыми источниками рассчитывались многими исследователями, по этому поводу написано множество статей. В большинстве случаев рассчитанные времена между гелиевыми вспышками действительно велики, но есть работы, где рассматриваются и меньшие периоды, например, работа Пачинского ([7]).

На рис. 5, взятом из работы [7], представлена зависимость между массой ядра, измеренной в Солнечных массах, и временем между вспышками.

Для $M_c = 0.56 M_{\odot}$ время между вспышками составляет ~ 7.10⁴ лет и увеличивается до ~ 10⁵ лет при $M_c = 0.57 \div -0.58 M_{\odot}$. Только для больших M_c время между вспышками уменьшается с ростом M_c по закону ([1])

$$\lg \Delta t_{TB} \approx 3.06 - 4.5 \left(M_c / M_{\odot} - 1 \right),$$
 (4.1)

где t_{TB} измеряется в годах, а M_c – масса ядра звезды. Эта формула используется и в статьях Пачинского.

Т.о., чтобы получить периоды порядка 1400 лет, как наблюдается в туманности «Кошачий Глаз», необходима такая масса ядра:

$$M_c/M_{\odot} = 0.98$$
 . (4.2)

Это значение вполне возможно, хотя типичная масса ядра звезды в центре планетарной туманности составляет 0.6 M_{\odot} .



Рис. 5. Зависимость между массой ядра, измеренной в Солнечных массах, M_c/M_{\odot} и временем между вспышками Δt .

После того, как звезда в конце стадии AGB сбрасывает оболочки, остается фактически обнаженное ядро. Согласно другим исследователям в центре туманности «Кошачий Глаз» находится звезда, масса которой составляет 1.06 M_{\odot} , что очень близко к полученному значению. (См. [3].)

В статьях Пачинского также рассматривались эволюционные треки звезд с разными массами. Было выявлено, что звезды с небольшими и средними массами в процессе эволюции потеряют свои оболочки, сформируют планетарную туманность, ядро которой превратиться, в конце концов, в белый карлик. В наиболее массивных звездах углеродно-кислородное ядро достигает массы 1.39 M_{\odot} , когда в нем развивается тепловая неустойчивость, результатом которой обычно считается наблюдаемый взрыв сверхновой I типа.

5. Новые наблюдения, необходимы для проверки разных гипотез

Для того чтобы подтвердить достоверность той или иной гипотезы, необходимы новые наблюдения.

Например, можно было бы измерить поляризацию излучения, определить магнитное поле NGC 6543. Это помогло бы понять, подходит ли магнитогидродинаическая модель к данной туманности.

Также под вопросом остается точная скорость расширения колец. Этот пункт необходимо уточнить. Предположение о том, что скорость расширения колец всегда была одной и той же, причем одинаковой для всех колец, не совсем оправдано. Например, модели образования концентрических оболочек в результате вспышек как в водородном, так и в гелиевом слоевом источнике предполагают изменение скорости истечения вещества с поверхности звезды.

Расширение туманностей и колец было определено по снимкам, сделанным с промежутком в несколько лет. Полезно было бы сравнить ряд снимков, сделанных в разные годы, и точнее определить особенности расширения отдельных колец.

Пока открытым остается вопрос о точном количестве оболочек вокруг «Кошачьего Глаза». С улучшением технических характеристик телескопов определяют все более и более слабые кольца вокруг туманности, но в пока их описание отсутствует. Необходимо продолжать работу в данном направлении.

6. Заключение

В настоящее время существует несколько моделей образования колец вокруг планетарных туманностей. Ни одна из них не является общепризнанной, каждая модель описывает только часть характеристик колец и имеет свои преимущества и недостатки.

Предложенную в работе гипотезу образования колец в результате вспышек в гелиевом слоевом источнике вполне возможно использовать для объяснения данного явления наравне с остальными моделями.

Необходимы дальнейшие теоретические расчеты, доработки моделей и астрофизические наблюдения, чтобы определить достоверность той или иной гипотезы.

Понимание механизма образования колец очень важно, т.к. это помогло бы понять, какие процессы происходят в конце жизни звезды.

Литература

- 1. Бисноватый-Коган Г.С. Физические вопросы теории звездной эволюции // М.: Наука. 1989.
- 2. *Balick. B., Wilson J.* NGC 6543: the rings around the Cat's Eye // AJ. 2001. V. 121. P. 354–361.
- 3. *Bianchi L., Cerrato S., Grewing M.* Mass loss from central stars of planetary nebulae: the nucleus of NGC 6543 // A&A. 1986. V. 169. P. 227–236.
- 4. Corradi R.L.M., Sanchez-Blazques P., Mellema G., Gianmanco C., Schwarz H.E. Rings in the haloes of planetary nebulae // A&A. 2004. V. 417. P. 637–646.
- 5. *Garcia-Segura G., Lopez J.A., Franco J.* Late AGB magnetic cycles: magnetohydrodynamic solutions for the Hubble Space Telescope planetary nebulae rings // ApJ. - 2001. – V. 560. – P. 928–933.
- 6. Harpaz A., Rappaport S., Soker N. The rings around the Egg Nebula // ApJ. 1997. V. 487. P. 809–817.
- 7. *Paczynski B*. Core mass-interflash period relation for double shell source stars // ApJ. 1975. V. 202. P. 558–560.
- 8. Simis Y.J.W., Icke V., Dominik C. Origin of quasi-periodic shells in dust forming AGB Winds // A&A. 2001. V. 371. P. 205-221.
- 9. Van Horn H.M., Thomas J.H., Frank A., Blackman E.G. Fuel-supply-limited stellar relaxation oscillations: application to multiple rings around asymptotic giant branch stars and planetary nebulae // ApJ. – 2003. – V. 585. – P. 983–992.

THE FORMATION OF MULTIPLE RINGS AROUND PLANETARY NEBULAE

Karpova A.V¹., Varshalovich D.A.² ¹SPbSPU ²Ioffe PTI

Summary

In this paper we present several models for the formation of multiple concentric shells around planetary nebulae including a new mechanism – the formation of rings as a result of thermal pulses in helium shell source. We present their advantages and disadvantages and new observations required to determine reliability of different hypotheses.

КАК ЗЕМЛЯ «ПЛАВАЕТ» В НЕБЕ ЛУНЫ

Кондратьев Б.П.^{1,2}, Гибаев Д.И.¹, Смирнова Г.С.¹

¹Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

Получены нелинейные уравнения пространственного движения центра Земли в системе селеноцентрических координат. Они записаны в параметрическом виде, где параметром является время. Исключение времени из уравнений дает кривую, описываемую трансцендентным уравнением. Во втором приближении по е² найдены уравнения движения Земли в картинной плоскости лунного наблюдателя. В первом приближении орбита есть эллипс с наклоном главной оси к лунному меридиану. С учетом возмущений на Луну от Солнца разность моментов времени прохождения Луны через узел и точку перигея становится функцией времени, что определяет изменение фазы и влияет на эволюцию орбиты Земли в небе Луны. В этом случае эллипс превращается в розеточную орбиту. В указанном втором приближении эллипс превращается в кривую более сложной формы, которая эволюционирует и со временем всюду плотно заполняет прямоугольник, вытянутый вдоль лунного меридиана.

1. Постановка задачи и её решение

Определяем две неподвижные системы координат Oxyz и Ox'y'z', связанные с центром Луны. Ось Ox в обоих случаях направлена по линии узлов лунной орбиты. Ось Oz стоит в первом случае перпендикулярно плоскости лунной орбиты, а во втором направлена параллельно геометрической оси Луны. Тогда угол между осями Oz и Oz' равен углу I+i между плоскостью орбиты Луны и плоскостью её экватора. Соответствующие формулы преобразования

$$x' = x, y' = y \cos(J + i) - z \sin(J + i), z' = y \sin(J + i) + z \cos(J + i).$$
(1)

Координаты Земли, видимой из центра Луны, в первой системе отсчета равны

$$x = R \cos \left[\Theta + \tau\right],$$

$$y = R \sin \left[\Theta + \tau\right],$$

$$z = 0,$$

(2)

где для краткости обозначено

$$\Theta = \Omega(t - t_0), \quad \Omega = \frac{2\pi}{27.32166 \,\ddot{a}} = 2.6617 \cdot 10^{-6} \tilde{n}^{-1}, \quad (3)$$

и t_0 – момент прохождения Луны через узел. Величина $\tau(t)$ в правых частях (2) есть оптическая (геометрическая) либрация Луны по долготе. Она является нечетной периодической функцией от времени t (см. формулу (16)).

При переходе ко второй системе координат вместо формул (2) имеем

$$\begin{aligned} x' &= R \cos \left[\Theta + \tau\right], \\ y' &= R \cos (J + i) \sin \left[\Theta + \tau\right], \\ z' &= R \sin (J + i) \sin \left[\Theta + \tau\right]. \end{aligned}$$
(4)

При наблюдениях с поверхности Луны надо пользоваться вращающейся системой координат $O\bar{x} \bar{y} z'$, которая с момента прохождения нашим спутником точки узла успевает повернуться вокруг оси z' на угол $\Theta = \Omega(t - t_0)$. При этом центр Земли сместится на $-\Theta$, и мы имеем

$$\tilde{x} = x' \cos \Theta + y' \sin \Theta,$$

$$\tilde{y} = -x' \sin \Theta + y' \cos \Theta,$$

$$\tilde{z} = z'.$$
(5)

В раскрытом, с учетом (4), виде формулы (5) дают

$$\frac{\tilde{x}}{R} = \cos(\Theta + \tau)\cos\Theta + \sin(\Theta + \tau)\sin\Theta \cdot \cos(I + i),$$

$$\frac{\tilde{y}}{R} = -\cos(\Theta + \tau)\sin\Theta + \sin(\Theta + \tau)\cos\Theta \cdot \cos(I + i),$$

$$\tilde{z} = R\sin(\Theta + \tau)\sin(I + i).$$
(6)

Уравнения (6) описывают полное пространственное движение Земли с точки зрения наблюдателя на поверхности Луны.

2. Пространственное движение Земли в приближенном виде

Далее для прояснения геометрической картины движения сохраняем в выражениях (6) члены первого и второго порядка малости включительно. При этом условии

$$\sin(I+i) \approx I+i,$$

$$\cos(I+i) \approx 1 - \frac{(I+i)^2}{2},$$
(7)

Так как

 $\sin \tau \approx \tau$.

$$\cos(\Theta + \tau)\cos\Theta + \sin(\Theta + \tau)\sin\Theta = \cos\tau \approx 1 - \frac{\tau^2}{2},$$
(8)

$$\sin(\Theta + \tau)\cos\Theta - \cos(\Theta + \tau)\sin\Theta = \sin\tau \approx \tau,$$

то в требуемом приближении из (6) следует:

$$\frac{\tilde{x}}{R} = 1 - \frac{\tau^2}{2} - \frac{(I+i)^2}{2} \sin \Theta \sin(\Theta + \tau) \approx 1 - \frac{\tau^2}{2} - \frac{(I+i)^2}{2} \sin^2 \Theta,$$

$$\frac{\tilde{y}}{R} \approx \tau - \frac{(I+i)^2}{2} \sin \Theta \cos \Theta,$$

$$\frac{\tilde{z}}{R} \approx (I+i) [\sin \Theta + \tau \cos \Theta].$$

$$\Pi \text{роверка формул (9):}$$

$$\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2 \approx R^2 \left\{ 1 - \tau^2 - (I+i)^2 \sin^2 \Theta + (I+i)^2 \sin^2 \Theta + \tau^2 \right\} = R^2$$

$$\text{rol}$$

(верно!)

3. Движение в картинной плоскости

3.1. Общие формулы

При проектировании центра Земли на картинную плоскость (ξ, η) существенны только отношения координат



Рис. 1. Траектория центра Земли в небе Луны: восходящий узел вблизи точки перигея (фазовый угол почти нуль). Траектория незамкнутая и период одного полного колебания примерно равен сидерическому лунному месяцу.

Уравнения (10) в параметрическом виде и представляют траекторию центра Земли в картинной плоскости. Параметром является время *t*.

Либрация в долготе $\tau(t)$, как было показано у нас ранее [1], с точностью до квадрата эксцентриситета орбиты Луны имеет вид

$$\tau = 2e\sin\upsilon - \frac{3}{4}e^2\sin 2\upsilon,\tag{11}$$

где *v* – истинная аномалия Луны. Чтобы найти *v* как функцию времени, обратимся к закону сохранения площадей

$$r^2 \frac{d\upsilon}{dt} = \sqrt{GMa(1-e^2)}$$
(12)

и уравнению траектории Луны вокруг Земли

$$r = \frac{a\left(1 - e^2\right)}{2}.$$
(13)

$$1 + e \cos v$$

 $W_2 (12) + (13) + week$

Из (12) и (13) имеем

$$dt = \frac{\left(1 - e^2\right)^{\overline{2}}}{\Omega} \frac{d\upsilon}{\left(1 + e\cos\upsilon\right)^2}, \quad \Omega^2 = \frac{GM}{a^3}.$$
(14)

Интегрируя (14), получим

$$\Theta_1 = \Omega(t - t_1) = \left(1 - e^2\right)^{\frac{3}{2}} \int \frac{d\upsilon}{\left(1 + e\cos\upsilon\right)^2},$$
(15)

где *t*₁ – момент прохождения Луны через перигей.



Рис. 2. Траектория центра Земли в небе Луны: фазовый угол близок к 90°.

Из (11) и (15) находим либрацию по долготе как функцию времени. Воспользуемся методом разложения подынтегрального выражения в (15) в ряд по степеням *e*. После выполнения соответствующих выкладок, в требуемом приближении получим

$$\tau = \upsilon - \Theta_1 \approx 2e \sin \Theta_1 + \frac{5}{4}e^2 \sin 2\Theta_1.$$
(16)

3.2. Траектории второго порядка. В линейном приближении

$$\frac{\xi}{2e} \approx \frac{\tau}{2e} \approx \sin \Theta = \sin \Omega t \cos \Omega t_1 - \cos \Omega t \sin \Omega t_1,$$

$$\frac{\eta}{I+i} \approx \sin \Omega t \cos \Omega t_0 - \cos \Omega t \sin \Omega t_0.$$
(17)

Из уравнений (17) находим

$$\sin \Omega t = \frac{\frac{\xi}{2e} \sin \Omega t_0 - \frac{\eta}{I+i} \sin \Omega t_1}{\sin \Omega (t_0 - t_1)},$$

$$\cos \Omega t = \frac{\frac{\xi}{2e} \cos \Omega t_0 - \frac{\eta}{I+i} \cos \Omega t_1}{\sin \Omega (t_0 - t_1)}.$$
(18)

Возведение в квадрат соотношений (18) и сложение дает уравнение эллипса

$$\frac{\xi^2}{4e^2} + \frac{\eta^2}{(J+i)^2} - \frac{\xi\eta}{e(J+i)} \cdot \cos\varphi = \sin^2\varphi.$$
⁽¹⁹⁾

Фаза $\varphi(t)$ есть угол между узлом и перигеем

$$\varphi(t) = \Theta(t) - \Theta_1(t) = \Omega(t_1 - t_0).$$
⁽²⁰⁾



Рис. 3. Траектория центра Земли в небе Луны: нисходящий узел вблизи точки перигея (фазовый угол близок к 180°).



Рис. 4. Траектория центра Земли в небе Луны: рисунок траекторий примерно

за
$$\frac{1}{8}$$
 периода $\left(\frac{3}{4}$ çåì í î ãî ãi äà $\right)$.



Рис. 5. Траектория центра Земли в небе Луны: за большой промежуток времени траектория заполняет прямоугольник, высота которого характеризует либрацию Луны в широте, а ширина – либрацию в долготе.

Важно заметить, что разность моментов $t_1 - t_0$ сама есть функция времени. Действительно, вследствие возмущений от Солнца эллипс лунной орбиты имеет обратное движение узлов с периодом 18.61 л. и угловой скоростью μ , а линия апсид вращается в положительном направлении с угловой скоростью ν и совершает полный оборот за 8.9 л.; в нормированном виде через отношения η_1 и η_2 имеем

$$\eta_1 = \frac{\mu}{\Omega} = \frac{27,32166 \, cym.}{18,61 \, \pi.} \approx 4.0213398 \cdot 10^{-3}; \ \eta_2 = \frac{\nu}{\Omega} \approx 8.4534823 \cdot 10^{-3}.$$
(21)

Поэтому

$$\varphi(t) = (\mu + \nu)t, \qquad (22)$$

откуда и следует, что

$$t_1 - t_0 = (\eta_1 + \eta_2)t.$$
(23)

Учитывая фазу (22), из формулы (19) заключаем, что траектория относится к типу розеточных и представляет собой незамкнутые эллипсы с медленно вращающейся (полный оборот за 6 лет) линией апсид. В частности, в момент совпадения точек узлов с точкой перицентра $\varphi = 0, \pi$, и тогда эллипс (19) вырождается в прямую линию

$$\frac{\xi}{2e} = \pm \frac{\eta}{J+i}.$$
(24)

3.3. Траектория в общем случае. Для численных расчетов по формулам (10) и (16) используем принятые значения

$$e = 0.0549; I = \frac{1.542417 \cdot \pi}{180}; \ i = \frac{5.143 \cdot \pi}{180}, \tag{25}$$

а Ω дана в (3). Траектории в общем случае имеют наклон относительно лунного меридиана. С изменением разности фаз вид траекторий заметно изменяется (рис. 1-5). Период изменения угла φ равен для нашего случая

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} \frac{t}{t_0 - t_1} = 6 \text{ л.}$$
(26)

Таким образом, траектория центра Земли в небе лунного наблюдателя представляет собой весьма сложную кривую, которая с течением времени всюду плотно заполняет прямоугольник, вытянутый вдоль меридиана несколько больше, чем в перпендикулярном направлении. Это свидетельствует о том, что оптическая либрация Луны по широте немного превышает либрацию в долготе.

Литература

1. Кондратьев Б.П. Об одной неточности Исаака Ньютона. Квант, №5, 2009. С. 38–41.

AS EARTH «FLOATS» IN MOON SKY

Kondratyev B.P., Gibaev D.I., Smirnova G.S.

Udmurt State University

Summary

To understand, how the Earth moves in the Moon sky, not bindingly to aspire to hit on a surface «queen of night». The intellectual look, in a combination to knowledge of some fundamental facts about motion of the Moon, will unclose before you a fascinating picture.

The nonlinear equations of spatial movement of the center of the Earth in a sis-theme селеноцентрических coordinates are received. They are written down in a parametrical kind where parameter is time. The exception of time of the equations gives a curve described by the transcendental equation. In the second approach on the equations of movement of the Earth are found in a picture plane of the lunar observer. As a first approximation the orbit is an ellipse with an inclination of the main axis to a lunar meridian. Taking into account indignations on the Moon from the Sun the difference of the moments of time of passage of the Moon through knot and a perigee point becomes time function that defines change of a phase and influences evolution orbit Earth in the Moon sky. In this case the ellipse turns in rosette orbit. In the second approach the ellipse turns to a curve of more difficult form which evolves and everywhere density fills in due course a rectangle extended along the moon's meridian.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА НА ОСИ СИММЕТРИИ ОДНОРОДНОГО КРУГОВОГО ТОРА

Кондратьев Б.П.^{1,2}, Тукмачев Д.В.¹

¹Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

1. Введение

В монографиях [1, 2] было показано, что потенциал однородного кругового тора в точках на оси симметрии *Ox*₃ в интегральной форме имеет вид

$$\varphi(x_3) = 4\pi G \rho r_0 R_0 \frac{\sqrt{l^2 + x_3^2}}{l} \int_0^{\pi} \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} \cos \psi d\psi, \quad l = \sqrt{R_0^2 + x_3^2}, \quad \lambda = \frac{2r_0 l}{r_0^2 + l^2}.$$
(1)

Здесь ρ – плотность, R_0 и r_0 – радиусы осевой окружности тора и рукава $(R_0 \ge r_0)$ соответственно. Рассмотрим входящий в потенциал (1) интеграл

$$M(\lambda) = \int_{0}^{\pi} \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} \cos \psi d\psi.$$
⁽²⁾

Его можно выразить [1,2] через стандартные полные эллиптические интегралы первого и второго рода, что важно для многих приложений теории. Однако сейчас задачу о потенциале тора мы рассмотрим с другой стороны и выведем дифференциальное уравнение второго порядка, которому удовлетворяет этот потенциал на оси Ox_3 (разумеется, речь идет не об уравнении Лапласа). Вывод дифференциального уравнения требует тщательного анализа и здесь удобнее воспользоваться интегральным представлением потенциала (1).

2. Вывод дифференциального уравнения

Берем интеграл (2) по частям и приводим его к следующему виду

$$M(\lambda) = -\int_{0}^{\pi} \sin \psi \frac{d}{d\psi} \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} d\psi = \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\pi} \frac{\sin^{2} \psi d\psi}{\sqrt{1 + \lambda \cos \psi}} =$$

$$= \frac{1}{2\lambda} \left[\left(\lambda^{2} - 1 \right) \int_{0}^{\pi} \frac{d\psi}{\sqrt{1 + \lambda \cos \psi}} + \int_{0}^{\pi} \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} d\psi - \lambda M(\lambda) \right].$$
(3)

Введём вспомогательный интеграл

$$S(\lambda) = \int_{0}^{\pi} \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} d\psi.$$
(4)

Его производная равна

$$S'(\lambda) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\pi} \frac{\cos\psi}{\sqrt{1+\lambda\cos\psi}} d\psi = \frac{1}{2\lambda} \left(\int_{0}^{\pi} \sqrt{1+\lambda\cos\psi} d\psi - \int_{0}^{\pi} \frac{d\psi}{\sqrt{1+\lambda\cos\psi}} \right),$$

так что

$$\int_{0}^{\pi} \frac{d\psi}{\sqrt{1+\lambda\cos\psi}} = S(\lambda) - 2\lambda S'(\lambda).$$
(5)

Интегралы $M(\lambda)$ и $S(\lambda)$ связаны соотношением

$$M(\lambda) = \frac{\lambda S(\lambda) + 2(1 - \lambda^2) S'(\lambda)}{3}.$$
(6)

Далее необходимо найти производную от интеграла $M(\lambda)$ из (2):

$$M'(\lambda) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\pi} \frac{\cos^{2} \psi d\psi}{\sqrt{1 + \lambda \cos \psi}} = \frac{1}{2\lambda^{2}} \int_{0}^{\pi} \frac{\lambda^{2} \cos^{2} \psi - 1 + 1}{\sqrt{1 + \lambda \cos \psi}} d\psi =$$
$$= \frac{1}{2\lambda} \int_{0}^{\pi} \cos \psi \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} d\psi - \frac{1}{2\lambda^{2}} \int_{0}^{\pi} \sqrt{1 + \lambda \cos \psi} d\psi + \frac{1}{2\lambda^{2}} \int_{0}^{\pi} \frac{d\psi}{\sqrt{1 + \lambda \cos \psi}},$$

и с учетом (5) имеем

$$M'(\lambda) = \frac{M(\lambda)}{2\lambda} - \frac{S'(\lambda)}{\lambda}.$$
(7)

(8)

Умножив (7) на
$$\frac{2}{3}\lambda(1-\lambda^2)$$
, получим соотношение
 $2(1-\lambda^2)M'(\lambda) + (\frac{2}{\lambda}+\lambda)M(\lambda) - S(\lambda) = 0.$

Применяя к (8) оператор $\lambda + 2(1-\lambda^2)\frac{d}{d\lambda}$, находим $2\lambda(1-\lambda^2)M'(\lambda) + (2+\lambda^2)M(\lambda) +$

$$+2(1-\lambda^{2})\left[2(1-\lambda^{2})M''(\lambda)-4\lambda M'(\lambda)+\left(\frac{2}{\lambda}+\lambda\right)M'(\lambda)+\left(1-\frac{2}{\lambda^{2}}\right)M(\lambda)\right]=$$
$$=\lambda S+2(1-\lambda^{2})\frac{dS}{d\lambda}=3M(\lambda),$$

откуда следует

$$4\left(1-\lambda^{2}\right)^{2}M''(\lambda)+2\left(1-\lambda^{2}\right)\left(\lambda-4\lambda+\frac{2}{\lambda}+\lambda\right)M'(\lambda)+\left[2+\lambda^{2}+2\left(1-\lambda^{2}\right)-\frac{4\left(1-\lambda^{2}\right)}{\lambda^{2}}-3\right]M(\lambda)=0.$$

$$(9)$$

Умножив (9) на $\frac{\lambda^2}{4(1-\lambda^2)}$ и учитывая, что $\lambda^4 - 5\lambda^2 + 4 = (\lambda^2 - 1)(\lambda^2 - 4)$, полу-

чим уравнение

$$\lambda \left(1 - \lambda^2\right) \left[\lambda M''(\lambda) + M'(\lambda)\right] + \left(\frac{\lambda^2}{4} - 1\right) M(\lambda) = 0.$$
⁽¹⁰⁾

Проверка уравнения (10)

Представим $M(\lambda)$ степенным рядом:

$$M(\lambda) = \int_{0}^{\pi} \left(\cos\psi + \frac{\lambda\cos^{2}\psi}{2} - \frac{\lambda^{2}\cos^{2}\psi}{8} + \frac{\lambda^{3}\cos^{4}\psi}{16} - \frac{5\lambda^{4}\cos^{5}\psi}{128} + \frac{7\lambda^{5}\cos^{6}\psi}{256} - \dots \right) d\psi = \pi \left(\frac{\lambda}{4} + \frac{3\lambda^{3}}{128} + \frac{35}{4096}\lambda^{5} + \dots \right).$$

Учитывая, например, члены до λ^5 :

$$\frac{M'(\lambda)}{\pi} = \frac{1}{4} + \frac{9\lambda^2}{128} + \frac{175}{4096}\lambda^4 + \dots, \qquad \frac{M''(\lambda)}{\pi} = \frac{9\lambda}{64} + \frac{175}{1024}\lambda^3 + \dots$$

Подставляя эти разложения в (10), убеждаемся в справедливости данного уравнения.

Далее уравнение (10) преобразуем в три этапа. Вначале заменим переменную λ на l из (1). Так как $\frac{d\lambda}{dl} = \frac{2r_0(r_0^2 - l^2)}{(r_0^2 + l^2)^2}$, то: $\frac{dM}{d\lambda} = \frac{dM}{dl} \cdot \frac{dl}{d\lambda} = \frac{\left(r_0^2 + l^2\right)^2}{2r_0(r_0^2 - l^2)} \frac{dM}{dl}, \quad \lambda \frac{dM}{d\lambda} = \frac{l(r_0^2 + l^2)}{r_0^2 - l^2} \frac{dM}{dl},$ $\frac{d}{d\lambda} \left(\lambda \frac{dM}{d\lambda}\right) = \lambda \frac{d^2M}{d\lambda^2} + \frac{dM}{d\lambda} = \frac{\left(r_0^2 + l^2\right)^2}{2r_0(r_0^2 - l^2)} \frac{d}{dl} \left[\frac{l(r_0^2 + l^2)}{r_0^2 - l^2} \frac{dM}{dl}\right] =$ $= \frac{l(r_0^2 + l^2)^3}{2r_0(r_0^2 - l^2)^2} \frac{d^2M}{dl^2} + \frac{\left(r_0^2 + l^2\right)^2 \left(r_0^4 - l^4 + 4l^2r_0^2\right)}{2r_0(r_0^2 - l^2)^3} \frac{dM}{dl}.$ Учитывая (11) и то, что $1 - \lambda^2 = \frac{\left(l^2 - r_0^2\right)^2}{\left(r_0^2 + l^2\right)^2}$, вместо (10) имеем

$$l^{2} \frac{d^{2}M}{dl^{2}} + \frac{l\left(r_{0}^{4} - l^{4} + 4l^{2}r_{0}^{2}\right)}{r_{0}^{4} - l^{4}} \frac{dM}{dl} - \frac{r_{0}^{4} + l^{4} + l^{2}r_{0}^{2}}{\left(r_{0}^{2} + l^{2}\right)^{2}} M = 0.$$
(12)

Замечая, что потенциал тора из (1) можно записать в виде

$$\varphi(x_3) = 4\pi G \rho r_0 R_0 \cdot N(l); \ N(l) = \frac{\sqrt{l^2 + r_0^2}}{l} M(l); \ M(l) = \frac{l}{\sqrt{l^2 + r_0^2}} N(l),$$
(13)

преобразуем (12) в уравнение для функции N(l). Так как

$$\frac{dM}{dl} = \frac{r_0^2}{\left(l^2 + r_0^2\right)^{3/2}} N + \frac{l}{\sqrt{l^2 + r_0^2}} \frac{dN}{dl},$$

$$\frac{d^2 M}{dl^2} = -\frac{3r_0^2 l}{\left(l^2 + r_0^2\right)^{5/2}} N + \frac{2r_0^2}{\left(l^2 + r_0^2\right)^{3/2}} \frac{dN}{dl} + \frac{l}{\sqrt{l^2 + r_0^2}} \frac{d^2 N}{dl^2},$$
(14)

то

$$-\frac{3r_{0}^{2}l^{3}}{\left(l^{2}+r_{0}^{2}\right)^{5/2}}N+\frac{2r_{0}^{2}l^{2}}{\left(l^{2}+r_{0}^{2}\right)^{3/2}}\frac{dN}{dl}+\frac{l^{3}}{\sqrt{l^{2}+r_{0}^{2}}}\frac{d^{2}N}{dl^{2}}+\frac{r_{0}^{2}l\left(r_{0}^{4}-l^{4}+4r_{0}^{2}l^{2}\right)}{\left(r_{0}^{4}-l^{4}\right)\left(l^{2}+r_{0}^{2}\right)^{3/2}}N+$$

$$+\frac{l^{2}\left(r_{0}^{4}-l^{4}+4r_{0}^{2}l^{2}\right)}{\left(r_{0}^{4}-l^{4}\right)\sqrt{l^{2}+r_{0}^{2}}}\frac{dN}{dl}-\frac{l\left(r_{0}^{4}+l^{4}+r_{0}^{2}l^{2}\right)}{\left(l^{2}+r_{0}^{2}\right)^{5/2}}N=0.$$

Собирая здесь члены и сокращая всё выражение на $\frac{l^3}{\sqrt{r_0^2 + l^2}}$, получим

$$\frac{d^2N}{dl^2} + \frac{3r_0^2 - l^2}{l\left(r_0^2 - l^2\right)}\frac{dN}{dl} + \frac{N}{r_0^2 - l^2} = 0.$$
(15)

Остается перейти в уравнении (15) от l к переменной x_3 ; тогда, в силу соотношений

$$\frac{dl}{dx_3} = \frac{x_3}{\sqrt{R_0^2 + x_3^2}}, \quad \frac{dN}{dl} = \frac{\sqrt{R_0^2 + x_3^2}}{x_3} \frac{dN}{dx_3}, \quad \frac{d^2N}{dl^2} = \frac{R_0^2 + x_3^2}{x_3^2} \frac{d^2N}{dx_3^2} - \frac{R_0^2}{x_3^3} \frac{dN}{dx_3}$$

получим следующее уравнение

$$\left(r_0^2 - R_0^2 - x_3^2\right) \left(\frac{R_0^2 + x_3^2}{x_3^2} \frac{d^2 N}{dx_3^2} - \frac{R_0^2}{x_3^3} \frac{dN}{dx_3}\right) + \frac{3r_0^2 - R_0^2 - x_3^2}{x_3} \frac{dN}{dx_3} + N = 0.$$
(16)

Умножим (16) на x_3^3 и с учетом (13) имеем для функции $\varphi(x_3)$ линейное уравнение второго порядка с коэффициентами, зависящими от независимой переменной x_3 :

$$\left(r_{0}^{2}-R_{0}^{2}-x_{3}^{2}\right)x_{3}\left(R_{0}^{2}+x_{3}^{2}\right)\frac{d^{2}\varphi}{dx_{3}^{2}}+\left[-x_{3}^{4}+3r_{0}^{2}x_{3}^{2}+R_{0}^{2}\left(R_{0}^{2}-r_{0}^{2}\right)\right]\frac{d\varphi}{dx_{3}}+x_{3}^{3}\varphi=0.$$
(17)

Это и есть искомое уравнение для потенциала тора на оси симметрии. В общем виде его решение выражается через присоединенные функции Лежандра первого и второго рода:

$$\varphi(x_3) = \frac{\sqrt{R_0^2 - r_0^2 + x_3^2}}{\sqrt{R_0^2 + x_3^2}} \left\{ C_1 P_{1/2}^1 \left(\frac{R_0^2 + r_0^2 + x_3^2}{R_0^2 - r_0^2 + x_3^2} \right) + C_2 Q_{1/2}^1 \left(\frac{R_0^2 + r_0^2 + x_3^2}{R_0^2 - r_0^2 + x_3^2} \right) \right\}.$$

Второй член здесь явно не физичен (при $x_3 \to \infty$ он уходит на «минус бесконечность») и поэтому следует положить $C_2 = 0$. Постоянная $\tilde{N}_1 = \frac{8}{3}\pi^2 G \rho R_0 r_0$ находится из условия $\varphi(x_3) \Box \frac{MG}{x_3}$ на больших x_3 . Таким образом, решением уравнения (17) будет функция

$$\varphi(x_3) = \frac{8}{3}\pi^2 G \rho R_0 r_0 \frac{\sqrt{R_0^2 - r_0^2 + x_3^2}}{\sqrt{R_0^2 + x_3^2}} P_{1/2}^1 \left(\frac{R_0^2 + r_0^2 + x_3^2}{R_0^2 - r_0^2 + x_3^2}\right).$$
(18)

В таком виде потенциал тора на оси симметрии ранее не записывался (в [1,2] он был представлен через полные эллиптические интегралы Лежандра первого и второго рода).

Литература

- 1. Б.П. Кондратьев. Теория потенциала и фигуры равновесия. Москва-Ижевск: РХД, 2003. 624 с.
- 2. *Б.П. Кондратьев.* Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М.: Мир, 2007. 512 с.

THE DIFFERENTIAL EQUATION FOR POTENTIAL ON THE AXIS OF SYMMETRY HOMOGENEOUS CIRCULAR TORUS

Kondratyev B.P., Tukmachov D.V.

Udmurt State University

The problem about potential ropa is considered and the differential equation to which satisfies this potential on an symmetry axis is deduced.

ИССЛЕДОВАНИЕ БЛАЗАРОВ С СИЛЬНЫМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ В РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

Морозова Д.А.¹, Ларионов В.М.¹, Эрштадт С.Г.^{1,2}, Троицкий И.С.¹

¹СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия ²ИАИ, Бостонский Университет, Бостон, США

Мы исследовали радиокарты 6 ярких в гамма-диапазоне блазаров (BL Lac, 3C 279, 3C 273, W Com, PKS 1510-089, 3C 66A) и вариации блеска этих объектов в оптическом и гамма-диапазонах для того, чтобы обнаружить связь между яркостью в гамма- и оптическом диапазонах и изменениями в структуре парсекового радиоджета. Мы использовали карты высокого разрешения, полученные группой исследователей из Бостонского Университета на 43 ГГц с помощью радиоинтерферометра VLBA, оптические кривые блеска были получены группой наблюдателей Санкт-Петербургского Университета на телескопах LX200 (0.4 м) СПбГУ и АЗТ-8 (0.7 м) КрАО. Кривые блеска в гамма-диапазоне были получены с помощью космической гамма-обсерватории Ферми. За период с августа 2008 по ноябрь 2009 были найдены сверхсветовые движения во всех 6 объектах. Обнаруженные видимые скорости находятся в пределах от 2 с до 32 с. Блазары с наиболее высокими видимыми скоростями 3C 273, 3C 279, PKS 1510-089 и 3C 66A показывают сильную переменность гамма-излучения. Лишь у объектов с более высокими скоростями было зарегистрировано несколько вспышек, при которых происходили синхронные изменения блеска в оптическом и в гамма-диапазоне.

1. Введение

Блазары представляют особенно интересный подкласс галактик с активными ядрами. Они обладают переменностью блеска на различных длинах волн от радио- до гамма-частот (иногда до ТэВ) и на временных масштабах от часов до десятков лет, обнаруживая высокую и переменную поляризацию излучения. Среди всех типов АЯГ блазары излучают в наиболее широком диапазоне частот и имеют выдающиеся радиоджеты, в которых наблюдаются сверхсветовые движения [1]. РСДБ-наблюдения позволяют получить изображение радиоджета в полном и поляризованном потоке с разрешением 0.1 миллисекунды дуги. В этих случаях можно видеть изменение структуры радиоисточника на парсековых масштабах, что объясняется релятивистским движением фокусированного потока заряженной плазмы. Хотя большинство джетов блазаров на радиокартах кажутся односторонними, на самом деле, джет – двусторонний, но релятивистское движение усиливает излучение, идущее к наблюдателю и ослабляет излучение, удаляющееся от него, так что удаляющаяся сторона становится слишком слабой для обнаружения. Блазары образуют самый многочисленный класс объектов, отождествленных с источниками гамма-излучения [2]. Исследуя корреляцию между свойствами радиоджета и гамма-излучением блазаров, зарегистрированных EGRET, [3, 4] обнаружили, что гамма-излучение рождается в релятивистском джете, и что распределение видимых скоростей компонент в джетах имеет максимум около 10-12 с, что намного выше скоростей в джетах всего класса компактных радиоисточников. Частично эти результаты подтверждает исследование большей выборки компактных радиоисточников и благодаря значительному повышению точности измерений в гамма-диапазоне, получаемых Космической гамма-обсерваторией Ферми (LAT) [5, 6]. Однако, полностью природа этого высоко энергетического излучения не ясна, в том числе не известна как область, так и механизм генерации гаммаизлучения. Заключение о том, что гамма-излучение сильнее зависит от Лоренцфактора потока, чем радиоизлучение, согласуется как с моделями обратного комптоновского рассеяния фотонов джета и внешних фотонов, так и моделью, в которой гамма-излучение рождается вблизи центральной машины.

2. Наблюдения и обработка

Таблица 1 представляет краткое описание выборки источников. В таблице содержатся: (1) обозначения МАС, (2) общепринятое обозначение, (3) красное смещение, взятое из базы данных NED, (4) тип источника.

Имя (МАС)	Другие названия	Z	тип
2200+420	BL Lac	0.0686	BL Lac
1253-055	3C 279	0.538	Quasar
1226+023	3C 273	0.158	Quasar
1219+285	ON 231, W Com	0.102	BL Lac
1510-089	PKS 1510-089	0.36	Quasar
0219+428	3C 66A	0.444	BL Lac

Таблица 1.

Оптические данные в фильтре R для исследуемых источников были получены группой наблюдателей Санкт-Петербургского Университета с помощью телескопа Санкт-Петербургского Государственного Университета LX200 (0.4 м) и телескопа Крымской Астрофизической Обсерватории АЗТ-8 (0.7 м). Подробная информация о наблюдениях и обработке данных может быть найдена в [7].

Для получения информации в гамма-диапазоне мы использовали данные, полученные телескопом LAT (Large area telescope) Космической Гаммаобсерватории Ферми. Мы использовали потоки гамма-излучения в диапазоне 0.1-200 ГэВ для последующей обработки данных за промежуток август 2008 – ноябрь 2009. Для обработки данных в гамма-диапазоне мы использовали программное обеспечение (Fermi Science Tools) [8], доступное на сайте Космической гамма-обсерватории Ферми (http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/) и написанные нами программы, позволяющие ускорить обработку. Мы полагали, что источник обнаружен, если значение статистического критерия, TS [9], превосходило 10, что соответствует обнаружению сигнала, по крайней мере, на уровне 3σ [10]. Для таких измерений мы получили оценки гамма-потока с ошибками в пределах 10–15%. Мы получили кривые блеска в гамма-диапазоне для всех объектов выборки со временем интегрирования 1 и 7 дней.

Мы использовали карты высокого разрешения на частоте 43 ГГц, полученные группой исследователей из Бостонского университета с помощью интерферометра со сверхдлинными базами (VLBA, Very long Baseline Array). Моделирование структуры источника на каждом изображении было выполнено в Difmap (Calthech Software). Для создания модели источника использовались компоненты с круговым гауссовым распределением яркости. Моделирование проводилось с помощью задания modelfit. Первым шагом моделирования была "начальная подгонка" плотности потока в ядре (в большинстве случаев, яркая компактная компонента на одном из концов структуры, как правило, самая яркая деталь изображения) при FWHM 0.01 мсек дуги. Остальные компоненты представляли собой самые яркие участки на остаточном изображении. В ходе итераций в модель добавлялись параметры (плотность потока, координаты и размер) новых компонент, до тех пор, пока значение χ^2 между иv-данными и моделью практически не менялось при добавлении новых компонент. Итерации прекращались, когда оставшиеся детали остаточного изображения были на уровне шума. В конце проводился цикл из 100 итераций, в котором все параметры всех компонент могли изменяться. Для большинства источников конечное значение χ^2 , определяющее качество подгонки модели к uv-данным, составляет от 1 до 5.

Для определения скоростей движения в джетах проводилось детальное сравнение параметров компонент джетов (узлов повышенной яркости) на различных эпохах для каждого объекта. Параметры получены в предположении, что ядро джета является неподвижным и находится в относительной системе координат в точке (0,0). Для отождествления компоненты на разных эпохах сравнивались плотности потоков, расстояние от ядра, позиционный угол и размеры компонент. Это позволило выделить узлы яркости, показывающие собственное движение в джете за время наших наблюдений. Зависимости расстояния компонент от ядра как функции времени имеют линейный характер, указывая на баллистическое движение компонент. Используя метод наименьших квадратов, была оценена скорость углового движения компонент μ . При вычислении видимых (перпендикулярных к лучу зрения наблюдателя) скоростей движения в джете использовалась космологическая модель FLRW (Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker) [11] с параметрами $\Omega_m = 0.3$, $\Lambda_m = 0.7$ и постоянной Хаббла H₀ = 70 км/с Мпк.

3. Результаты наблюдений и обсуждение

На Рис. 1 для каждого из шести блазаров сверху вниз представлены: кривые блеска в гамма-диапазоне со временем интегрирования 1 день, кривые блеска в гамма-диапазоне со временем интегрирования 7 дней и оптические кривые блеска в полосе R за промежуток времени с августа 2008 по ноябрь 2009. На Рис. 2 представлены VLBA-изображения источников на 43 ГГц в полном потоке (a – W Com, б – PKS 1510-089, в – 3С 293, г – 3С 66А). На каждом изображении видно яркое ядро, которое считается неподвижным и от которого отделяются компоненты с видимыми сверхсветовыми скоростями. В Табл. 2 приведены видимые скорости движущихся компонент. У источников BL Lac, W Com, 3C 66A, PKS 1510-089, 3C 279 и 3C 273 было обнаружено по 3, 4, 4, 3, 4 и 6 движущихся компонент соответственно. При анализе данных, полученных с Fermi LAT, было зафиксировано несколько сильных гамма-вспышек у четырех (3С 66А, PKS 1510-089, 3C 279 и 3C 273) из шести источников. Все вспышки имеют сложную структуру. У других двух источников (BL Lac, W Com) не было обнаружено такой сильной переменности в гамма-диапазоне. Гамма-вспышки в источниках 3С 66А, PKS 1510-089, 3С 279 и 3С 273 соответствуют оптическим вспышкам. У объектов BL Lac and W Com на оптических кривых блеска хорошо видны две сильные вспышки, однако нет соответствующих изменений в гамма-



Рис. 1.



Рис. 2.

Объект	Компонен-	β _{app} (c)	Объект	Компонента	β _{app} (c)
	та				
3C 273	K1	9.84±1.16	W Com	K1	0.91±0.17
	K2	8.47±0.5		K2	2.86±0.11
	K3	7.47±0.52		K3	0.68±0.53
	K4	9.8±0.86		K4	1.17±0.22
	K5	9.02±1.46	3C 279	K1	13.38±0.77
	K6	8.58±0.68		K2	24.5±2.5
PKS 1510-089	K1	28.7±1.7		K3	10.57±0.42
	K2	4.99±1.43		K4	10.15±0.8
	K3	18.9±1.9	3C 66A	K1	20.94±10.3
BL Lac	K1	4.87±2.74		K2	32.7±4.29
	K2	3.34±0.65		K3	25.13±1.84
	K3	6.22±0.55		K4	22.35±4.49

Таблица 2.



диапазоне. Видно, что для источников с сильными гамма-вспышками наблюдается более сильная корреляция между изменениями в гамма- и оптическом диапазонах. На рис. 3 представлена зависимость максимальной видимой скорости в джете источника от максимальной светимости в гамма-диапазоне за период с августа 2008 по ноябрь 2009. Масштаб горизонтальной оси указан с точностью до множителя. Источники с более высокими скоростями обладают более сильным гамма-излучением.

3.1. PKS 1510-089

У объекта PKS 1510-089 были обнаружены несколько вспышек в гаммадиапазоне (MJD ~ 54850–54950), которым соответствовали вспышки в оптическом диапазоне. У данного объекта были обнаружены 3 компоненты К1, К2, К3, скорости компонент соответственно 28.7±1.7, 4.99±1.43, 18.9±1.9, что согласуется с результатами, полученными в [12]. Компоненты К1 и К3 были выброшены из ядра джета в период с августа 2008 по ноябрь 2009.

3.2. 3C 273

Были обнаружены 2 вспышки в гамма-диапазоне, первой вспышке (MJD ~ 54950) соответствует вспышка в оптике, для второй вспышки (MJD ~55100) отсутствовали оптические данных в этот промежуток времени. У объекта были обнаружены 6 компонент K1, K2, K3, K4, K5, K6, скорости компонент соответственно 9.84 \pm 1.16, 8.47 \pm 0.5, 7.47 \pm 0.52, 9.8 \pm 0.86, 9.02 \pm 1.46, 8.58 \pm 0.68 соответственно. Компоненты K5 и K6 были выброшены из ядра джета в период с августа 2008 по ноябрь 2009.

3.3. 3C 279

У данного объекта были обнаружены 2 вспышки в гамма-диапазоне (MJD \sim 54800, MJD \sim 54870), которым соответствовали вспышки в оптическом диапазоне. В джете были обнаружены 4 компоненты K1, K2, K3, K4 со скоростями 13.38±0.77, 24.5±2.5, 10.57±0.42, 10.15±0.8. Компоненты K2 и K4 были выброшены из ядра джета в период с августа 2008 по ноябрь 2009.

3.4. 3C 66A

Были обнаружены 2 вспышки в гамма-диапазоне, первой вспышке (MJD ~ 54750) соответствует вспышка в оптике, для второй вспышки (MJD~54850) отсутствовали оптические данных в этот промежуток времени. В джете были обнаружены 4 компоненты K1, K2, K3, K4 со скоростями 20.94 ± 10.3 , 32.7 ± 4.29 , 25.13 ± 1.84 , 22.35 ± 4.49 соответственно. Компонента K4 была выброшена из ядра джета в период с августа 2008 по ноябрь 2009.

3.5. BL Lacertae

У данного объекта обнаружена одна вспышка в оптике (MJD ~ 55220), в гамма-диапазоне вспышек не наблюдалось. Были обнаружены 3 движущиеся компоненты К1, К2, К3 со скоростями 4.87±2.74, 3.34±0.65, 6.22±0.55 соответственно.

3.6. W Com

Была обнаружена одна вспышка в оптике (MJD ~ 54880), в гамма-диапазоне вспышек не наблюдалось. У объекта были обнаружены 4 движущиеся компоненты K1, K2, K3, K4 со скоростями 0.91 ± 0.17 , 0.68 ± 0.53 , 2.86 ± 0.11 , 1.17 ± 0.22 . Компоненты K3 и K4 были выброшены из ядра джета в период с августа 2008 по ноябрь 2009.

4. Заключение

Мы исследовали радиокарты 6 ярких в гамма-диапазоне блазаров (BL Lac, 3C 279, 3C 273, W Com, PKS 1510-089, 3C 66A) и вариации блеска этих объектов в оптическом и гамма-диапазонах. За период с августа 2008 по ноябрь 2009 нами были обнаружены сверхсветовые движения во всех 6 источниках с видимыми скоростями от 2 до 32с. Блазары с более высокими видимыми скоростями 3C 273, 3C 279, PKS 1510-089 и 3C 66A обладают сильной переменностью гамма-излучения с максимальными амплитудами вспышек до 8,84*10 фот/с*см². Источники с более низкими скоростями BL Lac и W Com имеют более низкий

уровень потока и переменности в гамма-диапазоне. Лишь у объектов с более высокими скоростями было зарегистрировано несколько вспышек, при которых происходили синхронные изменения блеска в оптическом и в гамма-диапазоне.

Авторы приносят благодарность группе наблюдателей Санкт-Петербургского Государственного Университета и группе исследователей из Бостонского Университета за предоставленные данные.

Данное исследование финансируется за счет ФЦП «Кадры», государственный контракт № П123 от 13.04.2010.

Литература

- 1. *Kellermann et al.* // 2004, ApJ, 609, 539.
- 2. R.C. Hartmann et al. // 1999, ApJS 123, 79.
- 3. S.G. Jorstad et al. // 2001a, ApJS 134, 181-240.
- 4. Jorstad, S.G. et al. //2001b Astrophysical Journal, 556, 738-74.
- 5. *Y.Y. Kovalev et al.* //2009 ApJ 696 L17.
- 6. *M.L. Lister et al.* //2009 ApJ 696 L22.
- 7. Larionov, V.M., et al. // 2008, A&A, 492, 389.
- 8. Atwood, W.B., et al. // 2009, ApJ, 697, 1071.
- 9. Mattox, J.R., et al. // 1996, ApJ, 461, 396.
- 10. Abdo, A., et al. // 2009, ApJS, 183, 46.
- 11. Kantowski, R., Kao, J.K., & Thomas, R.C. //2000, ApJ, 545, 549.
- 12. Jorstad, S., Marscher, A., D'Arcangelo, F., & Harrison, B. // 2009 Fermi Symposium, eConference C091122.

MULTIWAVELENGTH STUDY OF GAMMA-RAY BRIGHT BLAZARS

Morozova D.A.¹, Larionov V.M.¹, Jorstad S.G.^{1,2}, Ivan S. Troitskii¹

¹St. Petersburg State University, Russia ²IAP, Boston University, Boston, USA

²IAR, Boston university, Boston, USA

Summary

We investigate total intensity radio images of 6 gamma-ray bright blazars (BL Lac, 3C 279, 3C 273, W Com, PKS 1510-089, and 3C 66A) and their optical and gamma-ray light curves to study connections between gamma-ray and optical brightness variations and changes in the parsec-scale radio structure. We use high-resolution maps obtained by the BU group at 43 GHz with the VLBA, optical light curves constructed by the St. Petersburg State U. (Russia) team using measurements with the 0.4 m telescope of St. Petersburg State U. (LX200) and the 0.7 m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory (AZT-8), and gamma-ray light curves, which we have constructed with data provided by the Fermi Large Area Telescope. Over the period from August 2008 to November 2009, superluminal motion is found in all 6 objects with apparent speed ranging from 2c to 32c. The blazars with faster apparent speeds, 3C 273, 3C 279, PKS 1510-089, and 3C 66A, exhibit stronger variability of the gamma-ray emission with maximum amplitudes of gamma-ray flares up to $8,84*10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹. Only blazars with faster apparent speeds display simultaneous optical and gamma-ray brightness variations during the flares.

РАСЧЕТ КАДРОВ ТЕМНОВОГО ТОКА ДЛЯ ПЗС-НАБЛЮДЕНИЙ, ВЫПОЛНЯЕМЫХ НА НОРМАЛЬНОМ АСТРОГРАФЕ ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Селяев С.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

В данной работе описывается способ расчета кадров темнового тока, используемый в настоящее время для получения ПЗС-кадров на Нормальном астрографе ГАО РАН. Темновой сигнал на каждом пикселе рассматривается как функция от температуры холодной грани и времени накопления. Дискретный ряд значений темнового тока (при разных значениях температуры холодной грани и времени накопления) аппроксимируется полиномом третьей степени. Генерация темновых кадров осуществляется по запросу с соответствующими параметрами с помощью специально разработанного приложения.

Учет всех возможных артефактов, связанных с особенностями ПЗСнаблюдений, обязателен при анализе полученной астрономической информации. Одним из систематических эффектов такого рода является темновой ток. Он является следствием термоэлектронной эмиссии и возникает в ПЗС-элементе при подаче потенциала на электрод, под которым формируется потенциальная яма. «Темновым» же данный ток называется потому, что складывается из электронов, попавших в яму при полном отсутствии светового потока [1].

Способы борьбы с темновым током можно разделить на аппаратные и программные.

Первые заключаются в физическом ослаблении темнового тока, вторые – в математическом вычитании его из кадров.

Зависимость темнового тока от температуры сенсора характеризуется функцией, близкой к линейной. Поэтому при возрастании температуры будет увеличиваться темновой ток. Для охлаждения матрицы используются различные пассивные и активные системы теплоотвода. Пассивные системы охлаждения обеспечивают «сброс» избыточного тепла охлаждаемого устройства в атмосферу (радиаторы). Активные системы охлаждения за счет электрических (эффект Пельтье) либо химических процессов обеспечивают устройству температуру ниже окружающего воздуха. Таким образом, при понижении температуры ПЗСматрицы уменьшается темновой ток.

Программные способы борьбы основаны на разнообразных математических алгоритмах, позволяющих наилучшим образом устранить темновой ток из готового кадра.

Наилучшие результаты достигаются при сочетании этих двух способов.

ПЗС-камера Нормального Астрографа ГАО РАН (S2C, пиксель: 16x16 мкм, размер светочувствительной поверхности: 1160x1040 пикселей) оснащена активной системой теплоотвода: рабочая «холодная» грань при наблюдениях охлаждается до температур –50..–30 °C, «горячая» грань нагревается и более эффективно отдаёт тепловую энергию окружающей среде. Так реализовано аппаратное снижение темнового тока.
Предлагаемый производителем камеры способ расчета темнового кадра заключается в следующем: перед наблюдениями снимаются кадры при закрытом затворе (темновые кадры) для двух значений времени экспозиции – 5 и 120 секунд. В дальнейшем, зависимость темнового тока от времени выдержки считается линейной, и из каждого снимаемого кадра вычитается кадр темнового тока, построенный на основе линейной интерполяции.

Рассмотренный подход не обеспечивает необходимую точность учета темнового тока для целого ряда наблюдательных программ. В связи с этим была поставлена задача изучения зависимости темнового тока от времени экспозиции и разработка нового алгоритма программной борьбы с ним.



Рис. 1. Сравнение интерполированного и реального темнового тока.

На основе отснятых серий темновых кадров для некоторого набора экспозиций были получены реальные зависимости темнового тока от времени выдержки. На рисунке 1 для одной из точек кадра приведена такая реальная зависимость, а также построен результат использовавшейся интерполяции. Очевидно, что стандартный алгоритм вносит значимые искажения в результирующие кадры.

Было решено создать библиотеку темновых кадров для используемых температур «холодной грани» (-30°С, -40°С, -50°С) камеры и значений экспозиции (5..120 секунд, шаг 5 секунд). Полученный дискретный набор значений давал более правильную зависимость, но кадры не были объединены общей зависимостью и не позволяли получать кадры с произвольным временем экспозиции. Искомую зависимость можно получить с помощью аппроксимации дискретных значений некоторой функцией, в качестве которой обычно используется полином степени n.

Из рисунка 2 и таблицы 1 следует, что степень полинома должна быть n = 3 или n = 4. Генерация темновых кадров будет происходить быстрее при n = 3, а значит, рациональнее выбрать именно эту полиномиальную зависимость. Сигнал в точке кадра при времени экспозиции t будет определяться по формуле

$$Mag(t) = a_0 + a_1t + a_2t^2 + a_3t^3$$
(1)

æ	Аппроксимация полиномом степени n				
Функция	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4	n = 5
Ошибка единицы веса	2,26	1,73	1,09	1,09	1,11

Таблица 1. Оценка ошибок единицы веса.



Рис. 2. Аппроксимация полиномами 3-й и 4-й степеней.

Зависимость темнового тока от температуры «холодной» грани ПЗСкамеры не выявлялась, так как она не меняется во время наблюдений.

Для создания темнового кадра произвольного времени накопления и температуры необходимо выбрать коэффициенты полинома для данной температуры для нужной точки и, подставляя значение выдержки в полученную формулу, рассчитать значение темнового тока в данной точке кадра.

Для выполнения этих операций разработано приложение на языке TurboPascal7. Коэффициенты полинома записаны последовательно для всех пикселов кадра и хранятся в специальных файлах.

Таким образом, информация о темновом токе хранится не в виде отдельных кадров, а в виде файлов, содержащих коэффициенты зависимостей темнового тока от выдержки. Для данного массива данных используется название «Темновая библиотека».

Темновая библиотека использовалась для формирования темновых кадров в ходе наблюдательных сезонов 2009–2010 годов (наблюдения взаимных явлений в системе галилеевых спутников Юпитера [2], астероидов [3] и звезд с большими собственными движениями [4]).

Данная работа является одним из этапов автоматизации наблюдений и процесса обработки их результатов на Нормальном астрографе ГАО РАН. Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (проект № 09-02-00419-а).

Литература

- 1. М. Милчев. Тенденции в цифровой фотографии. http://www.3dnews.ru/digital/photomatrix/index2.htm
- 2. Н.В. Емельянов, М.В. Андреев, А.А. Бережной, А.С. Бехтева, С.Н. Вашковьяк, Ю.И. Великодский, И.А. Верещагина, Д.Л. Горшанов, А.В. Девяткин, И.С. Измайлов, А.В. Иванов, Т.Р. Ирсмамбетова, В.А. Козлов, С.В. Карашевич, А.Н. Куреня, Я.В. Найден, К.Н. Наумов, Н.А. Парахин, В.Н. Расхожаев, С.А. Селяев, А.В. Сергеев, Е.Н. Соков, М.Ю. Ховричев, Е.В. Хруцкая, М.М. Черников. Астрометрические результаты наблюдений взаимных покрытий и затмений галилеевых спутников Юпитера в 2009 году на обсерваториях России. // Астрономический вестник (принято к печати, 2010).
- 3. Хруцкая Е.В., Ховричев М.Ю., Измайлов И.С, Бережной А.А. Пулковская программа исследований звезд с большими собственными движениями. // Известия ГАО в Пулкове, 2009, выпуск 4, с. 355–360.
- 4. *Хруцкая Е.В., Ховричев М.Ю.* Астрометрия малых тел Солнечной системы с Пулковским Нормальным астрографом. // Известия ГАО в Пулкове, 2009, выпуск 1, с. 310–317.

CONSTRUCTION OF THE DARK FRAMES FOR CCD-OBSERVATIONS PERFORMED WITH PULKOVO NORMAL ASTROGRAPH

Selyaev S.A.

Pulkovo Observatory of RAS

Summary

An approach of construction of the dark CCD-frames used for analysis of the CCDobservations carried out with Pulkovo Normal astrograph is described in this paper. Dark signal of each pixel is considered as a function of the exposure time and temperature of the cold side of the sensor. Discrete range of values of dark signal (for various temperatures and exposure times) is approximated by polynomial of the third order. Dark frames are generated with developed application according to request parameters.

СОЛНЕЧНЫЙ ПАТРУЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП

Середжинов Р.Т., Алиев А.Х., Дормидонтов Д.В.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, г. Кисловодск

Введение

Основной задачей патрульного телескопа является регистрация изображений Солнца в различных спектральных линиях в непрерывном режиме. Метод регистрации позволит получать изображения Солнца не только в центре спектральной линии, но и в крыльях. Полученные ряды данных позволят исследовать динамику быстропротекающих процессов в солнечной атмосфере на различных высотах и разных спектральных диапазонах (от УФ до красного, линии К и Н Са, H-alpha). Таким образом, этот телескоп будет аналогом универсального многоволнового спектрографа, работающего в автоматическом режиме. Предполагается применение процедуры калибровки изображений, что позволит получать значения интенсивности наиболее приближенным к абсолютным величинам для различных спектральных линий. Немаловажным является и то, что разрабатываемый инструмент будет обладать большим сроком эксплуатации – минимум 25 лет для покрытия двух 11-ти летних циклов солнечной активности.

1. Получение калиброванных изображений

Основной процедурой в разрабатываемом программном комплексе является процедура калибровки изображений Солнца в различных спектральных линиях для получения абсолютных величин интенсивности, которые приближены к реальным значениям. Процедура основана на приведении профиля спокойного диска Солнца к стандартной функции потемнения к краю. Стандартная функция описывается следующей формулой:

$$I_{ST}(\lambda,\xi) = a(\lambda) + b(\lambda)\xi + c(\lambda)\xi^2, \qquad (1)$$

где λ – длина волны, ξ – ln(cos(θ)), μ = sin(θ). Для спектрального диапазона близкого к линии CaII K значения коэффициентов равны: a = 1.0, b = 0.66030, c = 0.13914 [1].

После приведения профиля диска Солнца к стандартной функции потемнения получается более контрастное изображение лишенное рассеянного света, на котором светлые и темные детали имеют значения интенсивности близкие к абсолютным [2].

На действующем образце телескопа коллективом были получены первые изображения спектральной линии CaII К. Изображение линии приведено на рисунке 1.

По результатам анализа полученных изображений спектра, спектральное разрешение перестраиваемого спектрографа составляет 0,1 Ангстрем/пиксель, что дает возможность одновременно регистрировать изображения в красном и синем крыльях выбранной линии и получать информацию о скоростях движения с построением карты скоростей. Изображения в крыльях линии СаII К приведены на рис. 3.

На рисунке 2 приведено первое полученное «сшитое» изображение Солнца.



Рис. 1. Первое изображение спектральной линии CaII.



Рис. 2. Сшитое изображение Солнца.



Рис. 3. Изображения в крыльях.

Применение разработанной методики калибровки спектральных изображений с приведением к стандартной функции потемнения к краю, которая описывалась выше, удалось получить калиброванное изображение, показанное в сравнении на рис. 4.



Рис. 4. Получение калиброванного изображения.

На графиках, приведенных на рис. 5, показаны профили диска в сравнении со стандартным профилем потемнения для линии CaII K. На левом рисунке хорошо видно, что исходный профиль изображения достаточно близко к стандартному профилю с коэффициентом 0,81, что говорит о низком уровне рассеянного света в телескопе. На правом рисунке показан результат калибровки, оба профиля совпадают – коэффициент 1,00.



Рис. 5. Профили диска до калибровки слева, и после неё – справа.

2. Аппаратная реализация телескопа

Аппаратная реализация потребовала проведения конструкторских работ, связанных с созданием точной трехмерной модели действующего образца телескопа. Изначально было решено, что действующий образец должен быть изготовлен в виде герметичной трубы установленной на полярную монтировку. Общая идея реализации инструмента с вариантом окончательной установки и возможности обслуживания показана на рис. 6 слева. Действующий образец в настоящее время установлен на временной переносной монтировке. Фотография телескопа показана на рис. 6 справа.



Рис. 6. Автоматизированный телескоп: от идеи до реализации.

Наиболее ответственными узлами телескопа, определяющими его функционирование, являются: система сканирования диска Солнца, система автоматической наводки и гидирования и система дистанционного включения питания.

2.1. Система сканирования Солнца

Получение полных изображений диска Солнца при помощи спектрографа требует оснащения его системой перемещения диска по входной щели. В случае патрульного телескопа, который является автоматизированным инструментом, данная система должна быть реализована таким образом, чтобы добавление в нее новых функциональных возможностей не привело к глубокой ее переделке или замене [3]. С учетом возможности расширения функциональных возможностей, система должна быть максимально быстродействующей. Учитывая выше сказанное, наиболее рациональным вариантом является электромагнитное управление зеркалом которое подвешено на пружинах. Применение пружин позволяет снизить требования к мощности усилителя мощности и размерам катушки электромагнита. Однако при такой реализации система является колебательной и имеет резонанс на определенной частоте. В этом случае необходимо обеспечивать демпфирование колебаний контуром обратной связи. Структурная схема электронной части системы показана на рис. 7.

На рис. 7 введены следующие обозначения:

LDVT – линейный дифференциальный трансформатор; ЗГ – задающий генератор сигнала синусоидальной формы частотой 10 кГц.; ФЗ – фазосдвигатель; У – усилитель; ФВЧ – фильтр верхних частот; АУ – аналоговый умножитель; ФНЧ – фильтр нижних частот; ПИД – пропорционально – интегральный – дифференциальный регулятор; УМ – усилитель мощности; ФД – фотодетектор; ПК – персональный компьютер.

Остальные обозначения на структурной схеме не требуют пояснений.



Рис. 7. Структура электронной части.

На рис. 8 представлены структура механической части и ее фотография. Цифрами на рис. 8 обозначены:

- 1. удерживающие латунные пластины;
- 2. датчик перемещения типа LVDT;
- 3. электромагнит с подвижной катушкой и неподвижным сердечником; оправа главного зеркала.



Рис. 8. Механическая часть сканирующей системы.

Для осуществления перемещения диска Солнца по входной щели спектрографа в телескопе должна быть предусмотрена одна вращающаяся поверхность. В качестве такой поверхности было выбрано главное зеркало телескопа диаметром 100 мм. Объективной причиной такого выбора является то, что телескоп представляет собой полярную монтировку, с трубой, которая вращается вокруг полюса. При этом удобно все массивные узлы телескопа расположить внизу трубы, там, где находится часовой привод и главное зеркало. При фокусном расстоянии главного зеркала 2000 мм линейный размер диска Солнца равен ≈ 19 мм. Простой геометрический расчет показывает, что при таком фокусном расстоянии поворот главного зеркала необходимо сделать на ±0,27°, чтобы обеспечить полное прохождение диска Солнца по щели.

При длине хвостовика оправы равной 100 мм максимальное линейное перемещения его конца составит $\approx \pm 0,5$ мм.

Основным датчиком, контролирующим перемещение хвостовика оправы главного зеркала (см. рис. 8) по X и У координате является датчик LDVT с чувствительностью 130 мВ на 1 мм имеющий линейную характеристику преобразования в диапазоне ±1,25 мм (Модель 050 MHR). Обозначенные на рис. 7 устройства: ЗГ, ФЗ, У, ФВЧ, АУ, ФНЧ предназначены для преобразования сигнала с датчика LVDT в пропорциональный перемещению сигнал с нулевым фазовым сдвигом. Основной задачей контура обратной связи, в котором включен ПИДрегулятор, является выработка воздействия на внешнее возмущение и обеспечения быстрого затухания колебаний оправы главного зеркала.

В рассматриваемом случае был реализован ПИД-регулятор на операционных усилителях. Настройку такого ПИД-регулятора удобно делать, используя его электронную модель, составленную в Місго-Сар. Графическое изображение модели показано на рис. 9. В модели объект управления, в данном случае оправа главного зеркала и катушка электромагнита представлены передаточной функцией $\frac{4}{0.00063 \cdot S^2 + 0.015 \cdot S + 4}$. Единичный скачок подается на вход сумматора. Датчик LVDT представлен источником E2. Измеренное время переходного про-



Рис. 9. Модель ПИД-регулятора.

2.2. Система автоматической наводки и гидирования

цесса по уровню 95% составляет 163 мс.

Систему составляют два датчика углового положения трубы по прямому восхождению и склонению, четырех элементный фотодиодный сенсор для гиди-

рования, АЦП, ЦАП. Ядром системы является программное обеспечение (ПО) с реализованной функцией цифрового ПИД-регулятора. ПО позволяет считывать показания с датчиков положения и фотодиодного сенсора, выдавать соответствующие сигналы управления на контроллеры шаговых двигателей по обеим осям. ПО может быть реализовано на персональной ЭВМ, в качестве подпрограммы, либо на отдельном программируемом контроллере.

Структура системы представлена на рис. 10

Введены следующие обозначения:

- КШД контроллер шагового двигателя;
- ПИ преобразователь интерфейса.

Подпрограмма ЭВМ последовательно реализует два режима работы системы: грубая наводка на Солнце с погрешностью 15 угловых минут и постоянное гидирование. Наводка осуществляется вычислением текущих координат Солнца и сравнением их с данными, приходящими от абсолютных энкодеров. Энкодеры прокалиброваны для выдачи показаний в часах, минутах для оси прямого восхождения и в градусах и минутах для оси склонений. При равенстве вычисленных показаний с фактическими, с погрешностью 15 угловых минут грубая наводка завершается и включается гидирование по фотосенсору.

ПИД-регулятор вычисляет ошибку положения и вырабатывает сигнал, который выдается на ЦАП, а далее на КШД. При этом изменяется частота вращения вала двигателей. В алгоритме гидирования предусмотрена защита от проходящих облаков, которые изменяют уровень освещенности сенсора, тем самым, влияя на частоту вращения двигателя часового ведения.



Рис. 10. Структурная схема системы.

Взаимодействие управляющей программы на ЭВМ с оборудованием телескопа осуществляется при помощи интерфейса RS-485. На рис. 11 рамкой обведено то оборудование, которое планируется установить непосредственно в телескоп.

Литература

- 1. Pierce, A.K., Slaughter, C.D.: 1977, Solar Phys. 51, 25.
- Andrey G. Tlatov. A New Method of Calibration of Photographic Plates from Three Historic Data Sets / Andrey G. Tlatov, Alexei A. Pevtsov, Jagdev Singh // Solar Phys (2009) 255: 239–251.
- 3. Середжинов Р.Т. Система управления солнечного оперативного телескопа кисловодской горной астрономической станции / Р.Т. Середжинов, А.Г. Тлатов, А.Д. Шрамко, Д.В. Дормидонтов // Солнечная и солнечно-земная физика 2009: материалы Междунар. науч. конф.: СПб: ГАО РАН, 2009.

SOLAR PATROL OPTICAL TELESCOPE

Seredzhinov R.T., Aliev A.C., Dormidontov D.V.

Kislovodsk Mountain Solar Station of the Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences

Summary

The article describes the solar patrol optical telescope. The telescope will be ring up at Kislovodsk Mountain Solar Station and will be gets Solar's image in different spectral lines (CaK, CaH, H α) and in their wings. The telescope's software will be provides calibration of images. The one way of images processing described.

ОБ ОРБИТАЛЬНОЙ ДИНАМИКЕ АСТЕРОИДА АПОФИС: ПРЕДСКАЗУЕМОСТЬ ДВИЖЕНИЯ И РЕЗОНАНСЫ

Смирнов Е.А.

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование предсказуемости динамики астероида, сближающегося с Землёй (АСЗ), Апофис 99942. Рассчитано минимальное расстояние между центром Земли и Апофисом в ближайшую дату сближения (13 апреля 2029 года) и его статистическая ошибка, вычислен характерный размер области, при прохождении которой астероидом в 2029 году произойдёт его соударение с Землёй в 2036 году. С целью верификации результатов использованы четыре современных метода численного интегрирования: симплектический метод Йошиды восьмого порядка, восьмишаговый метод «предиктор—корректор» (ПК-8), самостартующий метод Эрмита, метод Паркера-Сочаки. Полученные результаты хорошо согласуются между собой и с результатами Джорджини и др. [9] и Виноградовой и др. [2]. Проведено сопоставление полученных различными методами численного интегрирования положений Апофиса на момент сближения 13 апреля 2029 года; впервые выполнен расчет статистических ошибок для найденных наиболее вероятных расстояний Земля—астероид в момент сближения. Идентифицированы и проанализированы возможные резонансы средних движений в динамике Апофиса после сближения 13 апреля 2029 года (наиболее вероятный — 7/6 с Землёй).

Исследование орбиты Апофиса

19 июня 2004 года наблюдателями Такером, Толеном и Бернарди в обсерватории Китт Пик был открыт астероид 2004 MN4 [7]. На время объект был потерян, но после повторного открытия в том же году по предварительным расчетам была предсказана возможность его соударения с Землей в 2029 году. Проведенные через некоторое время дополнительные наблюдения и расчеты исключили эту возможность, однако выявили вероятность столкновения в 2036 году. 19 июля 2005 года астероиду было присвоено имя 99942 Апофис.

Прогнозированию орбиты Апофиса посвящено множество работ, например, работы Башакова и др. [1], Виноградовой и др. [2], Giorigini et al. [9] и др. В исследовании Giorgini et al.[9] оценена погрешность элементов орбиты, вычислено воздействие малых эффектов на его орбиту, из которых следует отметить влияние солнечного давления на положение астероида и эффекта Ярковского.

В работе Kochetova et al. [11] проведен сравнительный анализ результатов, полученных различными группами исследователей Лабораторией реактивного движения NASA (JPL), Институтом прикладной астрономии РАН, Университетом г. Пиза (Италия). Рассчитан характерный размер «замочной скважины», при прохождении через которую 13 апреля 2029 года Апофис выйдет на траекторию, приводящую к физическому соударению с Землей в 2036 году, и сделана попытка анализа вычислительных ошибок метода Эверхарта путем интегрирования «вперед–назад» и сравнения результатов при выборе разных порядков интегрирования (от 9 до 15).

В исследовании Башакова и др. [1] приведены различные резонансы средних движений Апофиса и Земли и указаны значения минимального расстояния Апофис–центр Земли 13–14 апреля 2029 года и соответствующего года для каждой соизмеримости.

Модель

Нами было проведено интегрирование уравнений движения Апофиса в рамках следующей модели: гелиоцентрическая экваториальная прямоугольная система координат, учитываются возмущения от больших планет и Плутона, используются эфемериды DE405 [14], учтена несферичность Земли до 2 порядка при входе астероида в сферу действия планеты [5, 9], эффект Ярковского и солнечное давление не учитывались, хотя их влияние может присутствовать [2, 9]. Сопоставлены погрешности схем интегрирования.

Для определения положения больших тел Солнечной системы использовались эфемериды DE405, так начальные данные, использованные нами, были получены с их использованием. Для численного интегрирования были использованы уравнения движения астероида в гелиоцентрической прямоугольной системе координат:

$$\frac{d^{2}\mathbf{x}}{dt^{2}} = -k^{2}(1+m)\frac{x}{|\mathbf{x}|^{3}} + k^{2}\sum_{i}m_{i}\left(\frac{\mathbf{x}_{i}-\mathbf{x}}{|\mathbf{x}_{i}-\mathbf{x}|^{3}} - \frac{\mathbf{x}_{i}}{|\mathbf{x}_{i}|^{3}}\right)$$

Здесь масса Солнца принята за единицу; m, **х** — масса и радиус-вектор возмущаемого тела; m_i, **x**_i, — массы и координаты возмущающих тел; k — гауссова постоянная. При интегрировании масса Апофиса не учитывалась. Начальные данные были взяты с сайта NASA [14] на эпоху JD = 2454101.5 (таблица 1). Следует отметить, что наша модель отличается от той модели, которая использовалась NASA для вычисления данных, принятых нами за начальные. Но различия достаточно малы, поэтому ими в данной задаче можно пренебречь. Такая же модель использовалась в работе Башакова и др.[1], результаты которой не противоречат результатам, полученным Giorgini et al.[9].

Координата	Положение (а.е.)	Скорость (а.е. / сут.)
Х	1.043406748756247E+00	3.711057094315510E-03
Y	3.125580257280309E-01	1.344966150998682E-02
Z	8.948500834246172E-02	5.098876019078703E-03

Таблица 1. Начальные данные на дату JD = 2454101.5 (NASA, [14]).

Проверка интеграторов

Для проверки результатов, полученных методами численного интегрирования, применялись следующие методы:

1) Интегрирование «вперед-назад» по времени. Начальные и полученные в результате интегрирования данные должны совпадать в пределах теоретической ошибки. Подобное исследование для метода Эверхарта было проведено в работе Виноградовой и др. [2].

2) Интегрирование модельных задач, например, задачи двух тел и ограниченной задачи трех тел.

3) Интегрирование орбит планет Солнечной Системы и сравнение результатов с эфемеридами DE405.

При интегрировании модельной задачи двух тел нами рассмотрены следующие случаи: круговая орбита, орбита с большим эксцентриситетом.

Во всех трех методах точность находилась в пределах теоретической ошибки, сравнение велось путём вычисления глобальной ошибки при полном и половинном шагах интегрирования. При шаге 0.01 для 1000 шагов интегрирования разность нормированной кеплеровой энергии до и после интегрирования для метода ПК-8 составила $5.61 \cdot 10^{-10}$, для метода Йошиды — $9.77 \cdot 10^{-15}$, для метода Паркера-Сочаки — $3.72 \cdot 10^{-10}$, для метода Эрмита четвертого порядка — $6.23 \cdot 10^{-6}$. Следует отметить, что результаты для метода Йошиды значительно лучше предполагаемых, так как метод является симметричным, поэтому его проверка интегрированием «вперед-назад» не совсем корректна.

В рамках тестирования также рассматривался частный случай задачи трех тел: плоское периодическое движение трех тел по "восьмерке" [13]. Начальные условия в этой задаче движения по "восьмерке":

 $\begin{array}{l} x_1=-0.97000436,\,y_1=0.24308753,\,x_2=-x_1,\,y_2=-y_1,\,x_3=0,\,y_3=0,\\ v_{x1}=v_{x2}=-v_{x3}/2,\,v_{y1}=v_{y2}=-v_{y3}/2,\,v_{x3}=0.93240737,\,v_{y3}=0.86473146. \end{array}$

Уравнения движения приведены в книге Moore [13]. Массы тел и гравитационная константа положены равными 1. Интегрирование велось методами Йошиды, ПК-8, Паркера–Сочаки, Эрмита, а ошибка численного интегрирования после 10000 периодов при шаге 0.001 не превышала теоретическую. Разность нормированных интегралов Якоби до и после интегрирования для метода ПК-8 составила 2.10⁻¹⁵.

Полученная при интегрировании уравнений движения для Солнечной Системы на период 100 лет ошибка численного интегрирования в положении больших планет относительно эфемерид DE405 не превышала теоретических величин.

Таким образом, исходя из полученных результатов, можно сделать следующий вывод: при заданных начальных условиях, не приводящих к тесным сближениям, все интеграторы работают корректно в пределах точности, соответствующей порядку метода. Наилучшие показатели сохранения константы Якоби продемонстрировал метод Йошиды. Наиболее быстрым и точным (при прочих равных условиях) является метод ПК-8, поэтому в задаче о тесном сближении Апофиса с Землей предпочтительно, с точки зрения оптимизации величины минимального шага и точности, использовать именно его.

Сближение 13 апреля 2029 года

Используя разработанное программное обеспечение с начальными данными NASA (таблица 1), нами были получены результаты (таблица 3), хорошо согласующиеся с другими исследователями [1, 2, 9, 11] (см. таблицу 4). Согласно таблице 3, результаты расчетов по методу Эверхарта (15 порядка, автоматический выбор шага) отличаются от результатов, полученных с помощью других интеграторов, что объясняется наличием относительно большой вычислительной ошибки, вызванной неточным приближением производных высоких порядков разделенными разностями вблизи особенностей дифференциальных уравнений [3, 4].

Таблица 3. Минимальное расстояние D Земля-Апофис в 13 апреля 2029 году для начальных данных из таблицы 1.

Метод	D(a.e.)	D(км)
Эрмита 6	0.00025603283	38300±1800
Йошиды 8	0.00025476945	38110±1290
ПК-8	0.00025498335	38150±1420
Паркера-Сочаки	0.00025555822	38230±2920
Эверхарта	0.00025168785	37650±3490

Таблица 4. Сравнение минимальных расстояний в момент сближения 13 апреля 2029 года (данные 2-5 строк указаны в [2] на основе начальных элементов из работ Виноградовой и др. и Giorgini et al.[2,9]).

Источник	Расстояние (км)
ПК-8 (эта статья)	38150±1420
IAA	38220.5
NASA JPL	38240.4
NEODyS	38228.1
Giorgini et al.	37997.9



Рис. 1. Разность D между минимальными расстояниями между Землёй и Апофисом, вычисленными с помощью интеграторов Йошиды 8 порядка и ПК-8 в зависимости от времени, выраженном в JD, до и после сближения 13 апреля 2029 года (момент сближения указан пунктирной линией).

Вычислительная ошибка минимального расстояния между Землей и Апофисом рассчитана методом Монте-Карло. Рассматривалось 10000 вариаций начальных данных в пределах ошибок, указанных в работе Виноградовой и др. [2]. Рассчитана область возможных положений Апофиса на момент сближения 13 апреля 2029 года и вычислено максимальное среднеквадратичное отклонение от номинального значения. Оно составило 1290 км, 1420 км, 1800 км, 2920 км соответственно для интеграторов Йошиды, ПК-8, Эрмита, Паркера-Сочаки.

Для визуализации расхождений между результатами работы интеграторов ПК-8 и Йошиды был построен график зависимости расстояния между положениями Апофиса, вычисленными двумя методами, в зависимости от времени, выраженном в JD (рисунок 1). Можно отметить, что только полученные различными интеграторами, основнанными на различных схемах интегрирования, численные данные можно считать достоверными.

Заключение

Нами реализован ряд методов численного интегрирования (Йошиды, Эрмита, ПК-8, Паркера-Сочаки, Эверхарта) для прогнозирования движения АСЗ 99942 Апофис. С помощью разработанного программного обеспечения при начальных данных NASA [14] вычислено минимальное расстояние "центр Земли–Апофис" 13 апреля 2029 года. Оно составило 38110 ± 1290 км, 38150 ± 1420 км, 38300 ± 1800 км, 38230 ± 2920 км для методов Йошиды, ПК-8, Эрмита, Паркера–Сочаки, соответственно. Впервые проведен анализ различий в расстояниях между центром Земли и Апофисом до и после сближения 13 апреля 2029 года, вычисляемых различными интеграторами. Исследована точность и быстродействие методов интегрирования на примере модельных задач двух и трех тел с известными точными решениями, а также задачи N тел (на примере Солнечной Системы). Наиболее оптимальным по точности и возможной длине шага методом нами был признан ПК-8.

Благодарности

Автор приносит благодарность О.М. Кочетовой, Л.Л. Соколову, И.И. Шевченко и В.А. Шору за замечания и комментарии к работе.

Литература

- 1. Башаков А.А., Питьев Н.П., Соколов Л.Л. Особенности движения астероида 99942 Апофис // Астрон. вестн. 2008, Т.42. № 1, С. 20–29.
- 2. Виноградова Т.А., Кочетова О.М., Чернетенко Ю.А. и др. Орбита астероида (99942) Апофис, определенная из оптических и радарных наблюдений // Астрон. вестн. 2008. Т.42. №4. С. 291–300.
- 3. *Смирнов Е.А.* Современные численные методы интегрирования уравнений движения астероидов, сближающихся с Землей // Околоземная астрономия 2007. Нальчик: Изд. М.и В. Котляровы. С. 54–59.
- 4. *Татевян С.К., Сорокин Н.А., Залёткин С.Ф.* Численное интегрирование обыкновенных дифференциальных уравнений на основе локальных многочленных приближений // Выч. методы и программ. 2000. Т.1. С. 28–61.
- 5. Грушинский Н.П. Основы гравиметрии // М.: Наука, 1983.
- 1. *Дубошин Г.Н.* Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. // М.: Наука, 1976.

- 6. *Chambers J.E.* A Hybrid Symplectic Integrator that Permits Close Encounters between Massive Bodies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1999. V.304, pp. 793–799.
- 7. *Chesley S. R.* Potential impact detection for near-Earth asteroids: The case of 99942 Apophis (2004 MN4) // Proceedings of the International Astronomical Union. 2006.
- Everhart E. Implicit single methods for integrating orbits // Cel. mech. 1974. V. 10. №1. P. 35–55.
- 9. *Giorgini J. D., Benner L. A., Ostro S. J. et al.* Predicting the earth encounters of (99942) Apophis // Icarus. 2008. V. 193. P. 1–19.
- 10. Hut P., Makino J. The art of computational science. The Kali code, 2005.
- 11. Kochetova O. M., Chernetenko Y. A., Shor V. A. How precise is the orbit of asteroid (99942) Apophis and how probable is its collision with the earth in 2036–2037 // Solar System Research. 2009. V. 43. № 4. P. 324–333.
- 12. Makino J. Optimal order and time-step criterion for Aarseth-type N-body integrators, Astrophys.J. 1991. 369, 200–12.
- 13. Moore C. Braids in classical dynamics // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3675–3679.
- 14. Nasa jpl solar system dynamics. http://www.jpl.nasa.gov/ // 2008.
- 15. Nasa ephemeris. http://iau-comm4.jpl.nasa.gov/ //2009.
- 16. *Yoshida H.* "Construction of higher order symplectic integrators". Phys. Lett. 1990. A. 150:262.

THE CALCULATIONS OF APOPHIS ORBIT

Smirnov E.A.

Pulkovo observatory

Summary

The asteroid 99942 Apophis approaches with the Earth in 2029. It is actual to calculate the positions and velocities very accurate because of probable collision in 2036. Generally the Everhart's integrator is used [1, 2, 11], but this method is not stable near critical points of the equation of motion. Therefore we developed and used the methods of numerical integration with better stability: Yoshida method, Hermit method, multisteps predictor-corrector method, Parker-Sochacki method. We calculated the minimal distance between Apophis and Earth in April 13, 2029 using the software we developed: 38110 ± 1290 km, 38150 ± 1420 km, 38300 ± 1800 km, 38230 ± 2920 km for Yoshida method, PC-8, Hermite's method and Packer-Sochacki method. The results were compared with the result obtained by Everhart's integrator. Also we identified the mean motion resonances between Apophis and Earth (7/6 — the possible one).

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ КОНУСА ЧЕРЕЗ ЭКВИГРАВИТИРУЮЩИЙ СТЕРЖЕНЬ

Трубицына Н.Г., Романова Я.И.

Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия

Дан однородный круговой конус с образующей длиной L и углом полураствора α , начало системы отсчета в его вершине О (рис. 1а). Методом, изложенным в монографии [1], найден его эквигравитирующий стержень ВС (рис. 1b) с плотностью

$$\mu_{con}(\zeta) = -i\frac{3M_{con}}{\pi L} \left\{ \frac{(1-\zeta\cos\alpha)\sqrt{\zeta^2 - 2\zeta\cos\alpha + 1}}{\sin^2\alpha} + \frac{1}{2}\zeta^2 \ln\frac{1-\zeta\cos\alpha + \sqrt{\zeta^2 - 2\zeta\cos\alpha + 1}}{1-\zeta\cos\alpha - \sqrt{\zeta^2 - 2\zeta\cos\alpha + 1}} \right\}, (1)$$

где полная масса конуса $M_{con} = \frac{1}{3} \pi \rho L^3 \sin^2 \alpha \cos \alpha$.



Рис. 1. Сечение конуса и его поворот на 90° в комплексной плоскости, необходимый для нахождения эквигравитирующего стержня. *В* и *С* – особые точки для потенциала, аналитически продолженного внутрь конуса. Штрихами показан контур интегрирования, натягиваемый на эти точки.

Пространственный потенциал конуса в точке (r, x_3) выражается интегралом в комплексной плоскости

$$\varphi_r(r, x_3) = G \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \frac{\mu(\zeta)}{\sqrt{r^2 + (x_3 - \zeta)^2}} d\zeta = -iG\rho L^2 \cos\alpha \left\{ I_1 - \cos\alpha \cdot I_2 + \frac{\sin^2\alpha}{2} \cdot I_3 \right\}.$$
 (2)

Таким образом, задача сводится к нахождению трех сложных интегралов в комплексной плоскости

$$I_{1} = \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \sqrt{\frac{\zeta^{2} - 2\zeta \cos \alpha + 1}{r^{2} + (x_{3} - \zeta)^{2}}} d\zeta;$$

$$I_{2} = \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \zeta \sqrt{\frac{\zeta^{2} - 2\zeta \cos \alpha + 1}{r^{2} + (x_{3} - \zeta)^{2}}} d\zeta;$$

$$I_{3} = \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \frac{\zeta^{2}}{\sqrt{r^{2} + (x_{3} - \zeta)^{2}}} \ln \frac{1 - \zeta \cos \alpha + \sqrt{\zeta^{2} - 2\zeta \cos \alpha + 1}}{1 - \zeta \cos \alpha - \sqrt{\zeta^{2} - 2\zeta \cos \alpha + 1}} d\zeta.$$
(3)

Анализ показал, что первые два интеграла в (3) всё же можно выразить в конечном виде. Рассмотрим процесс интегрирования.

Вычисление интеграла I₁

Запишем его в виде

$$I_{1} = \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \sqrt{\frac{\left(\zeta - e^{-i\alpha}\right)\left(\zeta - e^{i\alpha}\right)}{\left[x_{3} + ir - \zeta\right] \cdot \left[x_{3} - ir - \zeta\right]}} \ d\zeta, \tag{4}$$

и сделаем нетривиальную дробно-линейную замену

$$\zeta = \kappa \frac{z + ia_1}{z + ia_2},\tag{5}$$

где параметры *a*₁ и *a*₂ находим из условий

$$e^{-i\alpha} = \kappa \frac{-1 + ia_1}{-1 + ia_2}; \quad e^{i\alpha} = \kappa \frac{1 + ia_1}{1 + ia_2},$$
 (6)

так что новая переменная −1 ≤ *z* ≤1. Кроме того, для преобразования знаменателя в (3) запишем комплексные координаты в виде

$$x_{3} - ir = \kappa \frac{-\frac{1}{k} + ia_{1}}{-\frac{1}{k} + ia_{2}}; \qquad x_{3} + ir = \kappa \frac{\frac{1}{k} + ia_{1}}{\frac{1}{k} + ia_{2}}.$$
(7)

Решая систему двух линейных уравнений (6), находим параметры преобразования

$$a_1 = \frac{1 - \kappa \cos \alpha}{\kappa \sin \alpha}; \quad a_2 = \frac{\cos \alpha - \kappa}{\sin \alpha} .$$
(8)

С учетом вида a_1 и a_2 , система двух нелинейных уравнений (7) в итоге дает

$$\kappa = \frac{-1 + r^{2} + x_{3}^{2} + \sin \alpha \sqrt{-4r^{2} + \left[-2x_{3} \operatorname{ctg} \alpha + \frac{\left(1 + r^{2} + x_{3}^{2}\right)\right]^{2}}{\sin \alpha}\right]^{2}}}{2(x_{3} - \cos \alpha)}, \qquad (9)$$

$$k = \frac{1 + r^{2} + x_{3}^{2} - 2x_{3} \cos \alpha - \sin \alpha \sqrt{-4r^{2} + \left[-2x_{3} \operatorname{ctg} \alpha + \frac{\left(1 + r^{2} + x_{3}^{2}\right)}{\sin \alpha}\right]^{2}}}{2r \sin \alpha}.$$

Подчеркнем, что *k* из (9) является модулем используемых ниже полных эллиптических интегралов.

Таким образом, указанной заменой (5) интеграл I_1 из (3) приводится к виду

$$I_{1} = i\kappa \left(a_{2} - a_{1}\right) \sqrt{\frac{1 + k^{2}a_{2}^{2}}{1 + a_{2}^{2}}} \cdot \int_{-1}^{1} \sqrt{\frac{1 - z^{2}}{1 - k^{2}z^{2}}} \frac{dz}{\left(z + ia_{2}\right)^{2}},$$
(10)

или, после избавления от мнимости,

$$I_{1} = 2i\kappa (a_{2} - a_{1})\sqrt{\frac{1 + k^{2}a_{2}^{2}}{1 + a_{2}^{2}}} \cdot \int_{0}^{1} \sqrt{\frac{1 - z^{2}}{1 - k^{2}z^{2}}} \frac{z^{2} - a_{2}^{2}}{\left(z^{2} + a_{2}^{2}\right)^{2}} dz.$$
(11)

В эквивалентной форме:

$$I_{1} = 2i\kappa \left(a_{2} - a_{1}\right) \sqrt{\frac{1 + k^{2}a_{2}^{2}}{1 + a_{2}^{2}}} \int_{0}^{1} \frac{dz}{\sqrt{\left(1 - z^{2}\right)\left(1 - k^{2}z^{2}\right)}} \left\{ -1 + \frac{1 + 3a_{2}^{2}}{z^{2} + a_{2}^{2}} - \frac{2\left(1 + a_{2}^{2}\right)}{a_{2}^{2}\left(1 + \frac{z^{2}}{a_{2}^{2}}\right)^{2}} \right\}.$$
 (12)

В итоге, *I*₁ удаётся выразить через стандартные полные эллиптические интегралы второго и третьего рода

$$I_{1} = 2i\kappa(a_{2} - a_{1}) \cdot \frac{\left(1 - k^{2}\right) \cdot \Pi\left[-\frac{1}{a_{2}^{2}}, k\right] - E(k)}{\sqrt{\left(1 + a_{2}^{2}\right)\left(1 + k^{2}a_{2}^{2}\right)}}.$$
(13)

Вычисление интеграла I₂

Та же замена (5) приводит интеграл I_2 из (3) к форме

$$I_{2} = i\kappa^{2} \left(a_{2} - a_{1}\right) \sqrt{\frac{1 + k^{2}a_{2}^{2}}{1 + a_{2}^{2}}} \int_{-1}^{1} \frac{\left(1 - z^{2}\right)\left(z + ia_{1}\right)dz}{\left(z + ia_{2}\right)^{3} \sqrt{\left(1 - z^{2}\right)\left(1 - k^{2}z^{2}\right)}},$$
(14)

причем здесь часть подынтегрального выражения следует представить в виде

$$\frac{(1-z^2)(z+ia_1)}{(z+ia_2)^3} = -1 - i(a_2 - a_1)\frac{1+a_2^2}{(z+ia_2)^3} + \frac{1-2a_1a_2 + 3a_2^2}{(z+ia_2)^2} + i\frac{3a_2 - a_1}{z+ia_2}.$$
(15)

С учетом (15), интеграл (14) после трудоемких преобразований удаётся взять и привести его к виду

$$I_{2} = i\kappa^{2} (a_{2} - a_{1}) \sqrt{\frac{1 + k^{2}a_{2}^{2}}{1 + a_{2}^{2}}} \times \left\{ -\frac{2 - a_{2} \left[a_{1} - 3a_{2} + \left(a_{2} - a_{1} \left(3 + 2a_{2}^{2}\right)\right)k^{2}\right]}{\left(1 + a_{2}^{2}\right)\left(1 + k^{2}a_{2}^{2}\right)^{2}} \cdot \mathbf{E}(k) + \frac{a_{2} (a_{2} - a_{1})\left(1 - k^{2}\right)}{\left(1 + a_{2}^{2}\right)\left(1 + k^{2}a_{2}^{2}\right)} \cdot \mathbf{K}(k) - \left(16\right) - \frac{\left(1 - k^{2}\right) \left[a_{1} - 3a_{2} - 2a_{2}^{3} - a_{2}^{2}\left(-a_{2}^{3} + a_{1}\left(2 + 3a_{2}^{2}\right)\right)k^{2}\right]}{a_{2} \left(1 + a_{2}^{2}\right)\left(1 + k^{2}a_{2}^{2}\right)^{2}} \cdot \Pi\left[-\frac{1}{a_{2}^{2}}, k\right]\right\}.$$

В выражении (16) появились стандартные полные эллиптические интегралы Лежандра всех трёх родов.

Вычисление интеграла I₃

Третий интеграл I_3 из (3) в конечном виде выразить не удается. Но его можно представить в виде ряда по гармоническим функциям. Для доказательства множитель перед логарифмом в I_3 представим рядом:

$$\frac{\zeta^2}{\sqrt{r^2 + (x_3 - \zeta)^2}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\zeta^2}{\sqrt{r^2 + x_3^2}} P_n\left(\frac{x_3}{\sqrt{r^2 + x_3^2}}\right) \frac{\zeta^n}{\left(r^2 + x_3^2\right)^{\frac{n}{2}}}.$$
(17)

Тогда сам интеграл примет вид

$$I_{3} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_{n}\left(\frac{x_{3}}{\sqrt{r^{2} + x_{3}^{2}}}\right)}{\left(r^{2} + x_{3}^{2}\right)^{\frac{n+1}{2}}} \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \zeta^{n+2} \ln \frac{1 - \zeta \cos \alpha + \sqrt{\left(\zeta - e^{-i\alpha}\right)\left(\zeta - e^{i\alpha}\right)}}{1 - \zeta \cos \alpha - \sqrt{\left(\zeta - e^{-i\alpha}\right)\left(\zeta - e^{i\alpha}\right)}} d\zeta.$$
(18)

Появившийся в правой части (18) интеграл берем по частям, чтобы избавиться от логарифма. Проинтегрированный член исчезает, и остается

$$I_{3} = 2\sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_{n}\left(\frac{x_{3}}{\sqrt{r^{2} + x_{3}^{2}}}\right)}{(n+3)(r^{2} + x_{3}^{2})^{\frac{n+1}{2}}} \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \frac{\zeta^{n+2}d\zeta}{\sqrt{(\zeta - e^{-i\alpha})(\zeta - e^{i\alpha})}}.$$
(19)

Но известна формула [2]

$$P_n\left(\cos\theta\right) = \frac{1}{\pi i} \int_{e^{-i\alpha}}^{e^{i\alpha}} \frac{t^n dt}{\sqrt{1 - 2t\cos\theta + t^2}},\tag{20}$$

поэтому (19) приводится в итоге к замечательному виду

,

$$I_{3} = 2\pi i \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\left(r^{2} + x_{3}^{2}\right)^{\frac{n+1}{2}}} \frac{1}{n+3} P_{n}\left(\frac{x_{3}}{\sqrt{r^{2} + x_{3}^{2}}}\right) P_{n+2}(\cos\alpha).$$
(21)

.

Это и есть представление интеграла I_3 в виде ряда по гармоническим функциям F_n

$$I_{3} = 2\pi i \sum_{n=0}^{\infty} F_{n}, \quad \tilde{a} \ddot{a} \ddot{a} \quad F_{n} = \frac{P_{n+2}(\cos\alpha)}{n+3} \cdot \frac{P_{n}\left(\frac{x_{3}}{\sqrt{r^{2} + x_{3}^{2}}}\right)}{\left(r^{2} + x_{3}^{2}\right)^{\frac{n+1}{2}}}.$$
(22)

Подставляя теперь интегралы I_1 из (13), I_2 из (16) и I_3 из (21) в формулу (2), получим внешний пространственный потенциал однородного конуса в точке (r, x_3) :

$$\frac{\varphi_{con}(r,x_{3})}{G\rho L^{2}\cos\alpha} = \frac{\kappa(a_{1}-a_{2})}{\left(1+a_{2}^{2}\right)^{3/2}\left(1+a_{2}^{2}k^{2}\right)^{3/2}} \times \left\{ -\kappa\cos\alpha \cdot a_{2}\left(a_{1}-a_{2}\right)\left(1-k^{2}\right)\left(1+a_{2}^{2}k^{2}\right) \cdot K\left(k\right) + \left[2\left(1+a_{2}^{2}\right)\left(1+a_{2}^{2}k^{2}\right)-\kappa\cos\alpha \cdot a_{2}\left(\frac{2}{a_{2}}-a_{1}+3a_{2}-k^{2}\left(a_{2}-3a_{1}-2a_{1}a_{2}^{2}\right)\right)\right] \cdot E\left(k\right) - \left(23\right) - \left(1-k^{2}\right)\left[2\left(1+a_{2}^{2}\right)\left(1+k^{2}a_{2}^{2}\right)+\kappa\cos\alpha\left(\frac{a_{1}}{a_{2}}-3-2a_{2}^{2}-a_{2}\left(-a_{2}^{3}+2a_{1}+3a_{1}a_{2}^{2}\right)k^{2}\right)\right] \cdot \Pi\left(-\frac{1}{a_{2}^{2}},k\right)\right\} + \pi\sin^{2}\alpha \cdot \sum_{n=0}^{\infty} F_{n},$$

где все параметры даны выше, а гармонические функции *F_n* определены в (22).

Расчет эквипотенциалей по формуле (23) показан на рис. 2.



Рис. 2. Кривые равного потенциала однородного кругового конуса (сечение конуса выделено треугольником) с углом полураствора $\alpha = \frac{\pi}{7}$ для случая (а) и $\alpha = \frac{15}{34}\pi$ для (b). Эквипотенциали расположены по мере убывания от центра к периферии значений нормированного потенциала.

Литература

- 1. *Б.П. Кондратьев.* Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М.: Мир, 2007, 512 с.
- 2. Н.Н. Лебедев. Специальные функции и их приложения. М.: ГИТТЛ, 1953, 379 с.

EXTERNAL POTENTIAL OF THE CONE THROUGH EQUIGRAVITATING ROD

Trubitsina N.G., Romanova Y.I.

Udmurt State University

Summary

Equigravitating frame of the homogeneous cone consists of one rod with purely imaginary density, presented through elementary functions. The rod satisfies all requirements: its mass and spatial potential are real and equivalent similar characteristics of the cone. Transition in asymptotic limit to nonuniform round disk validates the main result. Spatial potential of the cone is found, which is expressed by full elliptical integrals and through the series on harmonic functions. Equipotentials of the field is received.

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ БЛИЗКОЙ СВЕРХНОВОЙ НА ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ИЗОТОПА ³⁶СІ В ПОЛЯРНОМ ЛЬДУ

Яблокова А.Е., Блинов А.В.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

1. Введение

1.1. Цели работы

Космические лучи (КЛ) являются заряженными высокоэнергичными частицами, приходящими на Землю из межзвездного пространства. Вопросы происхождения, ускорения КЛ представляют чрезвычайный интерес для науки. Методы исследования КЛ делятся на прямые и косвенные. Экспериментальное исследование КЛ прямыми методами предполагает возможность непосредственного измерения заряда и энергии первичных частиц. Измерение потока первичных частиц КЛ длится около 45 лет (1965 г. – запуск космического аппарата "Протон 1-4"). Косвенные методы исследования КЛ обусловлены существованием земной атмосферы, в которой первичная частица развивает адронно-электромагнитный каскад, состоящий из большого числа вторичных частиц и называемый широким атмосферным ливнем (ШАЛ). Для реализации метода ШАЛ требуются детекторы большой площади, рассчитанные на длительную экспозицию, что обусловлено малостью потока частиц таких энергий. Однако, используя только указанные методы, нельзя получить информацию о том, как изменялся поток КЛ в прошлом. Исходя из этой цели, удобно использовать данные по содержанию долгоживущих космогенных радионуклидов во льду. Термин "космогенные" указывает на то, что данные изотопы являются результатами взаимодействия частиц КЛ (не только первого поколения) с различного рода мишенями (межзвездная среда, земная атмосфера, лед). В ходе работы исследовались данные по содержанию изотопа ³⁶Cl во льдах Гренландии (проект GRIP). Также были рассмотрены вопросы об ускорении КЛ на ударных фронтах, образованных в результате вспышки сверхновой. В данной работе предложена модель локального источника, с помощью которой мы пытаемся объяснить характерные особенности, обнаруженные при анализе данных проекта GRIP (Гренландия, 1998).

1.2. Космогенные радионуклиды как метод датирования космических лучей

Поток КЛ претерпевает многочисленные изменения, прежде чем достичь поверхности Земли. Неупругое взаимодействие первичных частиц КЛ с ядрами атомов вещества атмосферы приводит к образованию новых частиц (в результате упругого столкновения между налетающей частицей и ядром происходит лишь обмен кинетической энергией без изменения внутреннего состояния атома). Основная часть первичных протонов с энергией ~ 10 ГэВ замедляется после нескольких столкновений и потом быстро теряет энергию при ионизации воздуха. Рождение новых частиц продолжается до тех пор, пока энергия частиц не упадет до 10^8 эВ. При первом взаимодействии налетающее сложное ядро и ядромишень разрушаются, а возникающие при этом протоны и нейтроны ведут себя,

как первичные частицы, пока их энергия остается достаточно высокой. При особо высоких энергия первичных КЛ возникают столь большие ливни частиц, что наблюдается очень высокая ионизация воздуха, а частицы и кванты каскада рассеиваются на площади 1 км².

Пространственно-временные изменения потока космических лучей, наблюдаемого у Земли, можно объяснить несколькими причинами:

1) изменением интенсивности источника КЛ;

2) влиянием солнечной активности;

3) влиянием геомагнитного поля.

На Земле об интенсивности КЛ можно судить, например, по степени ионизации воздуха. Также некоторые данные о происхождении КЛ дает исследование гамма-излучения во Вселенной. Но наиболее полную информацию об изменении интенсивности КЛ в прошлом на сегодняшний день могут предоставить только сведения о содержании радионуклидов, образованных под действие КЛ, в образцах льда. Во-первых, эти данные охватывают достаточно большие промежутки времени. Во-вторых, концентрации изотопа во льду мало подвержены влиянию других факторов, кроме действия КЛ. Данные по содержанию таких изотопов, как ¹⁰Ве и ¹⁴С, успешно исследуются и хорошо согласуются между собой. Мы же исследовали изотоп ³⁶Cl.

2. Изотоп хлора ³⁶Cl

В ходе работы исследовались данные по содержанию ³⁶Cl в образцах льда, полученные в Гренландии (GRIP) [11]. Исследуемый промежуток составляет от 300 тыс. лет до 336 тыс. лет. Период полураспада ³⁶Cl составляет 301 тыс. дет. Исследуемый изотоп, обнаруженный в образцах, включает в себя ³⁶Cl из атмосферы и ³⁶Cl, образованный непосредственно во льду (in situ) за счет ядерных реакций под действием вторичных космических лучей. Концентрация изотопа равна:

$$N_0 = N_0^{atm.} + N_0^{in \ situ} \tag{1}$$

В атмосфере образование ³⁶Cl происходит в результате следующих ядерных реакций:

$${}^{40}_{18}Ar + p \rightarrow {}^{36}_{17}Cl + {}^{5}_{2}X, \tag{2}$$

$${}^{40}_{18}Ar + n \rightarrow {}^{36}_{17}Cl + {}^{5}_{1}X, \tag{3}$$

$${}^{36}_{18}Ar + n \rightarrow {}^{36}_{17}Cl + p.$$
(4)

Образовавшиеся атомы ³⁶Cl за счет осадков попадают в лед, где их число убывает по закону радиоактивного распада.

Во льду основной реакцией, в результате которой образуется ³⁶Cl, является взаимодействие ³⁵Cl с тепловыми нейтронами:

$$_{17}^{35}Cl + n \rightarrow_{17}^{36}Cl + \gamma.$$
 (5)

Однако подсчитать концентрацию ³⁶Cl in situ достаточно проблематично, так как неизвестно, как менялись факторы, влияющие на образование in situ, в течение столь длительного промежутка времени. Но можно определить временную зависимость $N_0^{\text{ in situ}}$. Запишем закон радиоактивного распада ($\lambda = 2.3 \cdot 10^{-6}$):

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt, \tag{6}$$

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N + q,\tag{7}$$

где *q* – скорость образования изотопа во льду. Решая дифференциальное уравнение, находим для постоянного *q*:

$$N(t) = N(0) \cdot \exp(-\lambda \cdot t) + (1 - \exp(-\lambda \cdot t)) \cdot \frac{q}{\lambda}.$$
(8)

Видно, что на больших масштабах времен (~ 5–6 T_{1/2}) $N(t) \rightarrow \frac{q}{\lambda}$. Рассмотрим теперь случай, когда скорость образования изотопа зависит от времени: q = q(t) и $q(t) \rightarrow Q$ при $t \rightarrow \infty$. Тогда,

$$N(t) = \exp(-\lambda \cdot t) \cdot \left\{ N(0) + \int q(t) \cdot \exp(\lambda \cdot t) dt \right\}.$$
(9)

И в этом случае $N \to \frac{Q}{\lambda}$ при $t \to \infty$. Следовательно, положив $N_0^{in \ situ}(t=0) = 0$, получаем результат, изображенный на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость атмосферного и in-situ вкладов от времени.

Данные по содержанию изотопа хлора ³⁶Cl во льдах Гренландии приведены на рис. 2.

Вклад N(in situ) на таких масштабах (порядка периода полураспада $T_{1/2}$ ³⁶Cl) оказывается несущественным. Поэтому мы будем рассматривать только атмосферную долю в концентрации ³⁶Cl. Используя закон радиоактивного распада, можно записать:

$$N(t) = N_0(t) \cdot \exp(-\lambda \cdot t). \tag{10}$$

Для дальнейшего анализа данных мы произвели инверсию временной шкалы (на всех предыдущих графиках по оси абсцисс был отложен возраст образца), исключили компоненту радиоактивного распада из зависимости (10) и получили зависимость $N_0^{atm.}$ (t) (рис. 3). Представленный здесь график отражает процесс

накопления изотопа во льду. Именно этот процесс привел к отклонению от закона радиоактивного распада.



Рис. 2. Зависимость концентрации ³⁶Cl во льду в зависимости от возраста образца (GRIP).



Рис. 3. Зависимость относительной концентрации изотопов ³⁶Cl, образованных в атмосфере и поступивших в лед, от времени.

Согласно сделанному предположению, начиная с определенного момента, существенный вклад будет давать только убывающая экспонента. За начало экспоненты мы взяли точку t \approx 37850 лет. Произведя аппроксимацию данных, получили, что концентрации ³⁶Cl во льду убывает с течением времени быстрее, чем экспонента радиоактивного распада (рис. 4).



Рис. 4. Зависимость содержания изотопа ³⁶Cl в образцах льда от времени можно аппроксимировать экспонентой. Однако абсолютная величина её показателя в 2.46 раза больше показателя ожидаемой экспоненты радиоактивного распада. На изображении приведены графики, отличающиеся значением коэффициента перед экспонентой, что обусловлено соответствующим выбором начальной точки для аппроксимации.

Количество изотопа ($N_0^{atm.}$ (t)), образованное в атмосфере, а затем подвергшееся радиоактивному распаду во льду, определяется скоростью образования радионуклида в атмосфере. Значение указанной величины на глубине х мишени дается следующей зависимостью:

$$Q(x) = 2\pi K \int \frac{dN_{\Sigma}}{dE} \cdot \sigma(E) dE, \qquad (11)$$

где К – размерный коэффициент, учитывающий особенности мишени $\frac{dN_{\Sigma}}{dE}(E,x)$ – дифференциальный поток нуклонов на глубине данной мишени, $\sigma(E)$ – сечение ядерной реакции образования ядра изотопа. Очевидно, на скорость образования изотопа влияет плотность ядер в мишени, бомбардируемых частицами КЛ. Для ³⁶Cl это молекулы ³⁶Ar и ⁴⁰Ar. Данный газ составляет 1,286 % массы воздуха (или 0,932 % объема). На содержание ³⁶Cl во льду также влияют процессы переноса данного изотопа из стратосферы в тропосферу, процессы "захвата" льдом атмосферного ³⁶Cl. Как известно, состав атмосферы не менялся значительно на тех временных промежутках, которые мы рассматриваем. Итак, скорость образования изотопа зависит от:

- 1) содержания ядер-мишеней в атмосфере или во льду, что обусловлено климатическими условиями:
- интенсивности потока или энергетического спектра частиц КЛ на границе мишени [1, 2];
- 3) особенностей протекания ядерных реакций, ведущих к образованию космогенного изотопа (сечение, энергетика).

Главной целью работы является определить, какие астрофизические явления способны привести к изменению скорости образования космогенных нуклидов. Однако, прежде всего обратим внимание на особенности графика, изображенного на рис. 3, обусловленные чисто климатическими явлениями.

2.1. Влияние эффектов переноса на содержание изотопа ³⁶Cl во льду Во-первых, мы обратились к данным по содержанию хлора Cl в образцах льда из Гренландии (рис. 5), которые хорошо коррелируют с данными по содержанию Na во льду (рис. 6). Это свидетельствует о том, что хлор попадает в лед через аэрозольный перенос NaCl из океана.



Рис. 5. Содержание Сl во льду. Начиная с момента t ≈ 34 тыс. лет, наблюдается снижение концентрации Cl во льду с увеличением возраста образца.



Рис. 6. Содержание Na и Cl в образцах льда (GISP2).

Данные по содержанию Cl во льду дискретны, поэтому для дальнейшего анализа ряд данных можно разделить на несколько подмножеств. В пределах каждого подмножества абсциссы соседних точек (по оси абсцисс отложен возраст образца) отличаются не более чем на 10 лет. При этом временной промежуток между подмножествами составляет примерно 20 тыс. лет. В дальнейшем будем анализировать подмножество, отвечающее образцам возраста 95–100 тыс. лет, так как из всех подмножеств оно расположено ближе всего к пиковой области и содержит наибольшее количество точек. Аппроксимация данных экспонентой дала результат, изображенный на рис. 7. Поскольку данные Отношение же концентрации ³⁶Cl к концентрации Cl не остается постоянным (рис. 8). Результаты аппроксимации полученных данных изображены на рис. 9.



Рис. 7. Аппроксимация данных по содержанию Cl во льду для образцов возрастом 95–101 тыс. лет.



Рис. 8. Отношение концентрации ³⁶Cl к концентрации Cl во льду.



Рис. 9. Отношение концентрации ³⁶Cl к концентрации Cl во льду в период t \approx 96–99 тыс. лет. Экспонента, полученная в результате аппроксимации данных. Точки получены усреднением данных по выделенным промежуткам (координаты точек по оси абс-

цисс являются центрами промежутков). Ошибки рассчитывались по отклонению от среднего значения для промежутка.

В результате анализа данных имеем:

$$N_{Cl}(t) = 1.5 \cdot 10^{-5} \exp(-6.8 \cdot 10^{-5} t), \tag{12}$$

$$\frac{N_{36}}{N_{Cl}(t)} = 13\exp(-2.8 \cdot 10^{-4}t).$$
(13)

Зависимость (12) получена для образцов возрастом t $\approx 95.8-100.4$ тыс. лет. В предположении, что перенос хлора Cl и перенос его изотопа 36 Cl в лед являются взаимосвязанными процессами, можно сделать вывод, что $N_0(t)$ определяется зависимостью (12). Тогда при t $\approx 95.8{-}100.4$ тыс. лет:

$$N(t) = 1.95 \cdot 10^{-5} \cdot \exp(-9.6 \cdot 10^{-5} t).$$
(14)

Полученные результаты не соответствуют аппроксимационным графикам, изображенным на рис. 4. Поэтому в дальнейшем мы не будем рассматривать уменьшение концентрации Cl во льду в качестве причины уменьшения содержания его изотопа ³⁶Cl во льду с увеличением возраста образца (хотя вероятность того, что определенная доля ³⁶Cl переносится вместе с Cl, не исключается).



Рис. 10. Данные по содержанию CH₃Cl.

Во-вторых, одной из особенностей графика на рис. З является наличие пика, отражающего резкое увеличение содержания ³⁶Cl во льду для образцов, возраст которых составляет 19.7–23.2 тыс. лет. Прежде всего, была проверена гипотеза об отсутствии указанного пика, которая не подтвердилась с большой достоверностью. Гипотеза о наличии пика также подтвердилась при анализе данных по содержанию метилхлорида CH₃Cl во льду [8]. Согласно этим данным, для периода Последнего ледникового максимума (характеризуется увеличением скорости образования льда LGM (Last Glacial Maximum), который отвечает возрасту образцов в 21–25 тыс. лет, также характерно увеличение концентрации CH₃Cl во льду (рис. 10).

Таким образом, некоторые особенности в исследуемой зависимости (рис. 3) удается объяснить эффектами переноса, однако это не дает ответа на вопрос о значительном увеличении концентрации ³⁶Cl во льду с увеличением возраста образца. Поэтому далее мы будем исследовать только астрофизические явления.

На интенсивность потока КЛ на границе атмосферы влияют: 1) вариации геомагнитного поля; 2) солнечная модуляция; 3) вариации плотности источников К. л.

В этой работе нас будет интересовать последняя причина, поскольку вариации геомагнитного поля и солнечной активности происходят на временных масштабах, которые гораздо меньше возраста исследуемых образцов. Также масштабы этих изменений не так велики, чтобы привести к столь значительному увеличению содержания изотопа во льду.

3. Модель локального источника

В качестве причины, способной привести к столь значительному изменению содержания космогенных радионуклидов во льду, мы будем рассматривать вспышку некоторого уникального источника. Во-первых, мы полагаем, что природа рассматриваемого источника не отличается от природы типичных источников КЛ, т. е. предполагаемым источником является вспышка сверхновой. Следует заметить, что источник считаем уникальным, потому что данное событие не должно быть повторяющимся, так как иначе во всех расчетах приходилось бы учитывать вероятность подобного события. Очевидно, что эта вероятность слишком мала и, учитывая ее, мы бы сильно исказили результаты. Все источники КЛ, кроме уникального, будем называть "фоновыми источниками" (они-то и обеспечивают стационарный состав КЛ) [1].

Накопление радиоизотопов на Земле, обусловленное вспышкой сверхновой, осуществляется за счет трех механизмов: 1) прямой вклад вещества от выбрасываемой оболочки сверхновой; 2) прямой вклад от вещества, нагребенного ударной волной; 3) генерация изотопов в земной атмосфере благодаря возрастанию локального потока КЛ.

Как будет показано впоследствии, все механизмы существенно влияют на содержание космогенных радионуклидов в образах льда. Поэтому далее мы рассмотрим каждый из них в отдельности.

Характеристиками исследуемого источника являются расстояние и мощность. Мы начнем с определения диапазона расстояний до сверхновой, которые могут обеспечить наблюдаемый избыток атомов ³⁶Cl в образцах льда. Минимальным расстоянием до сверхновой считаем 10 пк, так как вспышка сверхновой на более близком расстоянии от Земли должна была привести к серьезным изменениям климата [10]. В таблице 1 приведены значения компонент сигнала, наблюдаемого в образцах льда, рассчитанные для случая вспышки сверхновой на расстоянии 20 пк от Земли [10].

Изотоп	Вклад от оболочки	Вклад от нагребенного вещества	Космогенный вклад	Итоговый сигнал	Космогенный фон
¹⁰ Be			$1.9 \cdot 10^{6}$	$1.9 \cdot 10^{6}$	$2.2 \cdot 10^{6}$
³⁶ Cl	$4.8 \cdot 10^{6}$	$2.2 \cdot 10^4$	$6.6 \cdot 10^4$	$4.9 \cdot 10^{6}$	$7.5 \cdot 10^4$

Таблица 1. Вклады в содержание изотопов во льду (ат./г), обусловленные вспышкой сверхновой на расстоянии от Земли D = 20 пк.

Как видно из таблицы 1, вклад вещества, обеспечиваемый выбросом оболочки сверхновой, на 2 порядка превосходит космогенный вклад для ³⁶Cl. Для ¹⁰Ве же этот вклад является вовсе не существенным: доминирующим процессом является образование изотопа под действием КЛ, ускоренных ударной волной от сверхновой.

3.1. Прямой вклад

Взаимодействие выброшенного при вспышке сверхновой газа с окружающей средой описывается газодинамической структурой с двумя ударными волнами [7]. Основная ударная волна распространяется наружу в невозмущенной межзвездной среде. При прохождении через фронт ударной волны околозвёздный газ сжимается, нагревается и приобретает характерную для выброшенного вещества скорость. Возвратная ударная волна распространяется внутрь в выброшенном газе, и в ней этот газ сжимается, нагревается и тормозится. В области, ограниченной основной и возвратной ударными волнами, находится граница между нагребенным веществом и выброшенным газом. Вблизи границы возникает неустойчивость Рэлея-Тейлора, которая приводит к образованию турбулентного слоя. На фронте основной ударной волны и в турбулентном слое происходит ускорение релятивистских электронов и усиление магнитного поля.

Эволюция остатка вспышки сверхновой (О. в. с.) – процесс торможения выброшенного газа при расширении в окружающую среду – определяется главным образом энергией взрыва Е₀, массой выброшенного газа М₀ и плотностью околозвёздной среды ρ_0 . В эволюции О. в. с. можно выделить три стадии: стадия свободного разлёта, адиабатическая и радиативная стадии. На этих стадиях (за исключением самого начала стадии свободного разлёта и, возможно, заключительной фазы радиативной стадии) О. в. с. имеют описанную выше структуру. На первой стадии из-за низкой плотности окружающей среды расширение выброшенного газа происходит в режиме свободного разлёта, когда радиус R_s, скорость v_s фронта основной ударной волны и возраст О. в. с. t связаны соотношением $R_s = v_s \cdot t$. В течение этой стадии почти вся энергия взрыва сосредоточена в кинетической энергии выброшенного газа. По мере расширения торможение усиливается и, когда масса нагребенного вещества $(4\pi/3)R_s^3\rho_0$ становится сравнимой с M_0 , происходит переход к адиабатической стадии. Для характерных значений $E_0 = 3 \cdot 10^{50}$ эрг, $M_0 = M_{\text{Солнца}}$ и $\rho_0 = 10^{-24}$ г/см³ этот момент соответствует $R_s = 2.6$ пк и t = 475 лет. На адиабатической стадии потери энергии на излучение малы по сравнению с энергией взрыва, поэтому энергия газа, находящегося за фронтом основной ударной волны, остаётся приблизительно постоянной, причём примерно 70% энергии взрыва преобразуется в тепловую энергию нагребенного вещества. Адиабатическое расширение О. в. с. описывается соотношением:

$$R_s = 1.15 \left(E_0 / \rho_0 \right)^{1/5} t^{2/5}.$$
(15)

С увеличением радиуса R_s температура уменьшается и, когда она достигает значения $6 \cdot 10^5$ K, соответствующего максимуму кривой радиационных потерь, адиабатическая стадия заканчивается и начинается радиативная. К данному моменту излучается около 50 % тепловой энергии О. в. с., радиус достигает ~ 20 пк, возраст ~ 38.6 тыс. лет.

Таким образом, поверхности Земли достигают радионуклиды, содержащиеся в момент вспышки в выбрасываемой оболочке, и радионуклиды, содержащиеся в нагребенном ударной волной веществе межзвездной среды. Общая масса вещества, достигающего Земли:

$$M_{tot} = (M_{ej} + M_{sw}) \cdot \frac{\alpha}{4\pi} = (M_{ej} + \frac{4\pi}{3}\rho_{ISM}D^3) \cdot \frac{\alpha}{4\pi},$$
 (16)

где ρ_0 – средняя плотность межзвездной среды, α – угол, под которым из точки взрыва видна Земля, D – расстояние между Землей и сверхновой. Рассчитаем долю частиц изотопа i, являющихся частью сброшенной оболочки и достигших Земли. Если в начальный момент в сброшенной оболочке содержалось N_{i0} частиц изотопа i, то концентрация частиц $n = N_{i0}/V$ изменяется за счет изменения объема оболочки:

$$\frac{dn}{dt} = -n\frac{V}{V} = -N_{i0}\frac{V}{V^2}.$$
(17)

Для случая сферически-симметричного расширения О. в. с. объем, занимаемый оболочкой, и концентрация частиц изотопа і будут меняться следующим образом:

$$V(t) = \frac{4\pi}{3} (R^{3}(t) - (R(t) - \delta)^{3}), \qquad (18)$$

$$\frac{dn}{dt} = -N_{i0} \frac{9}{4\pi} R \frac{R^2(t) - (R(t) - \delta)^2}{\left(R^3(t) - (R(t) - \delta)^3\right)^2},$$
(19)

R(t) – радиус расширяющейся оболочки (для D ≤ 20 пк существенной является лишь стадия адиабатического расширения), δ – характерная ширина оболочки. Если исследуемый пик является следствием прихода вещества от оболочки, то ширина (временная протяженность) пиковой области будет определять величину δ . Фактически, расстояние равное δ , ударная волна будет проходить за время наблюдения пика t ≈ 2.6 тыс. лет. Используя полученные результаты описанных выше вычислений для изотопа ³⁶Cl и таблицу 2, получили значения, представленные в таблице 2.

D (пк)	$N_i^{Ej} \cdot 10^{-27} (пк^{-3})$	n (ат./г)
20	2.01	$4.8 \cdot 10^{6}$
40	3.55.10-2	$8.5 \cdot 10^4$
60	0.35.10-2	$8.4 \cdot 10^3$

Таблица 2. Вклад в содержание ³⁶Cl от оболочки сверхновой.

Данный вклад обусловлен долей вещества, приходящего вместе с внешним фронтом ударной волны.

3.2. Вклад от вещества, нагребенного ударной волной

Помимо вещества, сброшенного в оболочке при вспышке сверхновой, поверхности Земли достигает и вещество, нагребенное в межзвездной среде ударной волной от рассматриваемой вспышки. Причем необходимо учитывать, что большая доля исследуемого изотопа образуется в нагребаемом межзвездном веществе под действием космических лучей, которые опережают фронт ударной волны.

Считаем, что основная доля вещества, нагребенного ударной волной, образовалась под действием других (фоновых) источников, поэтому его величина не зависит от интенсивности исследуемого источника. Масса нагребенного вещества зависит только от расстояния до сверхновой и рассчитывается по следующей формуле:

$$M_{sw} = 4\pi/3 \cdot R^3 \cdot \rho_0. \tag{20}$$

Доля изотопа і характеризуется его распространенностью в межзвездной среде (на 10^6 атомов H во Вселенной приходится 1 атом ³⁶Cl). С учетом таблицы 1 была рассчитана доля вещества, нагребенного ударной волной от сверхновой, которая могла возникнуть в рассматриваемом диапазоне расстояний (таблица 3).

Таблица 3. Доля частиц изотопа ³⁶Cl, содержащаяся в нагребенном ударной волной веществе и достигшая Земли.

D (пк)	$N/N(D = 20) = (D/20)^3$	n (ат./г)
20	1	$2.2 \cdot 10^4$
40	8	$8.8 \cdot 10^4$
60	27	$1.95 \cdot 10^5$

Следует отметить, что вещество, распространяющееся вместе с фронтом ударной волны, находится в ионизованном состоянии, поэтому при рассмотрении вкладов от нагребенного вещества и вещества оболочки необходимо учитывать его взаимодействие с головной ударной волной гелиосферы. Также необходимо учитывать возможность гравитационного захвата вещества планетамигигантами. С другой стороны, вероятность вспышки СН вне плоскости эклиптики выше вероятности вспышки СН в этой плоскости. Очевидно, в этом случае не будет гравитационного захвата вещества планетами-

3.3. Вклад, обусловленный увеличением локального потока КЛ

Одним из основных источников КЛ являются вспышки сверхновых. Подробнее с этим вопросом можно ознакомиться в [3, 4]. Тогда взрывы сверхновых, близких к солнечной системе, должны оказывать большое влияние на характеристики потока КЛ, наблюдаемого у Земли. Модель ускорения КЛ на фронтах ударных волн от вспышек сверхновых была предложена Г.Ф. Крымским и Е.Г. Бережко [5, 6]. Однако здесь мы ограничимся только приблизительными оценками.

Прежде всего, можно рассчитать мгновенный поток КЛ от сверхновой. Считаем, что полная доля энергии вспышки, переданная КЛ, будет пропорциональна кинетической энергии расширяющейся оболочки и составит $W_{SN} = 10^{50}$ эрг. Расстояние до СН выберем L = 20 пк, а концентрацию невозмущенной межзвездной среды $n_0 = 0.5$ см⁻³. Запишем уравнение баланса частиц КЛ (частиц·см⁻²):

$$F_{tot} = \int F(t)dt = k_{\text{mod}} \cdot \frac{1}{4\pi L^2} \cdot \frac{W_{SN}}{\langle W_{CR} \rangle}.$$
(21)
Здесь использованы обозначения: $\langle w_{CR} \rangle$ – средняя по спектру энергия КЛ, равная 1 ГэВ, k_{mod} – коэффициент ослабления плотности КЛ в гелиосфере, который для средней энергии составит порядка 0.1. Выполнив вычисления, получим поток 1.4·10¹¹ частиц·см⁻². Видно, что вычисление мгновенного потока КЛ от СН, который мы хотим сравнить со стационарным потоком КЛ (0.1 частиц·см⁻²·с⁻¹), критически зависит от вида функции F(t), т.е. от модели распространения ударной волны. При этом видно, что даже при грубом предположении постоянства потока на интервале 2 тыс. лет, он составит 2.3 частиц·см⁻²·с⁻¹.

Чтобы рассчитать космогенный вклад в содержание изотопа ³⁶Cl в образцах льда, необходимо знать изменение концентрации КЛ у поверхности Земли за время наблюдения исследуемого пика. Здесь было решено использовать предельно простую модель. Причем для двух вкладов, описанных ранее, основным параметром задачи являлось L – расстояние до сверхновой, для данной модели основным параметром является (L – R), где R определяется законом расширения фронта ударной волны. В дальнейших расчетах мы пренебрегаем диссипацией энергии ударной волны, т.е. мощность Q остается постоянной.

Таким образом, уменьшение потока КЛ у поверхности Земли уменьшается только за счет расширения и замедления ударного фронта. Исходя из сделанных нами предположений, получаем для потока КЛ:

$$F(t) = \frac{Q}{S(t)},\tag{22}$$

$$S(t) = \pi^2 \cdot (x(t))^2.$$
 (23)



Рис. 11. Распространение фронта ударной волны. SN – сверхновая; R – радиус расширяющегося ударного фронта; SS – Солнечная система; L – расстояние до сверхновой. Вспомогательное изображение для расчета площади S(t).

Исходя из рис. 11:

$$\sin\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{x}{L-R}.$$
(24)

Угол при вершине осевого сечения β связан с телесным углом α конуса следующим соотношением:

$$\alpha = 2\pi \cdot \left(1 - \cos\frac{\beta}{2}\right),\tag{25}$$

$$\alpha = \frac{S_{ss}}{\left(L-R\right)^2} = \frac{2\pi H}{L-R},\tag{26}$$

где S_{ss} – площадь сферической поверхности шарового сегмента, вырезаемая телесным углом α . Здесь мы можем пренебречь кривизной фронта (H << (L – R)), поскольку R_{Земли} << L. Тогда, β << 1 – малый параметр. Учитывая все выше сказанное,

$$S(t) = \frac{\pi \beta^2}{4} \cdot (L - R)^2.$$
 (27)

Для потока частиц КЛ, достигнувших Земли за 2600 лет (время наблюдения пика) имеем:

$$F(t) = \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} F(t) dt = \frac{4Q}{\pi \beta^2} \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} \frac{dt}{(L - R(t))^2}.$$
 (28)

Время прихода первых ускоренных частиц t_1 получаем из соотношения с $\cdot t_1 = (L - R_1)$, $R_1 = 2.6$ пк – радиус ударного фронта к моменту начала адиабатической стадии расширения. Зависимость R(t) дана в уравнении (15). Результаты вычислений представлены в таблице 4.

Таблица 4. Доля частиц изотопа ³⁰ Cl, обусловленная увеличением	
локального потока космических лучей.	

D (пк)	$\frac{4Q}{\pi\beta^2}$ · F (ч-ц.см ²)	n (ат./г)
20	18.5	$6.6 \cdot 10^4$
40	13.5	$3.4 \cdot 10^4$
60	9.4	$2.5 \cdot 10^4$

По таблицам 2, 3 и 4 видно, что в случае возникновения сверхновой на расстоянии 40 пк от Земли вклады от каждого из механизмов одного порядка. Различие заключается лишь в том, что времена прихода на землю сигналов от прямого и космогенного вкладов должны быть различны. Это и представляет интерес для дальнейшего исследования.

4. Заключение

В результате анализа данных по содержанию изотопа ³⁶Cl в образцах льда были сделаны следующие выводы:

1. Увеличение концентрации ³⁶Cl в образцах льда возрастом 30–40 тыс. лет не удается объяснить только влиянием эффектов переноса;

2. Увеличение концентрации ³⁶Cl в образцах льда возрастом 30–40 тыс. лет можно пытаться объяснить вспышкой близкой сверхновой;

3. В зависимости от выбранного расстояния до сверхновой различные механизмы накопления вещества на Земле дают различный вклад в содержание изотопа;

4. Особый интерес для дальнейших исследований представляет изучение сверхновой на расстоянии 40 пк, так как в этом случае вклады от рассмотренных механизмов оказываются величинами одного порядка, а времена их регистрации различны.

5. Наблюдаемый пик не может быть объяснен влиянием вещества оболочки сверхновой (так как он наблюдается и в данных по бериллию), поэтому необходимо анализировать данные, соответствующие области пика, с более высоким разрешением.

В дальнейшем планируется более подробно изучить случай, описанный в пункте 4. А также произвести аналогичные расчеты для изотопа ¹⁰Ве, так как в данных по содержанию указанного изотопа во льду также наблюдается характерный пик для образцов возрастом 30–40 тыс. лет (рис. 12).



Рис. 12. Увеличение концентрации ¹⁰Ве в образцах льда, возраст которых составляет 35–40 тыс. лет.

При этом хотелось бы точно определить, одинакова ли природа бериллиевого и хлорного пиков, а также уточнить расчеты, приведенные в работе [10].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (договор 11.G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим учёным Г.Г. Павловым).

Литература

- 1. Блинов А.В. Космические лучи. СПб: Изд-во политехнического ун-та, 2006.
- 2. Витинский Ю.В. Солнечная активность. М.: Наука, 1983.
- 3. Гинзбург В.Л. Астрофизические аспекты исследования космических лучей // Успехи физических наук. 1988. Т. 155, вып. 2. С. 185.
- 4. Гинзбург В.Л. Происхождение космических лучей и радиоастрономия // Успехи физических наук. 1953. Т. 51, вып. 3. С. 343.
- 5. *Бережко Е.Г., Крымский Г.Ф.* Ускорение космических лучей ударными волнами // Успехи физических наук, 1988. Т. 154, вып. 1. С. 49.
- 6. *Крымский Г.Ф.* Лекции по физике космических лучей. Институт космофизических исследований и аэрономии СО РАН, 2001.
- 7. Сюняев Р.А. Физика космоса. Малая энциклопедия, статья «Остатки вспышек сверхновых» М.: Советская энциклопедия, 1986. С. 469–473.
- 8. Saltzman, E.S., M. Audin, M.B. Williams, K.R. Verhulst, B. Gun. Methyl chloride in a deep ice core from Siple Dome, Antarctica // Geophysical Research Letters. 2009. Vol. 36.
- 9. *McCracken, K.G., J. Beer, F.B. McDonald*. The Long-Term Variability of the Cosmic Radiation Intensity at Earth as Recorded by the Cosmogenic Nuclides. – The solar system

and beyond the years of ISSI, ESA Publications Divisions, The Netherlands, 2005. P. 83–98.

- 10. *Ellis, J., B.D. Fields, D.N. Schramm.* Geological isotope anomalies as signatures of nearby supernovae // Astrophysical Journal. 1996. Vol. 470. P.1227–36.
- 11. *Baumgartner, S., J. Beer, J. Masarik, Wagner and H.-A. Synal.* Geomagnetic modulation of the ³⁶Cl flux in the Summit GRIP ice core // Science. 1998. Vol. 279. P. 330–32.

THE POSSIBLE IMPACT OF THE CLOSE SUPERNOVA ON THE CHANGES IN CONCENTRATION OF THE ³⁶CI ISOTOPE IN POLAR ICE

Yablokova A.E., Blinov A.V.

St. Petersburg State Polytechnical University

Summary

The method for reconstructing variations in the intensity of cosmic rays from the content of the long-lived cosmogenic radionuclides in the dated samples of ice seems the most promising for further studies. In this report we analyze the data on the isotope ³⁶Cl in polar ice. We consider some features of the data, such as a significant increase in the concentration of samples of the certain age. Some of these features we can explain by the effects of the isotope transport in ice. But for samples aged 35–40 thousand years the feature persists in the data of isotope ¹⁰Be. Our goal is to determine whether these peaks are of the same nature. We consider a model of a local source. Using this model and the results presented in (Ellis, Fields, Schramm, 1997) we assessed the impact of the close supernova on the concentration of ³⁶Cl in polar ice. We plan to carry out independent calculations to determine the contributions to the isotope content of the various mechanisms that are taking place in supernovae.

СПИСОК АВТОРОВ

Алиев А.Х. 7, 77 Афанасьева А.А. 16 Бережной А.А. 25 Блинов А.В. 97 Варшалович Д.А. 45 Гибаев Д.И. 53 Голодков Е.Ю. 33 Дормидонтов Д.В. 77 Карпова А.В. 45 Кондратьев Б.П. 53, 60 Ларионов В.М. 64 Морозова Д.А. 64 Просовецкий Д.В. 33 Романова Я.И. 91 Селяев С.А. 72 Середжинов Р.Т. 77 Смирнов Е.А. 85 Смирнова Г.С. 53 Тлатов А.Г. 7 Троицкий И.С. 64 Трубицына Н.Г. 91 Тукмачев Д.В. 60 Эрштадт С.Г. 64 Яблокова А.Е. 97

Труды IV Пулковской молодежной астрономической конференции

18-20 сентября 2012 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю. Универсальный подход к вычислению кривых блеска затменных двойных систем	119
Афанасьева А.А. Уточнение параметров движения для избранных звезд Пулковской про- граммы (Cygni 61, ADS 7251, Stein 2051)	121
<i>Громов А.О.</i> Новые Штеккелевские модели галактик	129
<i>Демидова Т.В.</i> Протопланетные диски	135
<i>Емельянов Э.В., Афанасьев В.Л., Ардиланов В.И., Борисенко А.Н., Мар- келов С.В., Мурзин В.А.</i> Проект ИК-спектрометра телескопа БТА	145
<i>Ким В.Ю., Ихсанов Н.Р.</i> О природе пульсара 1E161348-5055	159
<i>Куликова А.М.</i> Быстрые звезды: поиск звезд-кандидатов в астрометрические двойные	167
<i>Лих Ю.С., Ихсанов Н.Р.</i> Об эволюции периодов рентгеновских пульсаров	181
Михайлова Т.М., Чемонин К.А., Высоцкая Е.В., Царева Н.А., Подковы- рина О.Н. Дистанционный проект «Звездная одиссея»	187
Морозова Д.А., Троицкий И.С., Ларионов В.М., Ларионова Л.В., Эр- итадт С.Г., Блинов Д.А., Копацкая Е.Н., Константинова Т.С., Ларио- нова Е.Г., Павлова Ю.В., Мокрушина А.А. Наблюдения активных ядер галактик в НИАИ им. В.В. Соболева СПБГУ	194
Соков Е.Н., Верещагина И.А., Мартюшева А.А., Петрова С.Н. Исследование вариаций моментов времени транзитов экзопланет (TTV method) на основе фотометрических наблюдений	201
<i>Хохлов Г.А.</i> Пулковская цифровая стеклотека	211
<i>Янкелевич В.А.</i> Ретроградные шаровые скопления как следствие гравитационного влияния Магеллановых Облаков и нестабильной темной материи	221
Список авторов	228

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ПОДХОД К ВЫЧИСЛЕНИЮ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю.

Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Введение

Развит универсальный подход к точному вычислению блеска в затменных двойных системах при перекрытии диска звезды диском планеты, единообразный для всех значений параметров системы. Данный подход применим для большинства используемых в астрофизике законов потемнения к краю. В случаях с линейным и квадратичным законами потемнения к краю для функции блеска и ее производных получены их аналитические выражения через элементарные функции, эллиптические интегралы и кусочно-заданные функции одной переменной. В случаях с логарифмическим законом потемнения к краю и законом квадратного корня функция блеска и ее производные выражаются через интегралы, которые можно эффективно вычислять с помощью квадратурной формулы Гаусса, учитывающей особенности данного подынтегрального выражения.

Об алгоритме

В настоящее время различными авторами созданы алгоритмы вычисления транзитных кривых блеска, см., например, [1, 2]. Однако проблема вычисления кривых блеска по-прежнему актуальна. Во-первых, потому что часть имеющихся алгоритмов применима не ко всем значениям параметров системы. Вовторых, потому что не для всех законов потемнения к краю имеющиеся алгоритмы позволяют вычислить кривую блеска с достаточной точностью. Кроме того, определенный интерес представляет вычисления и производных блеска как функции от параметров системы, так как значения этих производных в дальнейшем можно использоваться для более эффективного решения обратной задачи интерпретации кривой блеска.

В данной работе излагается алгоритм вычисления кривых блеска затменных двойных звездных систем их производных по параметрам с любой заданной точностью, которая на практике ограничена лишь разрядностью используемых чисел. Рассматривалась модель затмения сферически симметричной звезды с тонкой атмосферой другим компонентом сферическим непрозрачным компонентом (другой сферической звездой или сферической планетой). В качестве параметров системы выступают радиусы компонент системы и расстояние между центрами их дисков в проекции на картинную плоскость. Алгоритм единообразен для любых значений указанных параметров системы, что существенно облегчает его программную реализацию.

Для случаев линейного и квадратичного законов потемнения к краю получены аналитические выражения для блеска затменной двойной системы с экзо-

планетой как функции параметров и его производных по этим параметрам. Указанные величины выражаются через кусочно-заданные функции одной переменной и неполные эллиптические интегралы, для нахождения которых существуют эффективные методы [3]. Для логарифмического закона потемнения к краю и закона квадратного корня функция блеска выражена через интегралы, которые можно эффективно вычислять с помощью квадратурной формулы Гаусса, где в качестве интерполяционного многочлена берутся многочлены, ортогональные с логарифмическим весом (для логарифмического закона потемнения), либо многочлены Якоби (для закона квадратного корня).

Заключение

Алгоритм апробирован при интерпретации высокоточных наблюдаемых многоцветных кривых блеска двойных звездных систем с экзопланетами HD 209458, HD 189733 и одноцветных кривых блеска двойных систем с экзопланетой Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b см. работы [4–6]. Алгоритм реализован на языке ANSI C как набор функций (процедур) для вычисления значений блеска двойной системы. Алгоритм и его подробное описание доступны по адресу: http://lnfm1.sai.msu.su/~gostev/

Работа поддержана грантом президента РФ номер МК-893.2012.2, грантом РФФИ номер 12-02-31466.

Литература

1. K. Mandel E. Agol Astrophys. J., v.580, L171 (2002).

- 2. A. Pal, Mon. Not. R. Astron. Soc., v.420, p.1630 (2012).
- 3. B.C. Carlson // arXiv: math.CA/9409227 v1.

4. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепащук, Астрон. журн. v.87, c.1199 (2010).

5. Н.Ю. Гостев, Астрон. журн., v.88, p.704 (2011).

6. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепащук, Астрон. журн. v.88, c.1139 (2011).

A UNIVERSAL APPROACH TO THE CALCULATION OF THE TRANSIT LIGHT CURVES

Abubekerov M.K., Gostev N.Yu.

Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Developed a universal approach to the accurate calculation of the light in eclipsing binary systems in the overlapping of the stellar disk drive planet, uniform for all values of the system parameters. This approach is applicable to most used in astrophysics limb-darkening laws. In the cases of linear and quadratic limb-darkening law for the light function and its derivatives obtained their analytical expressions in terms of elementary functions, elliptic integrals and piecewise-defined function of one variable. In the cases of the logarithmic law of limb darkening and the square root law of limb darkening function of the flux and its derivatives expressed in terms of integrals that can be efficiently computed using Gaussian quadrature formula taking into account a singularities of the integrand.

УТОЧНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ ИЗБРАННЫХ ЗВЕЗД ПУЛКОВСКОЙ ПРОГРАММЫ (CYGNI 61, ADS 7251, STEIN 2051)

Афанасьева А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Введение

Фотографические наблюдения двойных звезд ведутся в Пулкове начиная с середины XX в. На основе этих наблюдений и Пулковских каталогов звезд Киселевым А.А. и Романенко Л.Г. составлен список звезд для создание нового электронного каталога. В этот список вошли 162 наиболее интересных объекта, с достаточно длинными рядами наблюдений, которым для вычисления или уточнения орбиты необходимо точные лучевые скорости и параллаксы. Часть будущего каталога уже была представлена на совещаниях по проекту GAIA в 2006–2012 гг. Каталог планируется расширить, указав для звезд пригодных для формирования жизни их обитаемые зоны, вычисленные по данным, полученным в Пулковской обсерватории.

Из составленного списка было выбрано три объекта 61 Лебедя, ADS 7251, Stein 2051, для которых провели анализ новых данных и уточнение параметров движения, для ревизии их орбит. Орбиты звезд вычислялись разработанным в Пулкове методом параметров видимого движения (ПВД) [1].

Звезда 61 Лебедя

Двойная звезда 61 Лебедя относится к звездам, принадлежащим солнечной окрестности, является широкой парой с почти равными по блеску компонентами (Таблица 1). 61 Лебедя известна, как одна из первых звезд, для которых был определен точный параллакс. С 1830 года ее начал наблюдать В.Я.Струве как двойную звезду, сначала в Дерпте, затем в Пулковской обсерватории. Кроме того, много работ было посвящено выяснению возможности присутствия у нее невидимых спутников малой массы. Фотографические наблюдения звезды 61 Лебедя в Пулкове были начаты с 1895 года на нормальном астрографе и с 1958 года на 26-дюймовом рефракторе и закончены в 2007 году, при этом сначала 2000х годов были начаты параллельные ПЗС-наблюдения. Видимая орбита 61 Лебедя определялась разными авторами по Пулковским наблюдениям. Последний вариант орбиты был получен по 40-летнему ряду наблюдений на 26" рефракторе с 1958 по 1997 год Горшанов и др. [2], в той же работе были приведены оценки суммы и отношения масс. Подводя итог многолетних фотографических исследований 61 Лебедя, орбита системы впервые уточнялась с использованием всего ряда наблюдений, полученного в Пулковской обсерватории. Ряд измеренных положений 1998-2006 гг. для 61 Суд был любезно предоставлен О.В. Васильковой. Подводя итог многолетних фотографических исследований 61 Лебедя, орбита системы впервые уточнялась с использованием всего ряда наблюдений, полученного в Пулковской обсерватории.

Близость к Солнцу, большая скорость собственного движения, переменность блеска компонент и наличие пылевого диска в системе делают звезду актуальным объектом исследования. В связи с запуском в ближайшее время космического наблюдательного комплекса GAIA астрономы надеются получить для этой звезды новые данные.

Компонента	RA (2000.0)	Dec (2000.0)	Sp	m _V	π_t	μ _х "/год	µ _у "/год	V _r (км/с)
А	21h 06m 53 ^s .95	+38º 44' 57".9	K5V	5 ^m .21	0".2868	4".1683	3."2692	-65.72
В	21 ^h 06 ^m 55 ^s .26	+38º 44' 31".40	K7V	6 ^m .03	0".2859	4".1069	3."1447	-64.69

Таблица 1.

В Таблице 2 представлены новые параметры видимого движения для 61 Лебедя, где ρ_0 – угловое расстояние между компонентами, θ_0 – позиционный угол спутника относительно главного компонента системы, μ – видимое относительное движение компонент, ψ – направление видимого движения, ρ_c – радиус кривизны дуги наблюдений, π_t – тригонометрический параллакс, M_{AB} – суммарная масса системы, а ΔV_r – относительная лучевая скорость. Величины относятся к среднему моменту ряда наблюдений T_0

Параметр	Величина [Ошибка]
T _o , yr	1978.266
ρ_0 "	29.106 ± 0.004
θ_0^{o}	145.617 ± 0.007
ρ_{c} "	22.4 ± 1.036
<i>μ∆</i> "/yr	0.12834 ± 0.00022
ψ "	199.187 ± 0.146
M_{AB} /M O	1.2
$\Delta V r$, км/с	0.9
π_t , mas	287

Таблица 2.

Использование полного ряда наблюдений, а также последние значения параллаксов, приведенные в базе данных RECONS[3], дали возможность получить уточненную орбиту звезды, параметры которой представлены в Таблице 3.

На Рисунке 1 представлена вычисленная орбита 61 Лебедя в проекции на картинную плоскость и отмечена дуга, соответствующая периоду наблюдений. На Рисунке 2 показана дуга орбиты соответствующая периоду наблюдений в большем масштабе, маркером показаны наблюдения Пулковской обсерватории. Вычисленная орбита хорошо согласуется с наблюдательными данными. Ниже,

на Рисунках 3 и 4, приведены разности наблюденных и вычисленных значений для углового расстояния и позиционного угла.

Параметр	Величина
Большая полуось <i>а</i> , а.е	81.4
Период обращения <i>P</i>,yr	669.9
Эксцентриситет е	0.505
Долгота периастра <i>ф</i> °	156.7
Наклонение і ^о	132.7
Долгота восходящего узла Ω°	177.9
Прохождение периастра <i>Тр, уг</i>	1730.8





0.04

0,03 0,02

0,01 arcsec

0,00

-0,0119 50 -0,02

-0.03

-0.04



Рис. 4.



Рис. 3.

Звезда ADS 7251

Следующий объект исследования ADS 7251 – система из двух тусклых красных карликов, находящаяся на расстоянии 6.14 пк от Солнца. Возможно наличие у системы невидимой компоненты планетной массы. В Таблице 4 приведены параметры системы. Для улучшения орбиты ADS 7251 необходим точный параллакс, который может быть получен после обработки данных миссии Gaia. Орбита системы вычислялась ранее на основе ряда наблюдений с 1962 по 2006 год Шахт и др. [4].

ADS 7251	RA (2000)	Dec ₍₂₀₀₀₎	Sp	m _v	π_t	µ _x "/год	µ у"/год	V _r (км/с)
А	$9^{h}14^{m}22^{s}$	+52° 41'	M0	7 ^m .6	0".164	-1".535	-0".576	11.1
В	$9^{h} 14^{m} 24^{s}$	+52° 41'	M0	$7^{m}.7$	0".164	-1".552	-0. "641	10.0

Таблица	4.
---------	----

В Таблице 5 приведены параметры видимого движения для системы ADS 7251. После анализа всех известных данных о звезде, а также после проведения расчетов и предварительной оценки полученного семейства орбиты были выбраны те, которые лучше всего согласуются с наблюдательными данными [4].

Параметр	Величина [Ошибка]
T _o , yr	1984.215
ρ_0 "	17.596 ± 0.002
θ_0^{0} o	88.184 ± 0.006
ρ_c "	23 ± 1
<i>μ∆</i> "/yr	0.09304 ± 0.00009
ψ "	189.24 ± 0.06
$M_{AB} / M \mathcal{O}$	1.1
$\Delta V r$, км/с	-1
π_t , mas	164

Таблица 5.

Использование старых наблюдений Струве и новых полученных данных позволило выбрать из двух равнозначных орбиты, полученных методом ПВД, соответствующих положительному и отрицательному углу ориентации орбиты относительно картинной плоскости одну. Параметры орбиты представлены в Таблице 6.

На Рисунке 5 приведена орбита системы ADS 7251, а также отмечена дуга, соответствующая периоду наблюдений. На Рисунке 6 дуга, соответствующая периоду наблюдений показана в большем масштабе. Маркером отмечены наблюдения Пулковской обсерватории. Вычисленная орбита хорошо согласуется с наблюдательными данными не только Пулковской обсерватории, но и других наблюдателей.

Параметр	Величина
Большая полуось <i>а</i> , а.е	134.5
Период обращения <i>P</i>,yr	1487.4
Эксцентриситет <i>е</i>	0.07
Долгота периастра <i>ф</i> о	210.6
Наклонение і°	141.6
Долгота восходящего узла Ω°	217.2
Прохождение периастра <i>Тр, уг</i>	1886.9

Таблица 6.

Ниже, на рисунках 7 и 8 нанесены разности для наблюденных и вычисленных значений углового расстояния и позиционного угла системы ADS 7251. Разными маркерами отмечены ряды Вашингтонской обсерватории и Пулковский, на сегодня ряд Пулковской обсерватории для ADS 7251 является самым длинным и однородным из всех.



Звезда Stein 2051

Объект *Stein 2051* – близкая к Солнцу двойная звезда, один компонент которой является красным карликом, другой белым. Параметры звезды представлены в Таблице 7.

Stein 2051	RA (2000)	Dec(2000)	Sp	m _v	π_t	μ _х "/год	µ у"/год	V _r (км/с)
А	$4^{h}31^{m}11^{s}$	+58° 58'	M4.0V	11 ^m .08	0".180	1".29	-2".01	1.0
В	$4^{h}31^{m}12^{s}$	+58° 58'	DC7	$12^{m}.45$	0".180	1".336	-1."96	2.0

Таблица 7.

Важными свойствами Stein 2051b являются ее большая поверхностная плотность (масса равна 0.50 массы Солнца, а радиус $0.011R_{Sun}$) и большое собственное движение (– 2."3. в год). Светимость у нее тоже маленькая – 0.0003 светимости Солнца. В связи с большой поверхностной плотность В компонент является интересным объектом, для изучения эффекта микролинзирования и выбрана разработчиками миссии Gaia для изучения этого эффекта и уточнения массы белого карлика [6].

Для системы Stein 2051 была выполнена оценка орбиты по ряду наблюдений 1966 – 2006 год (оцифровка пластинок – автором, измерение – И.С. Измайловым) [5]. Точно определить кривизну наблюденной дуги, необходимую для однозначного вычисления орбиты, пока не удалось, но приведенная в Таблице 8 вероятная орбита дает достаточно хорошее согласование с наблюдательными данными. Работа над вычислением орбиты для этой звезды продолжается.

Параметр	Величина
Большая полуось <i>а</i> , а.е	>43
Период обращения P , yr	>337
Эксцентриситет е	0.64
Долгота периастра <i>ф</i> °	310
Наклонение і ^о	42
Долгота восходящего узла Ω°	178
Прохождение периастра <i>Тр, уг</i>	1901

Таблица 8.

Обитаемые зоны

Наиболее актуальной темой в астрономии в настоящее время наряду с темной материей и энергией является тема экзопланет и возможности жизни на них.

Всплеск интереса в последние годы и месяцы в основном по результатам наблюдений "Кеплера" и успехов в области фотометрии. Поэтому, планируя создание электронного каталога звезд, было принято решение расширить его, указав для звезд, потенциально пригодных для формирования жизни, их обитаемые зоны.

Для выбранных звезд вычислялись их обитаемые зоны по данным, полученным в Пулковской обсерватории. Под обитаемой зоной (HZ) подразумевается некая условная область вокруг звезды, определенная т.о., что условия на поверхности находящихся в ней возможных планет будут близки к соответствующим условиям на Земле.

На первом этапе применялись самые простые формулы. Многие параметры для выбранных звезд уже вычислены. Их можно использовать для контроля и сравнения с данными, полученными в Пулковской обсерватории. Пулковские независимые данные во всех этих случаях – это массы двойных звезд, которые вычислялись непосредственно по астрометрическим наблюдениям в Пулковской обсерватории.

Центр обитаемой зоны для конкретной звезды описывается уравнением (1), где d – расстояние от звезды в а.е., L_* , L_{\odot} – болометрическая светимость звезды и Солнца. Таким образом, для предварительной оценки достаточно знать только болометрическую светимость звезды.

$$d = \sqrt{\frac{L_*}{L_{\Theta}}} \quad . \tag{1}$$

Более точные формулы для вычисления границ обитаемой зоны требуют знания эффективной температуры звезды, химического состава атмосферы и многих других параметров.

В Таблице 9 приведены оценки обитаемых зон для выбранных звезд.

Звезда	Sp	m/m_{\odot}	L/L_{\odot}	d a.u.
61 Cyg A	K5V	0.70	0.150	0.387
61 Cyg B	K7V	0.50	0.093	0.305
ADS 7251A	M0eV	0.57	0.089	0.298
ADS 7251 B	M0eV	0.53	0.067	0.257
Stein 2051A	M4V	0.22	0.0008	0.028
Stein 2051 B	DC5 wd	0.50	0.0003	0.017

Таблица 9.

Заключение

Проведена проверка и пересчет орбит 61 Суд и ADS 7251 – по двум самым большим рядам Пулковских двойных звезд – в рамках подведения итогов фотографических наблюдений и создания электронного каталога звезд, который может служить наземной поддержкой для космических наблюдений, при условии получения точных параллаксов и лучевых скоростей.

Проведено сравнение полученных орбит с другими фотографическими, а также новыми CCD-наблюдениями.

Впервые оцифрован и измерен весь ряд системы Stein 2051 при помощи цифровой камеры по разработанной в Пулково методике [5]. Сделана предварительная оценка орбиты двойной звезды Stein 2051.

В будущем планируется участие в наблюдениях и в работе по сравнению измерений на разных приборах и наблюдений на разных инструментах 61 Суд и ADS 7251 (рефрактор и нормальный астрограф) и дополнении рядов наблюдений 61 Суд, ADS 7251, и других звезд Пулковскими ССD-наблюдениями.

А также планируется уточнение орбиты Stein 2051, продолжение наблюдений и получение эфемерид на моменты события гравитационного микролинзирования, средний момент которого 2014.4 год [6].

Автор выражает благодарность Н.А. Шахт и Д.Л. Горшанову за ценные советы и указания в процессе подготовки данной работы.

Литература

- 1. *Kiselev, A.A.; Romanenko, L.G.* Dynamical studies of nine wide visual binaries in the solar neighborhood // ARep, V. 40, Issue 6, 1996, pp.795-801.
- 2. *Gorshanov, D.L., Shakht, N.A. et al.* Observations of the binary star 61 Cyg on the 26-inch refractor at the Pulkovo Observatory // Astrophysics v.49.3 pp386-396.
- 3. Database RECONS // www.recons.org
- Shakht, N.A., Gorshanov, D.L., Grosheva, E.A., Kiselev, A.A., Polyakov, E.V. Orbit determination and estimate of the component masses ADS 7251 // Astrophysics, 2010, Volume 53, Issue 2, pp.227-236.
- 5. *Grosheva E.A., Izmailov I.S. //* Proc. International Workshop «NAROO GAIA», June 20-22, IMCCE Paris, France, in press
- 6. Demleitner. M., Wambsganss, J. // A&A 536. A50, 2011

IMPROVEMENT OF MOTION PARAMETERS SELECTED BINARY STARS OF THE PULKOVO PROGRAM (CYGNI 61, ADS 7251, STEIN 2051)

Afanasyeva A.A.

Pulkovo Observatory of Russian Academy of Science, Saint-Petersburg, Russia

Photographic observations of double stars begin at Pulkovo since the mid XX century. Kiselev A.A. and Romanenko L.G. made a list of stars on the basis of these observations and Pulkovo catalogs double stars to create a new e-catalog. The list includes 162 of the most interesting object, with long and precise series of observations, which for the calculation of the orbit the radial velocity and parallax are necessary. Part of the future catalog has already been presented at meetings of the project GAIA in 2006–2012. Catalog will be expanded of habitable zones for stars of suitable for the life, calculated from data obtained at the Pulkovo Observatory.

We've compiled a list of three object 61 Cygni, ADS 7251, 2051 Stein, for which analyzed the new data and improved motion parameters for the revision of their orbits. Selected stars are promising for future space missions.

НОВЫЕ ШТЕККЕЛЕВСКИЕ МОДЕЛИ ГАЛАКТИК

Громов А.О.

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Все чаще и чаще для построения моделей звездных систем применяются численные методы. Но остается ряд задач, которые необходимо решать аналитически. Например, нахождение самосогласованных моделей и исследование их устойчивости. В связи с этим способ их построения и модели, предложенные в данной работе, могут представлять интерес.

Предлагается новое семейство ротационно-симметричных моделей распределения масс в гравитирующих звездных системах. Потенциал таких семейств относится к типу потенциала Штекеля, для которого уравнение Гамильтона-Якоби

$$H\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}, \dots, \frac{\partial W}{\partial q_n}; q_1, \dots, q_n\right) = h \tag{1}$$

допускает разделение переменных, так что функция *W* принимает следующую форму:

$$W = \sum_{i=1}^{n} W^{(i)}(q_i),$$
(2)

где каждый член правой части зависит только от одной из обобщенных координат *q_i*. Здесь *H* – функция Гамильтона.

Также будем предполагать, что в рассматриваемых моделях существует третий изолирующий интеграл движения. Обычно в стационарных звездных системах с ротационной симметрией учитываются два независимых интеграла: энергии и площадей. Но такие предположения приводят к серьезным расхождениям с результатами наблюдений. В связи с этим была разработана теория третьего интеграла, с помощью которой объяснялась, например, наблюдаемая трехосность эллипсоида скоростей.

Будем полагать, что в рассматриваемых моделях существует третий квадратичный по скоростям интеграл движения:

$$f_{3} = (Rv_{z} - zv_{R})^{2} + z^{2}v_{\theta}^{2} + z_{0}^{2}(v_{z}^{2} - 2\Phi^{*}), \qquad (3)$$

где R, z – цилиндрические координаты, z_0 – постоянная с размерностью длины, а Φ^* – функция, связанная с потенциалом Φ следующим образом:

$$z_{0}^{2} \frac{\partial \Phi^{*}}{\partial R} = z^{2} \frac{\partial \Phi}{\partial R} - Rz \frac{\partial \Phi}{\partial z},$$

$$z_{0}^{2} \frac{\partial \Phi^{*}}{\partial z} = \left(R^{2} + z_{0}^{2}\right) \frac{\partial \Phi}{\partial z} - Rz \frac{\partial \Phi}{\partial R}.$$
(4)

Кузмин Г.Г. показал [1], что такие модели применимы к реальным звездным системам, в частности, к нашей Галактике. Примеры таких моделей описаны в работах Кузмина Г.Г. и Маласидзе Г.А. [2, 3].

Будем рассматривать модели, потенциал которых в экваториальной плоскости имеет следующий вид:

$$\Phi = \Phi_0 \ln\left(1 + \frac{\beta}{w(R)}\right),\tag{5}$$

где Φ_0 – потенциал в центре модели, $\beta \in [0; +\infty)$ – структурный параметр, а функция w(R) определяется выражением:

$$w^2(R) = 1 + \kappa^2 R^2, (6)$$

где κ – параметр модели. Чтобы включить в теорию интересный предельный случай бесконечного β , будем считать, что $\kappa^2 = O(\beta^2)$ при $\beta \to \infty$. Здесь и далее для простоты будем считать масштабный параметр модели равным единице, так что *R*, *z*, *z*₀, будут безразмерными величинами.

Такой потенциал для сферических систем был предложен в [4] Кузминым Г.Г., Велтманном Ю.-И.К. и Теньесом П.Л. и назван квази-изотермическим. Они нашли, что ход плотности в таких моделях хорошо аппроксимирует эмпирический профиль де Вокулера.

Предварительные результаты исследования модели приведены в [5]. Приведем здесь только основные из них.

Для удобства перейдем от цилиндрических к эллиптическим координатам по формулам:

$$R = z_0 \sqrt{(\xi_1 - 1)(1 - \xi_2)}, \qquad z = z_0 \xi_1 \xi_2, \qquad \xi_1 \in [1; \infty), \qquad \xi_2 \in [-1; 1].$$
(7)

Задача сводится к нахождению такой функции $\varphi(\xi)$, что потенциал принимает вид:

$$\Phi = \frac{\varphi(\xi_1) - \varphi(\xi_2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2}.$$
(8)

Для рассматриваемого нами квази-изотермического потенциала (5) функция $\varphi(\xi)$ оказалась следующей:

$$\varphi(\xi) = \xi^2 \Phi_0 \ln \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right).$$
(9)



Рис. 1. Графики функции $\varphi(\xi)$ для различных значений параметра β ($\kappa \cdot z_0 = 1.5$)

Тогда по формулам, приведенным в [3], пространственная плотность принимает следующий вид:

$$4\pi G\rho = \Phi_0 \left(\frac{-2\Phi_0 \left(2 - \xi_1 - \xi_2\right) + \mu(\xi_1) + \mu(\xi_2)}{\left(\xi_1^2 - \xi_2^2\right)^2} + 2\frac{\left(\nu(\xi_1) - \nu(\xi_2)\right)\left(2 - \xi_1 - \xi_2\right)}{\left(\xi_1^2 - \xi_2^2\right)^3} \right), \quad (10)$$

где

$$\mu(\xi) = \left(\xi^{2} - 1\right) \left[2\ln\left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)}}\right) - \frac{5\xi^{2}\beta\kappa^{2}z_{0}^{2}\left(1 - \kappa^{2}z_{0}^{2}\right) - 2\xi^{4}\beta\kappa^{4}z_{0}^{4}}{\left[1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)\right]^{5/2}\left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)}}\right)} - \frac{11}{\left[1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)\right]^{3}\left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)}}\right)^{2}}\right],$$

$$\nu(\xi) = \frac{\xi^{4}\beta\kappa^{2}z_{0}^{2}}{\left[1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)\right]^{3/2}\left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^{2}z_{0}^{2}\left(\xi^{2} - 1\right)}}\right)}.$$

$$(12)$$

Ниже представлены графики, полученные в ходе выполнения работы. Везде $\kappa = \beta$.

На рис. 2-3 представлены эквиденситы для различных значений параметров β и z_0 . Видно, что с увеличением β происходит растяжение графика по оси z, а с ростом z_0 , помимо расширения по оси z, заметно увеличение эквиденсит по оси R. На рис. 4 даны графики хода плотности в экваториальной плоскости для различных β и z_0 . С ростом β увеличивается значение точки пересечение графика с осью ρ , а с изменением z_0 , кроме того, увеличивается еще и скорость стремления к 0 плотности ρ .



Рис. 2. Эквиденситы для различных значений параметра β при $z_0 = 1,5$. Кривые 1 соответсвуют $\rho = 0, 3\rho_0; 2 - \rho = 0, 1\rho_0; 3 - \rho = 0, 05\rho_0.$ а) $\beta = 0,5; 6) \beta = 1;$ в) $\beta = 2.$



Рис. 3. Эквиденситы для различных значений параметра z_0 при $\beta = 1$. Кривые 1 соответсвуют $\rho = 0, 3\rho_0; 2 - \rho = 0, 1\rho_0; 3 - \rho = 0, 05\rho_0$. a) $z_0 = 1,5; 6) z_0 = 2; B) z_0 = 3.$



Рис. 4. Распределение плотности в экваториальной плоскости при различных значениях параметров β и z_0 . Кривые 1 соответсвуют $z_0 = 1,5$; $2 - z_0 = 2$; $3 - z_0 = 3$. a) $\beta = 0,5$; б) $\beta = 1$; в) $\beta = 2$.

Интересно также рассмотреть предельные по β случаи.

При $\beta \to 0$ получается модель Шустера-Пламмера, потенциал которой имеет вид:

$$\Phi = \Phi_0 w^{-1}(R), \qquad \text{где} \qquad w^2(R) = 1 + \kappa^2 R^2.$$
(13)

Пространственная плотность в эллиптических координатах определяется выражением:

$$4\pi G\rho = \psi(\xi_2) \cdot \xi_1^{-4} \tag{14}$$

где

$$\psi(\xi) = \Phi_0 \frac{2(1+\kappa)^2 - \xi^2 (2+3\kappa+\kappa^2) + \xi^4 (\kappa-5\kappa^2) + \xi^6 \kappa^2}{(\xi^2 - 1)^2 [1+\kappa(1-\xi^2)]^{5/2}}$$
(15)

Ниже представлены графики эквиденсит и распределения плотности в экваториальной плоскости. Параметр $z_0 = 1,5$, а $\beta = \kappa = 1$.





Рис. 5. Эквиденситы. Кривые 1 соответсвуют $\rho = 3 \cdot 10^{-6} \rho_0; 2 - \rho = 10^{-6} \rho_0; 3 - \rho = 5 \cdot 10^{-7} \rho_0.$

Рис. 6. Распределение плотности в экваториальной плоскости.

При $\beta \rightarrow \infty$ имеем модель Яффе со следующим потенциалом:

$$\Phi = \Phi_* \ln(1 + \lambda^{-1} R^{-1}), \quad \text{где} \quad \lambda = \lim_{\beta \to \infty} \frac{\kappa}{\beta}, \quad \Phi_* = \Phi_0 \frac{\beta}{\beta + 1}.$$
(16)

Выражение для плотности имеет вид:

$$4\pi G\rho = \psi(\xi_2) \cdot \xi_1^{-4},\tag{17}$$

где

$$\psi(\xi) = \frac{5\xi^{2}}{\lambda(1-\xi)^{5/2} \left(1+\frac{1}{\lambda(1-\xi^{2})^{1/2}}\right)} + \frac{5\xi^{4}}{\lambda(1-\xi^{2})^{7/2} \left(1+\frac{1}{\lambda(1-\xi^{2})^{1/2}}\right)} - \frac{\xi^{2}}{(1+\xi^{2})^{1/2}}$$
(18)

 $\lambda^2 (1-\xi^2)^4 \left(1+\frac{1}{\lambda(1-\xi^2)^{1/2}}\right)$ Далее представлены некоторые графики. Параметры модели были фиксированы ($\beta = \kappa = 1, z_0 = 1,5$).



Рис. 7. Эквиденситы. Кривые 1 соответсвуют $\rho = 0.1\rho_0$; $2 - \rho = 0.05\rho_0$; $3 - \rho = 0.03\rho_0$.



Рис. 8. Распределение плотности в экваториальной плоскости.

Таким образом, в представленной работе предложена модель несферической звездной системы с квази-изотермическим потенциалом. Предполагается существование третьего квадратичного интеграла движения для такой модели. Получено аналитическое представление пространственной плотности. Построены эквиденситы и графики хода плотности в экваториальной плоскости. Рассмотрены предельные по структурному параметру случаи. Возможно, подобные модели имеют сходство с реальными галактиками.

Литература

- 1. *Кузмин Г.Г.* Третий интеграл движения звезд и динамика стационарной Галактики, Публ. Тартуск. обсерв., 1952, т. 32, с. 332-368.
- 2. *Кузмин Г.Г., Маласидзе Г.А.* О некоторых моделях распределения массы звездной системы в теории третьего квадратичного интеграла движения, Публ. Тартуск. обсерв., 1987, т. 52, с. 48-63.
- 3. *Кузмин Г.Г.* Модель стационарной Галактики, допускающая трехосное распределение скоростей, Астрономический журнал, 1956, т. 33, с. 27-45.
- 4. *Кузмин Г.Г., Велтманн Ю.-И.К., Теньес П.Л.* Квази-изотермические модели сферических звездных систем, Публ. Тартуск. обсерв., 1986, т. 51, с. 232-242.
- 5. Громов А.О. Штеккелевские изотермические модели галактик, Труды XLIII международной конференции аспирантов и студентов факультета ПМ-ПУ СПбГУ «Процессы управления и устойчивость», СПб, 2012, с. 125-129.

NEW STÄCKEL'S MODELS OF GALAXIES

Gromov A.O.

Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia.

In this paper a new family of rotationally symmetric models of mass distribution in stellar system is proposed. The potential of this family is Stäckel type. For this potential a quadratic in velocity integral of motion exist, hence velocity distribution in such models can be triaxial. In this paper the quasi-isothermal potential is considered and self-gravitating model is constructed by method by Kuzmin G.G. (1956). Curves of constant density and distribution density in equatorial plane are presented. The limiting cases (when the potential in the equatorial plane is Schuster-Plommer's and Jaffe's models) are considered. Equidensities and the density run in the equatorial plane are presented.

ПРОТОПЛАНЕТНЫЕ ДИСКИ

Демидова Т.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург

Введение

Многие молодые звезды окружены околозвездными газопылевыми дисками, которые образуются из остатков протозвездного облака в процессе звездообразования [1]. В дальнейшем из вещества околозвездного диска образуются планеты и планетные системы подобные Солнечной.

В визуальной области спектра околозвездные диски излучают очень мало, в основном за счет рассеянного излучения центральных звезд. Однако на сегодняшний день с помощью космического телескопа Хаббл было получено большое количество изображений протопланетных дисков в оптике. На полученных изображениях диски имеют различную ориентацию к картинной плоскости, в большинстве случаев они имеют асимметричную форму. Некоторые диски наблюдаются практически с ребра [2-4] и др. (рис. 1). Изучение подобных дисков позволяет определить вертикальную структуру диска, а так же изучать движение пылевых структур в диске, которые время от времени пересекают луч зрения в данном случае. Ряд дисков наблюдается под малым углом к картинной плоскости, с полюса [5-8] и др. (рис. 2). Такие диски дают информацию о распределении вещества по радиусу, наличие структур в таких дисках: волн плотности, потоков вещества может свидетельствовать о двойственности звезды или наличии мало-массивного компаньона (например, [9]).



Рис. 1. Изображения дисков, видимых с ребра, из работы [3].



Рис. 2. Изображение дисков, видимых с полюса, из работ [5-8].

Инфракрасное излучение

Газопылевые протопланетные диски в основном излучают в инфракрасном (ИК) и субмиллиметровом диапазонах спектра. В подавляющем большинстве случаев наблюдения дают лишь информацию об интегральном (т. е. от всего диска в целом) ИК-излучении.

Первые данные о поведении молодых звезд в ИК-диапазоне были получены Мендозой [10] в 1996 году. Все 26 объектов, изученные в данной работе, показывали ИК избытки в спектральном распределении энергии. ИК избытки наблюдаются у многих молодых звезд (рис. 3). Современная теория связывает ИК избытки с тепловым излучением околозвездной пыли. Частицы околозвездной пыли протопланетных (аккреционных) дисков поглощают излучение молодой звезды и переизлучают его в ИК диапазоне спектра. Поэтому ИК избытки дают важную информацию о распределении пыли в протопланетных дисках и на данный момент являются основным источником информации о поведении вещества протопланентых дисков. Теоретические расчеты показали, что ИК избытки, вычисленные с помощью классической модели плоского аккреционного диска, часто оказываются меньше наблюдаемых.

Впервые эту проблему исследовали Кеньон и Хартман [11]. Они отказались от модели плоского аккреционного диска и предложили модель, расходящегося диска. В этой модели отношение геометрической толщины диска к текущему расстоянию до центра, медленно увеличивается с функцией расстояния:

$$h = h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\beta} , \qquad (1)$$

где 2h – толщина диска, r – радиус диска, h₀ и r₀ – начальные значения этих параметров, $\beta = 5/4$, 9/8. Периферийные слои такого диска способны поглощать больше излучения звезды, и это позволяет устранить некоторые противоречия между наблюдаемым и теоретическим распределением энергии молодых звезд в дальней ИК области спектра. Но данная модель не дает объяснения распределению энергии в ближней ИК области спектра (2-10 мкм).



Рис. 3. Распределение энергии некоторых молодых звезд из работы [10].

Натта и др. [10] высказали предположение, что дополнительное ИК излучение возникает в результате увеличения геометрической толщины диска в зоне интенсивной сублимации пыли. В таких моделях, внутренняя часть диска до радиуса порядка 1 а.е. не содержит пыли. Далее вблизи радиуса сублимации пыли располагается возмущенная стенка. Ее положение определяется, исходя из того, что температура сублимации пыли 1500 К. Считается, что толщина внутренней стенки превышает высоту диска, и стенка может отбрасывать тень на внешние слои диска. Поскольку внутренняя стенка нагревается прямым излучением звезды, она дает избыток в ближней ИК области (2–3 мкм). Наличие теневой зоны, приводит к возникновению провала в области (9–12 мкм) в распределении энергии у некоторых звезд. Такая стенка может быть стабилизирована давление оптически тонкого газа в центральной области диска и центробежной силой.

Физические параметры протопланетных дисков

Размеры протопланетных дисков определяют по их изображениям в рассеянном свете, по эмиссии пыли в мм диапазоне спектра и по эмиссии в линиях СО. Размеры варьируются от нескольких сотен до тысячи а.е. (например, [3, 13– 14]). Различные техники определения размера дают различные результаты, поскольку рассеянный свет и линии СО показывает тонкий слой на поверхности диска, которая нагрета прямым излучением звезды. Тогда как, мм континуум соответствует центральной плоскости диска. Массы дисков определяют следующим образом: по эмиссии пыли в мм диапазоне, оценивают массу пыли и, исходя из отношения массы пыли к массе газа, обычно его выбирают как в среднем в межзвездной среде 1:100, определяют общую массу диска. Из мм интерферометрических карт был получен закон распределения поверхностной плотности с радиусом:

$$\Sigma \propto R^{1.5}$$
 (2)

Последние данные показывают, что «стандартные» параметры дисков недооценены. Реальные диски имеют большие размеры и большие массы. Так же на расстояниях R>20 a.e., поверхностная плотность обратно пропорциональна радиусу.

Звезды типа Т Тельца и Ае/Ве Хербига

Из всех звезд до главной последовательности наиболее изученными считаются звезды типа Т Тельца. Они являются промежуточной стадией между протозвездами и мало-массивными звездами главной последовательности ([15-17]). Считается, что все мало-массивные звезды проходят стадию звезд типа Т Тельца. Звезды типа Т Тельца относятся к поздним спектральным классам (F, G, K, M) и имеют массы от 0.2 до 2 масс Солнца. Возраст этих молодых звезд 10⁵-10⁷ лет. Эти объекты характеризуются нерегулярными изменениями блеска, а так же наличием эмиссионных линий, в частности Бальмеровской серии водорода и линии Fe II. Звезды типа Т Тельца наблюдаются в различных областях звездообразования. Многие звезды этого типа окружены протопланетными дисками, и показывают ИК избытки в распределении энергии. Помимо ИК избытков эти звезды показывают избыток в УФ области спектра. Звезды типа Т Тельца делятся на подклассы, классические звезды типа Т Тельца (СТТЅ) и звезды Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS). В настоящее время считается, что данные подклассы являются разными стадиями эволюции звезд типа T Тельца. Со временем околозвездные диски классических Т Тельца становятся более разреженными, за счет аккреции, и количество мелкой пыли в них уменьшается, изза укрупнения пылинок и оседания их к плоскости диска, поэтому они слабо проявляются себя в эмиссии.

У звезд типа Т Тельца выявлены достаточно мощные магнитные поля 10^2 – 10^3 Гс [18]. Сильные магнитные поля играют важную роль в газодинамике протопланетных дисков звезд Т Тельца. Магнитное поле регулирует аккрецию: вблизи звезды на расстоянии примерно 0.1 а.е. вещество движется строго вдоль магнитных силовых линий и сталкивается с поверхностью около полюсов звезды. В этих областях возникают яркие пятна, наличие которых, на ряду с другими механизмами, порождает переменность блеска звезд типа Т Тельца. Магнитное поле так же контролирует истечение вещества: с поверхности диска и звезды вещество уходит вдоль открытых магнитных силовых линий.

Более массивные молодые звезды называют звездами Ае/Ве Хербига. Звезды Ае/Ве Хербига имеют массы 2–10 масс Солнца. Средний возраст этих объектов $10^6 - 10^7$ лет. Эти звезды показывают многие черты сходные со звездами типа Т Тельца: эмиссионные линии в спектре, нерегулярная переменность блеска, но являются звездами более ранних спектральных классов (ранее чем F0).

Большинство звезд AeBe Хербига проявляют слабую магнитную активность. Поэтому основными механизмом, приводящим к аккреции протопланетного диска на звезду, является перенос углового момента от периферии диска к звезде под действием турбулентной вязкости. Часть углового момента должна в таком случае отводится за счет дискового ветра на внутренней границе диска.

Звезды типа UX Ori

Большой вклад в современное понимание физики протопланетных дисков внесло изучение звезд типа UX Ori. Для звезд типа UX Ori характерной особенностью является большая по амплитуде ($\Delta V \approx 2-3^{m}$) и иррегулярная по форме переменность блеска. На кривой блеска этих звезд часто наблюдаются алголеподобные минимумы продолжительностью от нескольких дней до нескольких недель [19] (рис. 4).



Рис. 4. Кривая блеска в полосе V и параметры поляризации звезды WW Vul из работы [19].

В глубоких минимумах цветовой трек на диаграмме цвет-величина имеет поворот в направлении голубого излучения. Такое поведение излучения связывают с тем, что из-за селективного поглощение в облаке звезда краснеет, по мере ослабления ее блеска увеличивается роль рассеянного излучения околозвездного газопылевого диска. При достаточно оптической толщине облака в глубоких минимумах рассеянный свет становится доминирующим, и цветовой трек поворачивает в голубую область.

По данным синхронных фотометрических и поляриметрических наблюдений звезд типа UX Ori, начатых в 1986 году в Крымской астрофизической обсерватории, почти у всех звезд этого типа выявлена значительная линейная поляризация в глубоких минимумах в полосе V. На основании этого в работе Гринина и др. 1991 [20] был сделан вывод о том, что околозвездные диски, рассеивающие излучение освещающих их звезд, сильно наклонены относительно картинной плоскости, т.е. наблюдаются с ребра или под небольшим углом к лучу зрения.

При такой ориентации диска луч зрения проходит сквозь его газопылевую атмосферу. Движением вещества в диске на луче зрения вызывает бурную фотометрическую активность этих молодых звезд. Поэтому изучение звезд типа UX Ori дает уникальную информацию о структуре околозвездных дисков и их динамическом состоянии, которую невозможно получить другими методами.

Двойные звезды

Известно, что многие звезды представляют из себя двойные и кратные системы, так же и среди молодых звезд, почти 70% наблюдаемых объектов являются двойными системами. Большая полуось орбит молодых двойных систем варьируется в пределах 1–1000 а.е., периоды от нескольких дней до сотен тысяч лет. Отношение масс варьируется от 0.1 до 0.9. Причем короткопериодичные пары с периодом < 11 дней имеют круговые орбиты, из-за приливной диссипации. Остальные пары имеют широкий разброс эксцентриситет.

В молодых двойных системах так же формируются протопланетные диски, при чем могут возникать как околозвездные диски компонентов, так и общий окружающий двойную систему диск. Околозвездные диски компонентов могут пополнятся за счет вещества общего диска. Современные наблюдения показывают присутствие в протопланетных дисках спиралеобразных структур, провалов плотности, что может свидетельствовать о двойственности этих звезд или наличии мало-массивного компаньона.

Первые модели молодых двойных систем, аккрецирующих вещество из остатков протозвездного облака, были рассчитаны в 1994 году в работе Артимовича и Любова [21–22]. Задача была решена методом SPH в изотермическом приближении. Предполагалось, что остатки протозвездного облака, из которого образовалась двойная система, представляют собой диск, компланарный плоскости орбиты системы. Авторы показали, что под действием гравитационных возмущений в центральной области молодой двойной системы образуется свободная от вещества полость, размер которой зависит от параметров двойной системы. Под действием сил вязкости и гравитационных возмущений в эту полость проникают два в общем случае неравных по мощности потока вещества, которые поддерживают аккреционную активность компонентов. Расчеты показали, что в системах с не круговыми орбитами темп аккреции на компоненты зависит от фазы орбитального периода. Расчеты с использованием конечно-разностных методов позволили промоделировать поведение газа во внутренних частях двойной системы более детально. Двумерном расчеты в работе Hanawa et al в 2010 [23], и трехмерные расчеты в работе Кайгородов и др. 2010 [24] (рис. 5) показали, что на размер внутренней полости свободной от вещества оказывают влияние не только резонансы, описанные в работе Артимовича и Любова, но и ударные волны возникающие в общем диске в следствии движения вторичного компонента. Кроме того, были получены свидетельства того, что между околозвездными дисками компонентов существует перемычка — устойчивая ударная волна, через которую вещество из диска менее массивного компонента перетекает в диск более массивного. Исходя из этих расчетов, в двойных системах основным аккретором является главный компонент системы.

Первой разрешенной широкой парой Т Тельца, с разделением 810 а.е., стала звезда SR24. Изображения получено с помощью телескопа Субару [25]. На полученном изображении отчетливо видны околозвездные диски компонентов, поток вещества к диску главного компонента и газовая перемычка между дисками компонентов (рис. 6).

В наших работах 2010 г. [26–28], мы исследовали каким будет поведение кривых блеска молодых двойных систем, окруженных общим диском, если наблюдать их с ребра или под небольшим углом к лучу зрения. В результате расчетов были получены кривые блеска для моделей с различными параметрами двойной системы и для различных ориентаций общего диска относительно наблюдателя. Было показано, что поведение кривой блеска сильно зависит от ориентации двойной системы, кривая блеска может иметь бимодальную, двухкомпонентную и простую синусоидальную форму. Сравнение с наблюдениями показало, что рассматриваемая модель качественно описывает поведение циклической активности звезд типа UX Ori (рис. 7).



Рис. 4. Теоретические расчеты протопланетного диска молодой двойной системы из работы [24].



Рис. 6. Наблюдаемые околозвездные диски молодой двойной системы из работы [25].



Рис. 7. Теоретические расчеты и наблюдательные проявления циклической активности звезды типа UX Ori из работ [26–28].



Рис. 8. Теоретические расчеты освещенности протопланетного диска в присутствии мало-массивного компаньона на некомпланарной орбите из работы [29].

Для ряда моделей считалось, что плоскость орбиты двойной системы наклонена относительно экваториальной плоскости общего плоскости диска. В таком случае, внутренняя часть общего диска сильно деформируется даже в случае мало-массивного вторичного компонента. Такое поведение вещества в диске, должно отражаться на освещенности внешних частей диска светом главного компонента. Последняя наша работа посвящена именно таким расчетам [29]. В таком случае во внутренней части диска образуется зона тени, размер которой зависит от параметров двойной системы и сам диск может выглядеть асимметричным даже, если наблюдается с полюса (рис. 8). Таким образом, был описан еще один механизм, объясняющий асимметричность наблюдаемых изображений дисков.

Заключение

Тема исследования протопланетных дисков имеет много сложных вопросов, которые до сих пор остаются открытыми и вызывают много споров. Данные обзор не затронул темы, связанные с распределением температуры протопланетных дисков, их вертикальной структурой, динамикой вещества, химическим составом, которые так же играют важную роль при изучении околозвездных дисков. Некоторые задачи решаются с помощью численного моделирования поскольку наблюдательные данные сильно ограничены разрешением современных телескопов. Большой шаг вперед в этом направлении будет сделан с помощью телескопа-интерферометра ALMA, который недавно начал свою работу. Изучение свойств протопланетных дисков позволяет детально исследовать процессы приводящие к формированию планетных систем.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П21, гранта НШ 1625.2012.2 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Литература

1. *S.W. Stahler*, Proc.33rd ESLAB Symp. "Star formation from the small to the large scales", ASTEC, Noordwijk, eds. F.Favata, A.A.Kaas, A.Wilson, p.133 (2000).

- 2. C.J. Burrows, J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt and WFPC2 Investigation Definition Team, Bull. Am. Astron. Soc. 27, 1329 (1995).
- 3. M.J. McCaughrean and C.R. O'Dell, Astron. J. 111, 1977 (1996).
- 4. K.R. Stapelfeldt, J.E. Krist, F. Menard et al., Astrophys. J. (Lett.) 502, L65 (1998).
- 5. C.A. Grady, D. Devine, B. Woodgate et al., Astrophys. J. 544, 895 (2000).
- 6. C.A. Grady, E.F. Polomski, T. Henning et al., Astrophys. J. 122 3396 (2001).
- 7. J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt, F. Menard et al., Astrophys. J. 538, 793 (2000).
- 8. M. Clampin, J.E. Krist, D.R. Ardila et al, Astron. J. 126 385 (2003).
- 9. M. Fukagawa, M. Hayashi, M. Tamura et al. The Astrophysical J. 605, L53 (2004).
- 10. V.E. Eugenio Mendoza, Astrophys. J. 143, 1010 (1966).
- 11. S.J. Kenyon and L. Hartmann, Astrophys. J. 323, 714 (1987).
- 12. A. Natta, V.P. Grinin and V. Mannings, Protostars & Planets IV eds. V. Mannings, A.P. Boss and S.S. Russell (Tucson, Univ. Arizona) p.559, (2000).
- 13. *S.M. Vincente and J. Alves*, Extrasolar Planets: Today and Tomorrow, ASP Conference Proceedings eds. J.-P. Beaulieu, A. Lecavelier des Etangs and C. Terquem. p.331 (2004).
- 14. C.J. Lada, A.A. Muench, K.E.Jr. Haisch et al., Astron. J., 120, 3162 (2000).
- 15. I. Appenzeller, R. Mundt, Astron. Astrophys. Rev., 1, 291 (1989).
- 16. C. Bertout, Ann. Rev. A&A 27, 351 (1989).
- 17. G. Basri and C. Bertout, in Protostars and Planets III, eds. E.H.Levy, J.I.Lunine (Tucson, Univ. Arizona), 553 (1993).
- 18. П.Ф. Чугайнов, Астрофизика **34**, 271 (1991).
- 19. В.П. Гринин, Н.Н. Киселев, Н.Х. Миникулов, Г.П. Чернова, Письма в Астрон. журн. 14, 514, (1988).
- 20. V.P. Grinin, N.N. Kiselev, G.P. Chernova, et al., Astrophys. Space Sci. 186, 283 (1991).
- 21. P. Artymowicz, S.H. Lubow, Astrophys. J. 421, 651 (1994).
- 22. P. Artymowicz and S.H. Lubow, Astrophys. J. (Lett.) 467, L77 (1996).
- 23. T. Hanawa, Y. Ochi and K. Ando, Astrophys. J. 708, 485 (2010).
- 24. П.В. Кайгородов, Д.В. Бисикало, А.М. Фатеева и др., Астрон. журн. 87, 1170 (2010).
- 25. S. Mayama, M. Tamura, T. Hanawa et al., Science 327, 306.
- 26. *Т.В. Демидова, Н.Я. Сотникова, В.П. Гринин*, Письма в Астрон. Журн. **36**, 445 (2010) [T.V. Demidova, N.Ya. Sotnikova, Grinin, Astron. Lett. **36**, 422 (2010)].
- 27. *Т.В. Демидова, В.П. Гринин, Н.Я. Сотникова*, Письма в Астрон. Журн. **36**, 526 (2010) [T.V. Demidova, V.P. Grinin, N.Ya. Sotnikova, Astron. Lett. **36**, 498 (2010)].
- 28. В.П. Гринин, Т.В. Демидова, Н.Я. Сотникова, Письма в Астрон. Журн. **36**, 854 (2010) [V.P. Grinin, T.V. Demidova, N.Ya. Sotnikova, Astron. Lett. **36**, 808 (2010)].
- 29. Т.В. Демидова, В.П. Гринин, Н.Я. Сотникова, Письма в Астрон. Журн. (в печати) (2012).

PROTOPLANETARY DISKS

Demidova T.V.

Pulkovo Observatory of Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg

All stars go through a stage of the matter accretion from a remnant of a protostellar cloud on the beginning phase of the evolution. A lot of young stars are surrounded by extensive protoplanetary disks. Physical processes occurring in the protoplanetary disks lead to the formation of planetary systems, therefore the research of them are one of the most topical problem of the modern astronomy. The contemporary models of the protoplanetary disks are presented in the paper. The special attention is paid to the problem of the interaction of young single and binary stars with circumstellar disks.
ПРОЕКТ ИК-СПЕКТРОМЕТРА ТЕЛЕСКОПА БТА

Емельянов Э.В., Афанасьев В.Л., Ардиланов В.И., Борисенко А.Н., Маркелов С.В., Мурзин В.А.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН

1 Введение

1.1 Научные задачи

Расширение доступного для наблюдений на 6-м телескопе диапазона длин волн в сторону ближнего ИК (0.8 ÷ 2.5 мкм) необходимо для изучения «холодных» объектов (T < 2000 K), источников закрытых пылью, а также объектов с большими красными смещениями. Этот диапазон интересен также тем, что он содержит важные для спектральной диагностики линии — вращательно-колебательные полосы важных для астрофизики молекул (таких как CO, OH, SiO, CH, CN, NH, H₂O, HCN, CH₄ и пр.), вращательные переходы H₂, много переходов нейтральных и ионизированных атомов. Перечень астрофизических задач, которые можно будет решать на БТА в ближнем ИК, достаточно широк и может включать в себя такие задачи:

- Спектроскопия протопланетарных туманностей.
- Поиск экзопланет и коричневых карликов.
- Спектроскопия и фотометрия областей с мощным звездообразованием в нашей Галактике, близких и удаленных галактиках.
- Звездная кинематика и морфология систем различных популяций звезд в спиральных галактиках.
- Физические условия в ионизированном газе, звездная кинематика и морфология в галактиках с активными ядрами (AGN) и вспышками звездообразования.
- Ультраяркие инфракрасные галактики (ULIRG).
- Изучение галактик на больших красных смещениях.
- Измерение фотометрических красных смещений по спектральному распределению энергии (SED).

1.2 CIRSI

В 2005 г. САО была приобретена камера CIRSI с двумя гибридными HgCdTe KMOП-мультиплексорами HAWAII первого поколения фирмы Rockwell для проведения фотометрических наблюдений на БТА в ближнем ИК-диапазоне. Рабочий диапазон данных светоприемников по длине волны составляет 0.8 ÷ 2.5 мкм [4].

Дьюар с камерой, компьютером и контроллером располагаются на раме размером примерно $0.9 \times 0.9 \times 0.75 \,\text{m}^3$ [2]. Масса всей конструкции в сборе составляет порядка 200 кг. Соответственно, устанавливаться она может лишь на достаточно крупные телескопы. При работе

в главном фокусе БТА без редуктора светосилы один светоприемник будет покрывать область неба 2.9' × 2.9'.

Матрица Hg-Cd-Te детекторов 1024×1024 пикселя размером 18.5 мкм, имеет максимум квантовой эффективности (60% при T = 78 K) в диапазоне $1.9 \div 2.4$ мкм.

Сигнал со светоприемника обрабатывается ПЗС-контроллером с 14-битным АЦП, способным за секунду обрабатывать информацию с восьми миллионов пикселей. Для снижения тепловых шумов, выходные транзисторы каждого пикселя подключаются к системе считывания только на момент обращения к данному квадранту. Темновой ток светоприемников колеблется от 10 до порядка 340 единиц за 45 секунд экспозиции. Темновой ток для коротких экспозиций находится на постоянном уровне, т.е. темновой шум линейно зависит от времени. Шум считывания находится на уровне 3.7 единиц. Коэффициент усиления (gain) в оригинальной системе считывания составляет порядка 8 электрон на единицу (e/ADU). Кривая чувствительности светоприемников линейная в пределах 1% в диапазоне 3000 ÷ 7000 единиц.

Неоднократные попытки привести CIRSI в работоспособное состояние закончились неудачно: потери в криостате прибора не удалось устранить в степени, достаточной даже для проведения испытаний в лаборатории. Температуру приемника удалось снизить лишь до 130 К. Электроника CIRSI морально и физически устарела: она была разработана в 1997 г. [3] и не способна работать с современными ЭВМ.

С нашей точки зрения, наиболее рациональным способом приведения имеющейся ИК-аппаратуры в работоспособное состояние является создание нового оборудования, в котором из CIRSI будут использоваться лишь светоприемники.

2 Особенности построения ИК-систем

2.1 Фотометрия

Земная атмосфера в ИК-диапазоне оказывает ощутимое влияние на проходящее через нее излучение. Поглощение и рассеяние ИК-излучения в атмосфере довольно значительно, кроме того, оно носит неравномерный характер (молекулярные полосы). Поэтому фотометрические наблюдения в ИК-диапазоне проводят в основном в «окнах прозрачности» атмосферы. Максимумы кривых пропускания фотометрических фильтров I, J, H и K приходятся на максимумы пропускания земной атмосферы.

Для уменьшения чернотельных тепловых шумов от конструкций телескопа в ИК-фотометрах обычно используется т.н. «холодный выходной зрачок» («cold pupil stop»): в плоскости выходного зрачка размещается охлаждаемая диафрагма, экранирующая такие источники шума, как стакан первичного фокуса, спайдеры и элементы оправы зеркала. Вся остальная оптика фотометра может быть более теплой — ее вклад в общий шум не так значителен.

Так как организация холодного выходного зрачка невозможна без дополнительной оптики, даже без изменения относительного отверстия изображения в фотометрическом режиме необходимо включение в оптическую схему прибора коллиматора и камеры. Для согласования масштаба телескопа с размером элемента разрешения желательно уменьшить масштаб изображения на светоприемнике, т.е. увеличить светосилу прибора.

В качестве примера действующего ИК-фотометра рассмотрим FourStar — фотометр с большим полем зрения, разработанный для 6.5-м телескопа «Магеллан Бааде» обсерватории Лас Кампанас [8]. Прибор имеет поле зрения 10.9' × 10.9'. Для регистрации излучения в нем используется массив 2 × 2 светоприемника HAWAII-2RG.

Коллиматор прибора выполняет также роль входного окна. Формируемое коллиматором изображение выходного зрачка расположено непосредственно перед камерой. Основные ис-

точники тепловых помех экранируются охлаждаемой маской. Оптика камеры охлаждается до 200 К. Расположенные в сходящемся пучке после камеры фильтры, линзы коррекции поля и светоприемник охлаждаются до 77 К. Фильтры расположены на двух шестипозиционных турелях.

Криостат прибора представляет собой цилиндрическую конструкцию диаметром 0.9 м и длиной 3 м. Для поддержания рабочей температуры в течение суток требуется около 45 л жид-кого азота.

2.2 Спектроскопия

ИК-спектрографы по сути мало чем отличаются от спектрографов, работающих в видимом диапазоне, за исключением необходимости охлаждения элементов прибора. В литературе можно найти множество технических решений для подобных спектрографов, но все схемы представляют собой по существу редукторы светосилы, в которых в выходном зрачке установлен диспергирующий элемент — решетка или призма. Ясно, что такой спектрограф легко превращается в фотометр.

Смешанные приборы имеют возможность работать в двух режимах: фотометра и спектрографа. Например, для фокуса Несмита 10-м телескопа Субару была разработана охлаждаемая камера - спектрограф ИК-диапазона CISCO [5]. Весь прибор размещен в цилиндрическом криостате, в котором поддерживается давление порядка 10^{-5} Па и температура около $54 \div 59$ К. Спектральное разрешение прибора (при работе в режиме спектрографа) порядка $200 \div 250$ в диапазоне $0.8 \div 2.5$ мкм. Для изменения разрешения спектрографа и рабочей спектральной области фотометра призма, набор гризм и набор фильтров расположены в турели, управляемой шаговым двигателем. Шум считывания и темновой ток прибора достаточно малы для работы со слабыми объектами (22.4^m при фотометрии и 19.7^m при спектроскопии).

1.88-м телескоп японской обсерватории Окияма оснащен ИК-камерой/спектрографом OASIS, использующейся для фотометрии и длиннощелевой спектроскопии [6]. В инструменте используются HgCdTe матрицы NICMOS-3 256×256 пикселей. При фотометрии масштаб изображения составляет 0.97''/пиксель, в режиме длиннощелевой спектроскопии инструмент обеспечивает спектральное разрешение $R = 150 \div 1000$ (в зависимости от выбора решетки-300 или 75 штр./мм). Оптика прибора охлаждается до 110 К, в то время как температура светоприемни-ка удерживается на отметке 80 К (процесс охлаждения от комнатной до рабочей температуры занимает порядка двух суток).

2.3 Светоприемники

Светоприемники для ближней и средней ИК-областей регистрируют фотоны за счет той или иной формы фотопроводимости. Заряды, возникающие за счет внутреннего фотоэффекта, можно накапливать в потенциальных ямах, наподобие ПЗС-ячеек, или же сразу регистрировать и усиливать формируемый ими ток фотопроводимости. Светоприемники могут быть также основаны на явлении внешнего фотоэффекта.

Так как образование свободных носителей заряда в полупроводнике возникает не только под воздействием фотонов, но и за счет тепловой энергии, для уменьшения уровня шумов светоприемник необходимо охлаждать. Причем, рабочая температура светоприемника тем меньше, чем на бо́льшую длину волны он рассчитан. Примерный предел рабочей температуры светоприемника можно рассчитать по формуле $T_{max} = \frac{200}{\lambda_{max}}$, где температура измеряется в Кельвинах, а красная граница — в микронах. В наше время в качестве двумерных ИК-светоприемников чаще всего применяются КМОПмультиплексоры, изготовленные по различным технологиям. Перечислим основные отличия КМОП от ПЗС [7]:

- Каждый пиксель сочетает в себе не только ячейку для накопления возникающих вследствие внутреннего фотоэффекта электронов, но и усилитель. С одной стороны, это приводит к тому, что коэффициент усиления матрицы меняется от пикселя к пикселю. С другой стороны, таким образом уменьшается шум считывания.
- Накопленный ПЗС ячейкой заряд в процессе считывания должен пройти через несколько таких же ячеек, в то время как сигнал с КМОП ячейки выходит напрямую (посредством мультиплексирования выходов). В результате в КМОП-матрицах отсутствует понятие шума переноса заряда.
- КМОП-матрица позволяет считывать сигнал с ячеек в произвольном порядке, что недоступно ПЗС-матрицам.

Так как гибридные КМОП-мультиплексоры принципиально отличаются от ПЗС, следует упомянуть об эффекте, неизбежно возникающем при использовании данных светоприемников: стремление увеличить эффективность ИК-светоприемников приводит к значительному увеличению сопротивления утечки, в результате чего возникает дополнительный источник шума — остаточный заряд.

В связи с тем, что все характеристики КМОП-мультиплексора сильно чувствительны к его рабочей температуре, для каждого светоприемника необходимо тщательно подбирать оптимальную рабочую температуру.

То, что КМОП-мультиплексоры представляют собой комбинированные приборы с индивидуальным предусилителем для каждого элемента, сильно увеличивает попиксельную неоднородность светоприемника. Это приводит к дополнительным сложностям при обработке полученной при его помощи информации.

2.4 Оптические компоненты

Учитывая то, что большинство используемых в оптике видимого диапазона материалов в той или иной степени непрозрачны для ИК-излучения, возникает необходимость исследования и внедрения новых ИК-материалов. Классическим материалом — своего рода заменителем стекла в видимом диапазоне — в ИК-диапазоне стал кремний. Кроме того, в ИК-диапазоне используются стекла из халькогенидов (соединения элементов шестой группы таблицы Менделеева — кислорода, серы, селена, теллура и полония — с металлами). Большинство этих соединений прозрачны для излучения с длинами волн вплоть до 11 ÷ 12 мкм. Этот диапазон можно расширить до 18 ÷ 20 мкм посредством изготовления композитных стекол.

Для наблюдений в ИК-диапазоне зачастую используются такие же технологии изготовления фильтров, как и для видимой области. Например, в качестве широкополосных фильтров могут быть использованы абсорбционные ячейки или фильтры многократного отражения. Для фильтрации узких полос ИК-диапазона могут использоваться эталоны Фабри-Перо. Более широкие фотометрические полосы обеспечиваются интерференционными фильтрами.

Достаточно широкий спектральный диапазон в ближнем ИК ($0.8 \div 2.5$ мкм) и требуемое для большинства задач разрешение $R = 1000 \div 3000$, не позволяет построить эффективный спектрограф, работающий с только с одной решеткой. Применение же в спектрографе набора сменных решеток усложняет конструкцию и увеличивает размер криостата, что в конечном итоге увеличивает стоимость прибора.

Последнее время в астрономической практике активно используются объемные фазовые голографические решетки (VPHG — volume phase holographic gratings) [9]. В отличие от классических решеток, где используется пространственная модуляция, в VPHG, наряду с пространственной модуляцией, используется модуляция показателя преломления в тонком слое дихроматического желатина, из которого изготовлена VPHG. Толщина слоя желатина должна при этом превосходить максимальную длину волны интересующего спектрального участка.

Физика дифракции света на VPHG аналогична механизму рассеяния рентгеновского излучения на кристаллических решетках. Максимальная эффективность VPHG наблюдается при выполнении условий Брэгга, что эквивалентно зеркальному отражению от плоскостей постоянного показателя преломления. Базовая длина волны, удовлетворяющая условию Брэгга, может изменяться посредством варьирования угла падения света на решетку. Таким образом, изменяя угол Брэгга, можно получать максимальную эффективность дифракции в достаточно широком диапазоне длин волн. Максимальная эффективность VPHG может достигать величины 90÷95% даже в тех случаях, когда длина волны излучения сравнима с периодом решетки (как известно, эффективность обычных решеток в этом случае резко падает). К другим преимуществам VPHG следует отнести низкое рассеяние и слабую зависимость эффективности решетки от поляризации исследуемого потока излучения.

3 Оптическая схема спектрометра

Оптическая схема (рис. 1) содержит четырехлинзовый коллиматор F/4 с фокусным расстоянием F = 160 мм и пятилинзовую камеру F/2 с фокусным расстоянием F = 100 мм с полем зрения $2\omega = 16^{\circ}$. Коллиматор исправляет кому и астигматизм параболического зеркала БТА (F = 24000 мм, F/4). Вынос выходного зрачка составляет 120 мм, диаметр выходного зрачка — 40 мм, задний отрезок камеры 10 мм.

Оптика изготавливается из оптических кристаллов BaF₂, CaF₂, ZnSe и плавленого кварца, прозрачного в ИК-диапазоне. Все поверхности имеют просветляющее покрытие, оптимизированное для диапазона 0.8 ÷ 2.5 мкм.

Ввиду того, что некоторые халькогениды, из которых изготавливается оптика, являются довольно хрупкими, соответствующие линзы помещаются в индивидуальные предохранительные оправы, которые, в свою очередь, устанавливаются в общей оправе коллиматора и камеры.

По нашим расчетам, вторичный спектр редуктора не превышает ± 75 мкм в диапазоне 0.8 \div 2.5 мкм, а хроматизм положения не превышает 1 рх (~ 20 мкм) на краю поля зрения. Аберрации по полю не превышают размеров двух пикселей светоприемника (~ 40 мкм). Кружок рассеяния для рабочего спектрального диапазона по полю светоприемника (± 9.47 мм, $\pm 2.3'$) не превышает одной угловой секунды (~ 75 мкм).

Для уменьшения длины прибора в параллельном пучке редуктора светосилы устанавливаются ломающие зеркала. Оптическая схема прибора позволяет работать в двух режимах фотометрическом и спектральном.



Рис. 1: Оптическая схема ИК-редуктора светосилы

3.1 Фотометрический режим

В этом режиме (см. рис. 2) оптическая схема укорачивается двумя диагональными зеркалами, расположенными симметрично относительно выходного зрачка. Масштаб в плоскости матрицы для телескопа БТА составляет 0.255"/рх, поле зрения — 4.3' × 4.3'. Основные интерференционные фильтры — на полосы I, J, H и K, а также отдельные молекулярные полосы — расположены в расходящемся пучке перед коллиматором. Фокусировка изображения осуществляется перемещением светоприемника.



Рис. 2: Схема ИК-редуктора в фотометрическом (слева) и спектральном (справа) режимах

Выходной зрачок и фильтры охлаждаются до температуры ~ 150 К в целях уменьшения тепловых шумов. Диагональные зеркала покрываются защищенным серебром, имеющим коэффициент отражения не менее 98% в диапазоне 0.8 ÷ 2.5 мкм.

Для расчета проницающей способности прибора в различных участках спектра нам необходимо иметь представление о пропускании системы прибор + телескоп, распределении энергии во спектре объекта с учетом атмосферного поглощения, угловом размере турбулентного диска звезды и характеристиках светоприемника.

Пропускание оптики системы прибор + телескоп будем условно считать равным 0.5.

Внеатмосферное распределение энергии в спектре звезды 0^m класса A0V для различных фотометрических полос¹ приведено в таблице 1.

Поток излучения в полосе $\Phi = \Phi_{\lambda} \lambda_{FWHM}$. Умножая поток излучения на эффективную площадь зеркала $S = 26 \text{ m}^2$, получим мощность излучения звезды в данном спектральном диапазоне. Разделив мощность на среднюю энергию фотона (которую будем считать равной энергии фотона центральной длины волны полосы пропускания фильтра) и умножив на пропускание оптического тракта, η_p , получим количество фотонов, приходящих от звезды к светоприемнику:

$$N_{\gamma} = \frac{\Phi S}{h\nu} \eta_p.$$

¹LaPalma; http://www.astronet.ru/db/msg/1186379; Физическая энциклопедия. В 5-ти томах. — М.: Советская энциклопедия.

Фильтр	Ι	J	Н	Κ
Центральная длина волны фильтра λ_0 , мкм	0.88	1.25	1.62	2.20
Полоса пропускания λ_{FWHM} , мкм	0.22	0.30	0.20	0.60
Спектральная плотность потока от Веги, 10 ³ Ян	2.55	1.57	1.02	0.64
Спектральная плотность потока от Веги,	43.73	18.96	9.50	4.39
10 ⁹ фотон/(м ² с·мкм)				
Яркость неба, т	20.00	16.60	14.40	12.00
Яркость неба (континуум), 10 ⁻³ Ян/arcsec ²	0.05	1.50	3.00	15.00
Яркость неба (континуум),	0.86	18.11	27.95	102.90
10 ³ фотон/(м ² с arcsec ² мкм)				

Табл. 1: Потоки излучения звезды 0^{*m*} класса A0V в ИК-диапазоне в окнах прозрачности земной атмосферы, яркость ночного неба

Изображение объекта с угловым размером $\alpha = 1''$ в главном фокусе БТА будет иметь линейный размер $L = F \cdot \alpha = 116$ мкм, где F - фокусное расстояние телескопа. Если оптика прибора не изменяет относительное отверстие светового пучка, попадающего на светоприемник, для матрицы HAWAII-I с площадью пикселя $S_{pix} = x^2 = 18.5 \times 18.5$ мкм² этот объект осветит 31 пиксель матрицы. С редукцией светосилы в K раз размер изображения уменьшится в K раз (116/K мкм/''), а его площадь в пикселях — в K^2 раз. Для K = 1.6 одной угловой секунде на небе будет соответствовать 3.9 пикселей на светоприемнике. Среднюю квантовую эффективность матрицы HAWAII-I будем считать равной Q = 0.5. Количество электронов, накапливаемых за секунду одним пикселем:

$$N_e = \frac{Q \cdot N_\gamma K^2 S_{pix}}{\pi (L/2)^2} = \frac{4K^2 Q S_{pix} N_\gamma}{\pi F^2 \alpha^2}.$$

Фон неба вносит дополнительный вклад в уменьшение уровня сигнал/шум. Пусть *s* - яркость неба (квантов на м² в стерадиан за секунду), N_{CCD} - общий шум светоприемника (электронов за секунду). Собранное телескопом излучение от звезды ($\propto \Phi S$) формирует каждую секунду N_{\star} электронов в квантовой яме отдельного пикселя. Аналогично формируются электроны из-за воздействия фонового излучения неба (поток от неба $\Phi_{sky} = s\beta^2$, где β - угловые размеры выбранной площадки на небе), N_{sky} . К ним же добавляются тепловые электроны, D. В результате получаем: $N = N_{\star} + N_{sky} + N_{CCD}$.

Для пуассоновой статистики сигнал/шум системы будет составлять $B = N_{\star}/\sqrt{N}$, откуда получим требуемый поток от звезды для регистрации ее с заданным уровнем S/N:

$$N_{\star}^{2} - B^{2}N - B^{2}(N_{sky} + N_{CCD}) = 0, \quad \Rightarrow \quad N_{\star} = \frac{B^{2}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4(N_{sky} + N_{CCD})}{B^{2}}} \right).$$

Оценить N_{sky} в фотометрической полосе можно по формуле

$$N_{sky} = N_0 \cdot 10^{-0.4m_{sky}}$$

где m_{sky} - поверхностная яркость неба (звездных величин на квадратную секунду), а N_0 - количество фотоэлектронов на пиксель от протяженного источника с поверхностной яркостью 0^m /arcsec².

Темновой ток матрицы составляет, по данным производителя, менее 0.1 е/с, шум считывания — менее 10 е (величина шума считывания зависит от количества промежуточных недеструктивных считываний сигнала за время экспозиции). Из выражения $\Delta m = -2.5 \lg N_e/E_{e0}$ оценим проницающую способность прибора для фотометрии (см. табл. 2). «Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове» № 221

Полоса	Ι	J	Н	K	
Размер пикселя в угл. сек. неба, arcsec	0.254				
Количество фотонов от Веги в секунду $N_{ m y0}$, 10^9	125.08	73.93	24.71	34.25	
Количество электронов от Веги на пиксель в секунду N_e ,	5.15	3.05	1.02	1.41	
10 ⁹					
Кол-во е от неба на пиксель в секунду, $N_{_{skv}},10^3$	0.05	0.70	1.77	22.36	
Шум светоприемника за время экспозиции	20.0				
$T_{exp} = 100 \mathrm{c}$, электрон					
Оценка проницающей способности (SNR= 5), <i>m</i>	22.85	20.90	19.21	18.19	
Экспозиция для $N_{\star} - N_b = 1000$, с	268.57	74.99	47.27	13.35	
Проницающая способность (T_{exp} = 100 с и N_{\star} – N_{b} =	21.78	21.21	20.02	20.37	
1000), <i>m</i>					

Табл. 2: Оценка проницающей способности прибора в фотометрическом режиме

3.2 Спектральный режим

В этом режиме вместо охлаждаемой маски вводится VPHG (см. рис. 2) таким образом, чтобы поворачиваемые зеркала обеспечивали углы падения на решетку, соответствующие условию Брэгга для заданной длины волны. В фокальную плоскость при этом вводится набор щелей. На рис. 3 показано, каким образом выбирается спектральный диапазон за счет изменения угла Брэгга при вращении диагональных зеркал.



Рис. 3: Зависимость эффективности дифракции от длины волны света, *λ*. Жирной линией отмечена ширина кадра

Оценки параметров голографической фазовой решетки (VPH) выполним при помощи уравнений из [1,9].

Эффективность дифракции VPH в плоскости, параллельной направлению периодической структуры решетки (*P*-плоскость) и перпендикулярной ей (*S*-плоскость) оценивается выраже-

ниями

$$\eta_s = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n_g d}{\lambda \cos \alpha_g} \right), \qquad \eta_p = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n_g d}{\lambda \cos \alpha_g} \cos(\alpha_g + \beta_g) \right),$$

где d - толщина решетки; Δn_g - амплитуда модуляции показателя преломления n_g решетки (зачастую $n_g(z) = n_g + \Delta n_g \cos[f(z)]$); α_g - угол падения света на плоскость однородного n_g решетки (внутри нее, отсчитывается от плоскости неоднородности); β_g - угол дифракции (внутри решет-ки). Если $\alpha_g = \beta_g$ и выполняется условие Брэгга

$$mv_g \lambda = 2n_g \sin \alpha_g,$$

где v_g - частота модуляции показателя преломления решетки, то для простейшего случая, когда штрихи перпендикулярны плоскости решетки, а $\alpha_g = \beta_g$ получим:

$$n_g \sin \alpha_g = n_{air} \sin \alpha, \quad \eta_s = \sin^2 \left(\frac{\pi n_g \Delta n_g d}{\lambda \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}} \right)$$
$$\eta_p = \sin^2 \left(\frac{\pi n_g \Delta n_g d}{\lambda \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}} \left(1 - \frac{2 \sin^2 \alpha}{n_g^2} \right) \right).$$

При этом длину волны, на которую приходится максимум дифракционной эффективности для случая $\beta_g = \alpha_g$, можно оценить из выражения

$$\lambda_{max} = \frac{2n_g \Delta n_g d}{(1+2n)\sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}}, \qquad n = \overline{1, \infty}.$$

Учитывая значения углов β , получим:

$$\eta_p = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n_g d \left(\sqrt{(n_g^2 - \sin^2 \alpha)(n_g^2 - \sin^2 \beta)} + \sin \alpha \sin \beta \right)}{n_g \lambda \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Кривую дисперсии решетки определим по формуле $\alpha = \arcsin(mv_g \lambda/2)$, где *m* - порядок дифракции. Отсюда получаем для обратной линейной дисперсии:

$$d\alpha = \frac{dx}{F}\cos^2 \alpha = \frac{dx}{F} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right)^2 \right], \qquad \Rightarrow \qquad \frac{d\lambda}{dx} = \frac{2\Lambda\cos\alpha}{F} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right)^2 \right]$$

Угловая ширина спектра $\Delta \alpha = \alpha_{red} - \alpha_{blue}$, где α_{blue} и α_{red} - «синяя» и «красная» границы спектра. Линейная ширина спектра будет определяться фокусным расстоянием камеры, F: $l = F(tg \alpha_{red} - tg \alpha_{blue}) \approx F\Delta \alpha$. Для эффективного использования поверхности светоприемника необходимо выбрать фокусное расстояние камеры, исходя из оптимального соотношения между спектральным разрешением прибора (т.е. элемент спектра должен занимать по крайней мере $2 \div 3$ пикселя) и полушириной дифракционной эффективности решетки.

Для построения спектрографа с разрешением $R \sim 3000$ для длины волны середины области чувствительности светоприемника HAWAII-I средняя величина элемента разрешения прибора составит $\delta \lambda = 1.65/3000 = 0.55$ нм. Для первого порядка дифракции средняя угловая ширина элемента разрешения составит $\delta \alpha = v_g \delta \lambda$. Например, для решетки 600 штрихов на миллиметр ($v_g = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$), эта величина будет равна $\delta \alpha = 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ рад} = 68''$. «Размещая» один элемент разрешения на двух пикселях светоприемника, $N_W = 2$ (w = 37 мкм), получим оценку для

«Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове» № 221

Полоса	Ι	J	Н	K			
Количество электронов на пиксель в секунду N_e , 10^6	6.15	2.67	1.34	0.62			
континуум							
Кол-во электронов от неба на пиксель в секунду, N_{sky}	0.05	1.05	1.62	5.95			
Шум светоприемника за время экспозиции		110.0					
<i>T_{exp}</i> = 1000 с, электрон							
Оценка проницающей способности, <i>m</i> (SNR= 5)	19.76	17.91	16.96	15.47			
Экспозиция для $N_{\star} - N_b = 1000, 10^3$ с	13.01	5.46	4.53	2.49			
Проницающая способность	16.97	16.06	15.32	14.48			
$(T_{exp} = 1000 \mathrm{c}$ и $N_{\star} - N_{b} = 1000$), m							
гидроксил							
Кол-во е от неба на пиксель в секунду, <i>N_{sky}</i>	0.08	1.48	8.43	66.48			
Оценка проницающей способности (SNR= 5), <i>т</i>	19.68	17.75	16.12	14.19			
Экспозиция для $N_{\star} - N_b = 1000, 10^3$ с	12.09	4.71	2.11	0.77			

Табл. 3: Оценка проницающей способности прибора в спектральном режиме

фокусного расстояния камеры: F = 11.2 см. При редукции светосилы в K = 1.6 раз, угловая ширина щели будет составлять $wK/F_{tel} = 0.51''$.

Чтобы оценить проницающую способность спектрографа, вычислим средний поток в окнах прозрачности земной атмосферы на элемент разрешения спектрографа (умножим плотность потока на ширину элемента разрешения).

Высота спектра звезды с угловым диаметром турбулентного диска в 1" будет составлять для БТА $N_H = 116/18.5/1.6 = 3.9$ пикселей. При ширине щели в 0.5" ею будет отброшено 40% площади изображения звезды, т.е. оценочно поток на элемент спектрального разрешения необходимо будет умножить на коэффициент 0.6 (если не учитывать гауссово распределение яркости по изображению турбулентного диска звезды). Определить долю площади изображения звезды диаметра D, проходящую сквозь щель шириной h, можно по формуле

$$\eta_{slit} = 1 - \frac{2}{\pi} \left(\arccos \frac{h}{D} - \frac{h}{D} \sqrt{1 - \frac{h^2}{D^2}} \right);$$

Итак, мощность, приходящаяся на один спектральный элемент вне прибора, будет распределена на $N_{pix} \sim 8$ пикселей. Учитывая пропускание оптики ($\eta_P \approx 0.5$), среднюю дифракционную эффективность решетки ($\eta_G \approx 0.5$) и отсечение части изображения турбулентного диска звезды на щели ($\eta_S \approx 0.6$), получим среднее количество фотоэлектронов на один пиксель светоприемника за секунду:

$$N_e = \frac{\Phi_\lambda \delta \lambda \cdot \lambda}{hc} \cdot \frac{SQ\eta_P \eta_G \eta_{slit}}{N_{pix}},$$

где Φ_{λ} - спектральная плотность потока излучения от звезды; λ - длина волны середины рассматриваемого спектрального диапазона.

Аналогично оценкам для фотометрии сделаем оценку проницающей способности для спектроскопии при экспозиции в 1000 с. Количество фотоэлектронов, возникающих за счет излучения неба в континууме, оценим по формуле

$$N_{e, cont} = \frac{c}{\lambda^2} \frac{\Phi_{\lambda, sky} \lambda}{hc} \frac{\delta \lambda S \eta_P \eta_G Q \rho}{N_W} = \frac{\Phi_{\lambda, sky}}{h\lambda} \frac{\delta \lambda S \eta_P \eta_G Q \rho}{N_W},$$

где ρ - площадь пикселя в стерадианах неба. Оценочные величины приведены в таблице 3.

4 Криостат

Весь прибор размещается в цилиндрическом криостате (см. рис. 4) диаметром не более 550 мм и длиной не более 650 мм. Часть криостата занимает емкость с жидким азотом. Оптическая схема содержит лишь три области, требующих глубокого охлаждения: светоприемник, выходной зрачок и расположенную в фокальной плоскости турель со щелями.



Рис. 4: Общий вид криостата ИК спектрометра: 1 - азотная емкость; 2 - основной каркас; 3 - верхняя крышка криостата; 4 - нижняя крышка криостата.

Перед «теплым» входным окном криостата (вне криостата) расположен затвор. Все оптическое и электромеханическое оснащение размещается на монолитном каркасе из нержавеющей стали, крепящемся к нижнему фланцу прибора через термоизолирующие прокладки (см. рис. 5).

В фокальной плоскости телескопа размещена охлаждаемая турель щелей. За ней в расходящемся пучке находятся две турели светофильтров. Далее по ходу оптической оси располагается коллиматор, формирующий выходной зрачок прибора. За коллиматором располагаются два диагональных зеркала, разворачивающих световой пучок на 180°. В спектральном режиме между диагональными зеркалами вводится дифракционная решетка, в фотометрическом режиме между ними вводится охлаждаемая маска зрачка. Далее располагаются объектив и светоприемник.

4.1 Элементы прибора

Турель щелей содержит восемь позиций, семь из которых занимают щели, восьмая позиция остается свободной для обеспечения фотометрического режима работы. Обе турели фильтров содержат шесть позиций, пять из которых занимают фильтры, шестая позиция остается свободной. Турели размещаются на общей оси, жестко закрепленной на основной пластине несущего каркаса. Каждая турель посажена на пару поджатых подшипников. На этой же пластине закреплены шаговые двигатели, приводящие турели во вращение. Передача крутящего момента



Рис. 5: Общий вид криостатируемого ИК спектрометра: 1 - подвижка с блоком щелей и маски зрачка; 2 - диагональные зеркала; 3 - каркас прибора; 4 - подвижка фокусировки; 5 - коллиматор и камера; 6 - блок турелей; 7 - приводы турелей; 8 - теплоизолирующие опоры.

осуществляется посредством шестерней, посаженных на валы двигателей, второй конец оси каждой шестерни не закрепляется.

Для снижения стоимости и массы конструкции привода диагональных зеркал, а также упрощения синхронизации вращательного движения зеркал и поступательного движения подвижки с блоком решеток и маской зрачка, передача поступательного движения подвижки преобразуется во вращательное движение зеркал посредством синусного механизма. Произведено моделирование синусного механизма для определения оптимальных положений оси вращения зеркал, оси упорных подшипников и формы толкателя, что позволяет добиться минимального отклонения положения выходного зрачка от центральной плоскости подвижки при изменении угла наклона зеркал и минимального смещения центра пучка от центра соответствующего оптического элемента на подвижке. Зеркала крепятся на полуосях, фиксируемых парой подтянутых подшипников.

Механика прибора приводится в движение серийными устройствами: фокусировка (перемещение светоприемника) выполняется линейным транслятором 8МТ173V-10, «Станда»); перемещение набора элементов в выходном зрачке и обеспечение работы синусного механизма выполняет линейный транслятор 8МТ175V-150, «Станда»); турели приводятся во вращение шаговыми двигателями VSS42.

Охлаждение всех элементов осуществляется посредством гибких хладопроводов. Часть элементов (например, двигатели и линейные трансляторы) имеет пассивное охлаждение посредством контакта с несущими металлоконструкциями.

Оценочная масса прибора в сборе в заправленном состоянии составляет около 110 кг.

Литература

- Baldry, I. K. Volume Phase Holographic Gratings: Polarization Properties and Diffraction Efficiency / I. K. Baldry, J. Bland-Hawthorn, J. G. Robertson // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 2004. – Vol. 116. – P. 403-414.
- [2] CIRSI: progress with the Cambridge infrared survey instrument / M. G. Beckett, C. D. Mackay, R. G. McMahon et al. // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series / Ed. by A. M. Fowler. — Vol. 3354 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 1998. — P. 431-435.
- [3] CIRSI: the Cambridge Infrared Survey Instrument / M. G. Beckett, C. D. Mackay, R. G. McMahon et al. // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series / Ed. by A. L. Ardeberg. Vol. 2871 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. 1997. P. 1152-1159.
- [4] CIRSI: the Cambridge infrared survey instrument for wide-field astronomy / C. D. Mackay, R. G. McMahon, M. G. Beckett et al. // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series / Ed. by M. Iye, A. F. Moorwood. — Vol. 4008 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2000. — P. 1317-1324.
- [5] CISCO: Cooled Infrared Spectrograph and Camera for OHS on the Subaru Telescope / K. Motohara, F. Iwamuro, T. Maihara et al. // Publ. Astron. Soc. Japan. 2002. Vol. 54. P. 315-325.
- [6] OASIS: A Multi-Purpose Near-Infrared Camera and Spectrograph / S.-i. Okumura, E. Nishihara, E. Watanabe et al. // Publ. Astron. Soc. Japan. 2000. Vol. 52. P. 931-942.
- [7] Scientific Detectors for Astronomy 2005 / Ed. by J. E. Beletic, J. W. Beletic, P. Amico. 2006.
- [8] The FourStar infrared camera / S. E. Persson, R. Barkhouser, C. Birk et al. // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — Vol. 7014 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2008.
- [9] Volume-Phase Holographic Gratings and the Efficiency of Three Simple Volume-Phase Holographic Gratings / S. C. Barden, J. A. Arns, W. S. Colburn, J. B. Williams // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 2000. – Vol. 112. – P. 809-820.

A PROJECT OF IR-SPECTROMETER FOR BTA TELESCOPE

Emelianov E.V, Afanasiev V.L., Ardilanov V.I., Borisenko A.N., Markelov S.V., Murzin V.A. Special Astrophysical Observatory RAS

To expand wavelength range available for observations at the 6-meter telescope BTA (SAO RAS) developed a combined spectrograph/photometer for near IR. This device will solve such problems like spectroscopy and photometry of far galaxies and cold, faint or dusty objects of Milky Way.

The spectrometer housed in cryostat, cooling by liquid nitrogen. Cooling system allows to avoid the excessive thermal noise. Light receiver (FPA HAWAII) is cooling up to 80 K. Cold pupil stop (a mask avoiding 300 K black-body radiation from telescope structure) is cooled up to 150 K, slits turret has the same temperature. The optics and other inner elements are warmer (near -40° C).

To shorten device size into optical path introduced two diagonal mirrors. Exit pupil located between them. In photometric mode mirrors are tilted by 45°, and cold pupil stop introduced. In spectral mode mirrors are tilted from 30° to 45° and volume phase holographic grating introduced into exit pupil plane. To synchronize the moving of linear stage, that carries an exit pupil equipment, and mirrors tilt we use a sine mechanism.

We expect device will have limiting magnitude at range $18^m \div 22^m$ in photometric mode and $14^m \div 17^m$ in spectral mode.

О ПРИРОДЕ ПУЛЬСАРА 1Е161348-5055

Ким В.Ю., Ихсанов Н.Р.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН Санкт-Петербург, Россия

Рентгеновский пульсар 1Е 161348-5055 является изолированной нейтронной звездой, вращающейся с периодом 6.77, часов и находящейся в состоянии торможения своего осевого вращения с темпом 1.6×10^{-9} с/с. Он расположен на расстоянии 3.3 кпк и находится вблизи центра остатка вспышки сверхновой RCW 103, возраст которого не превосходит 2000 лет. Объяснить происхождение такого объекта в рамках стандартных моделей аккреции можно лишь предположив, что напряженность магнитного поля нейтронной звезды в настоящую эпоху превосходит 5 × 10¹⁵ Гс. В рамках сценария магнитной аккреции исходная напряженность магнитного поля пульсара оказывается существенно меньше. Торможение вращения пульсара до его современного периода происходило в течение 2000, лет и сопровождалось распадом его магнитного поля до настоящего значения $\sim 10^{12}$ Гс. Мы показываем, что рентгеновская светимость пульсара и наблюдаемый темп торможения нейтронной звезды в настоящую эпоху могут быть объяснены в рамках модели аккреции из остаточной магнитной пластины, сформированной в процессе «реверсной» аккреции на нейтронную звезду после взрыва сверхновой.

Введение

Период когерентных пульсаций точечного рентгеновского источника 1Е 161348-5055 (далее 1Е1613) составляет $P_* \simeq 6.67$ часов [1, 2]. Он расположен в остатке вспышки сверхновой RCW 103 [3] удаленном от Земли на расстояние 3.3 кпк [4, 5] и имеющим возраст ~ 2000 лет [6, 7]. Рентгеновская светимость пульсара испытывает вариации на масштабе нескольких лет в диапазоне $L_{\rm X} \simeq 10^{33} - 10^{35} {\rm spr/c}$. Рентгеновский спектр хорошо интерпретируется в рамках которой источником излучения выступают модели, В два горячих $(kT \sim 0.6 - 0.8$ _{кэВ}) пятна радиуса $a_{\rm p} \simeq 600$ м, расположенных на поверхности нейтронной звезды в области ее магнитных полюсов [1, 2, 8, 9]. Анализ наблюдений 1E1613, выполненных на космическом телескопе Swift, указывает на то, что период пульсара в настоящую эпоху имеет тенденцию к увеличению с темпом $\dot{P} < 1.6 \times 10^{-9} \,\mathrm{c} \,\mathrm{c}^{-1}$ [9].

Хотя вопрос о природе 1Е1613 до настоящего времени остается открытым, большинство исследователей сходятся во мнении, что источником пульсирующего излучения является относительно молодая (~ 2000 лет) нейтронная звезда. По характеристикам своего излучения она напоминает аккретор [9] радиус магнитосферы и темп падения вещества на поверхность которого, соответственно, составляет

$$r_* \simeq 3 \times 10^8 R_6^3 \left(\frac{a_p}{600 \,\mathrm{m}}\right)^{-2} \,\mathrm{cm}$$
 (1)

И

$$\dot{M}_* \simeq 5 \times 10^{13} \ m^{-1} R_6 \ L_{34} \ r \ c^{-1}.$$
 (2)

здесь R_6 и *m* - радиус и масса, нейтронной звезды в единицах 10^6 см и M_{\odot} , а L_{34} средняя рентгеновская светимость пульсара в единицах 10^{34} эрг с⁻¹. В то же время, оптические и инфракрасные наблюдения [38] не выявили признаков двойственности этого объекта. Напротив, было отмечено, что масса возможного компаньона нейтронной звезды не превосходит $0.4 M_{\odot}$. Обсуждая этот результат Ли [10] пришел к выводу, что присутствие компаньона такой массы явно недостаточно для объяснения наблюдаемой рентгеновской светимости пульсара. Им было также, однако, отмечено, что донором аккрецируемого вещества может выступать остаточный диск, сформированный вскоре после рождения нейтронной звезды вследствие «реверсной» (fall-back) аккреции в остатке вспышки сверхновой. По результатам расчетов реверсной

аккреции, представленных в работе [11], время существования остаточного диска составляет $10^4 - 10^5$ лет и темп переноса массы в нем в течении этого времени оказывается достаточным для объяснения наблюдаемой светимости пульсара.

Сценарий, в котором 1Е1613 выступает как молодая изолированная нейтронная звезда, аккрецирующая материю на свою поверхность из остаточного диска, позволяет дать наиболее простую и исчерпывающую интерпретацию рентгеновского спектра источника. В то же время этот подход встречается с рядом трудностей при попытке моделирования ротационной эволюции пульсара. Тенденция пульсара к увеличению своего периода, отмеченная в работе [2], указывает на то, что равновесный период вращения нейтронной звезды (определяемый равенством ускоряющего и тормозящего моментов сил, приложенных к звезде со стороны аккреционного потока [31]) превосходит (или по крайней мере близок) к ее современному периоду. Принимая во внимание, что равновесный период нейтронной звезды, аккрецирующей материю из Кеплерова диска оценивается выражением (см., например, уравнение 7 в [12])

$$P_{\rm eq}^{\rm (Kd)} \sim 30 \,\mu_{30}^{6/7} \,\dot{M}_{14}^{-3/7} \,m^{-5/7} \,{\rm c},$$
 (3)

мы, таким образом, приходим к выводу, что либо напряженность магнитного поля нейтронной звезды в 1Е1613 в настоящую эпоху превосходит величину 5×10^{15} Гс, либо диск, из которого звезда аккрецирует вещество, не является Кеплеровым. Здесь μ_{30} - дипольный магнитный момент нейтронной звезды в единицах 10^{30} Гс см³ и $\dot{M}_{14} = \dot{M}_*/10^{14}$ г с⁻¹. Попытка моделирования ротационной эволюции 1Е1613 в предположении о сверхсильном магнитном поле нейтронной звезды была ранее предпринята в работах [1, 10, 34]. В этой статье мы анализируем возможность интерпретации 1Е1613 в рамках сценария магнитной аккреции, предполагая, что вещество, аккрецируемое нейтронной звездой, обладает достаточно сильным магнитным полем. Мы показываем, что современное состояние объекта и его происхождение могут быть интерпретированы в рамках такой модели без предположения о магнитарной природе нейтронной звезды.

Магнитная аккреция

Как было впервые показано Шварцманом [13], давление магнитного поля в сферическом аккреционном потоке по мере его приближения к компактной звезде увеличивается исключительно быстро, $E_{\rm m}(r) = B_{\rm f}^2(r)/8\pi \propto r^{-4}$, и достигает величины динамического давления потока, $E_{\rm ram}(r) = \rho(r) v_{\rm ff}^2(r) \propto r^{-5/2}$, на расстоянии

$$R_{\rm sh} = \beta_0^{-2/3} \left(\frac{c_{\rm s}(r_{\rm G})}{v_{\rm rel}} \right)^{4/3} r_{\rm G}, \tag{4}$$

называемом радиусом Шварцмана. Здесь $B_{\rm f}$ - напряженность магнитного поля, ρ - плотность и $c_{\rm s}$ - скорость звука в аккрецируемом веществе. $r_{\rm G} = 2GM_*/v_{\rm rel}^2$ радиус Бонди, M_* – масса и v_{rel} – относительная скорость аккрецирующей звезды. $\beta_0 = \beta(r_{\rm G})$ – где $\beta = E_{\rm th}/E_{\rm m}$ и $E_{\rm th} = \rho c_{\rm s}^2$ газовое давление в аккреционном потоке. Аккреционный процесс внутри радиуса Шварцмана полностью контролируется магнитным полем аккреционного потока. Радиальное движение аккрецируемого вещества в этой области может происходить по мере диссипации магнитного поля.

Дальнейшее развитие сценария магнитной аккреции, выполненное в работах [14-17] показано, что падающее вещество внутри радиуса Шварцмана аккумулируется в магнитной пластине с малым угловым моментом, в которой оно оказывается захваченным собственным магнитным полем аккреционного потока. Радиальное движение вещества в пластине происходит по мере диссипации магнитного поля потока на временной шкале $t_{\rm rec} = r/\eta_{\rm m} v_A$, существенно превывремени $t_{\rm ff}(r) = (r^3/2GM_*)^{1/2}$. шающей шкалу динамического Здесь $v_{\rm A} = B_{\rm f}/\sqrt{4\pi\rho} \le v_{\rm ff}$ – Альвеновская скорость в аккрецирующем веществе, а $0 < \eta_{\rm m} \leq 0.1-$ параметр эффективности процесса перезамыкания силовых линий поля [18-21]. Внешний радиус пластины ограничен условием $r_{\rm out} < R_{\rm sh}$ и ее полутолщина может быть аппроксимирована высотой однородной атмосферы, $h_{
m s}(r) = k_{
m B} T(r) \, r^2 / m_{
m p} \, G M_*,$ где $k_{
m B}$ – постоянная Больцмана, $m_{
m p}$ – масса протона и Т – температура газа в пластине. Угловая скорость вещества в пластине, в общем случае, ограничена условием $0 \le \Omega_{
m sl} \le \Omega_{
m k}$, где $\Omega_{
m k} = (GM_*/r^3)^{1/2}$ - Кеплерова угловая скорость. Магнитное поле в пластине меняется с радиусом как $B_{\rm f}(r) \propto r^{-5/4}$.

Модель магнитной аккреции применима для нейтронной звезды при условии $r_{\rm A} < R_{
m sh}, v_{
m rel} < v_{
m mca},$ где [22]

 $v_{\rm ma} \simeq 380 \ \beta_0^{-1/5} m^{12/35} \mu_{30}^{-6/35} \dot{M}_{14}^{3/35} c_6^{2/5}$ км/сек. (5) Здесь $r_{\rm A} = \left(\mu^2 / \dot{M} \sqrt{2GM_{\rm ns}}\right)^{2/7}$ – Альвеновский радиус нейтронной звезды, аккрецирующей вещество из немагнитного сферического потока и $c_6 = c_{\rm s}(r_{\rm G})/10^6$ см/с.

Магнитное поле потока препятствует формированию Кеплерова аккреционного диска в случае $r_{\rm circ} < R_{\rm sh}$, реализуемом при условии $v_{\rm rel} > v_{\rm br}$, где

$$v_{\rm cr} \simeq 80 \ \beta_0^{1/7} \xi_{0.2}^{3/7} m^{3/7} \omega_{-6.3}^{3/7} \ c_6^{-2/7} \quad {\rm KM/c.}$$
 (6)

здесь $r_{\rm circ} = \xi^2 \omega_0^2 r_{\rm G}^4 / G M_{\rm ns}$ – радиус циркуляризации, $\omega_{-6.3} = \omega_0 / 10^{-6.3}$ рад/с – угловая скорость аккрецирующего вещества на радиусе Бонди, а $\xi_{0.2} = \xi / 0.2$ – параметр характеризующий диссипацию углового момента в немагнитной аккреционной струе [23]. Таким образом, если относительная скорость нейтронной звезды удовлетворяет условию $v_{\rm cr} < v_{\rm rel} < v_{\rm ma}$, то образуется магнитная пластина.

Как недавно было показано в работе [24], тормозящий момент сил, приложенный к нейтронной звезде со стороны магнитной пластины:

$$K_{\rm sd}^{\rm (sl)} = 4\pi r_{\rm m} h_{\rm s}(r_{\rm m}) \,\nu_{\rm m} \,\,\rho_0 \,v_\phi(r_{\rm m}),\tag{7}$$

где $\nu_{\rm m} = k_{\rm m} r_{\rm m} v_{\rm A}(r_{\rm m})$ - коэффициент магнитной вязкости, $r_{\rm m}$ - радиус магнитосферы нейтронной звезды и $k_{\rm m} < 1$ – параметр эффективности. $v_{\phi} = r_{\rm m} [\omega_{\rm s} - \Omega_{\rm sl}(r_{\rm m})], \omega_{\rm s} = 2\pi/P_{\rm s}$ – угловая скорость нейтронной звезды, $\rho_0 = \mu^2 m_{\rm p}/2\pi k_{\rm B} T(r_{\rm m}) r_{\rm m}^6$ – плотность плазмы на границе магнитосферы, которая определяется из равенства давления плазмы в пластине и давления, оказываемым магнитным полем звезды. Комбинируя все эти выражения и принимая Альвеновскую скорость на внутреннем радиусе пластины равной скорости свободного падения [15] находим:

где $r_{\rm cor} = (GM_{\rm ns}/\omega_{\rm s}^2)^{1/3}$ - радиус коротации нейтронной звезды.

Уравнение (7) является обобщенным выражением тормозящего момента сил, приложенного к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока. Оно сводится в выражению $k_{\rm m}\dot{M}\omega_{\rm s}r_{\rm A}$ при условии, что вещество, падающее на нейтронную звезду не вращается, т.е. $\Omega_{\rm sl} = 0$, и что радиус магнитосферы нейтронной звезды фиксирован условием $r_{\rm m} = r_{\rm A}$.

Вместе с тем, тормозящий момент сил оказывается тем больше, чем меньше радиус магнитосферы нейтронной звезды. Такая ситуация реализуется в случае если проникновение плазмы в магнитное поле нейтронной звезды происходит вследствие аномальной диффузии [22], т.е. управляется тем же механизмом, что и проникновение солнечного ветра в магнитное поле Земли [26]. Радиус магнитосферы в этом случае может быть получен путем решения уравнения неразрывности $\dot{M}_{\rm A} = \dot{M}_{\rm in}$, где $\dot{M}_{\rm A} = L_{\rm X} R_{\rm ns}/G M_{\rm ns}$ - темп аккреции на поверхность нейтронной звезды и [22-27]

$$\dot{M}_{\rm in} = 4\pi r_{\rm m}^{5/4} D_{\rm B}^{1/2} \rho_0 (2GM_{\rm ns})^{1/4}$$
(9)

темп диффузии плазмы в магнитное поле звезды на границе ее магнитосферы. Здесь $D_{\rm B} = \alpha_{\rm B} c k_{\rm B} T(r_{\rm m}) r_{\rm m}^3 / 2e\mu$ – Бомовский коэффициент диффузии, e – заряд электрона и $\alpha_{\rm B}$ – параметр эффективности, величина которого находится в пределах 0.01 - 0.1 [26] Комбинируя вышеуказанные выражения получаем радиус магнитосферы нейтронной звезды в виде [26–28]

$$r_{\rm ma} = \left(\frac{c \, m_{\rm p}^2}{\sqrt{2} \, e \, k_{\rm B}}\right)^{2/13} \frac{\alpha_{\rm B}^{2/13} \mu^{6/13} (GM_{\rm ns})^{5/13}}{T_0^{2/13} L_{\rm x}^{4/13} R_{\rm ns}^{4/13}},\tag{10}$$

где $T_0 = T(r_m)$.

Магнитная аккреция для 1Е 161348-5055

Рассмотрим ситуацию в которой 1Е1613 выступает как нейтронная звезда, аккрецирующая вещество из магнитной пластины с темпом \dot{M}_* (см. уравнение 1)). Радиус магнитосферы в эту эпоху принимаем как r_* (см. уравнение 2). Поверхностное магнитное поле нейтронной звезды в этом случае может быть оценено путем решения уравнения (9) при условии $r_{\rm ma} = r_0$ следующим образом

$$B_* \simeq 1.3 \times 10^{12} \quad \Gamma c \times \alpha_{0.01}^{-1/3} T_6^{1/3} m^{-5/6} \times \\ \times R_6^{-7/3} L_{34}^{2/3} \left(\frac{r_{\text{mag}}}{3 \times 10^8 \,\text{G}} \right)^{13/6}, \qquad (11)$$

где $\alpha_{0.01} = \alpha_{\rm B}/0.01$ и $T_6 = T_0/10^6$ K.

Темп замедления вращения нейтронной звезды $\dot{P} = P_*^2 K_{\rm sd}^{(\rm sl)}/2\pi I$ в этом случае находим, подставляя $r_{\rm m} = r_{\rm ma}$ в уравнение (8):

$$\dot{P}_{*} \simeq 3.3 \times 10^{-7} \text{ c/c} \times k_{\text{m}} \mu_{30}^{2} I_{45}^{-1} m^{-1/2} \times \left(\frac{P_{\text{s}}}{P_{*}}\right) \left(\frac{r_{\text{mag}}}{3 \times 10^{8} \text{ cm}}\right)^{-3/2} \left(1 - \frac{\omega_{\text{sl}}(r_{\text{ma}})}{\omega_{\text{s}}}\right), \quad (12)$$

где $I_{45} = I/10^{45}$ г/см² – момент инерции нейтронной звезды.

Анализируя полученные значения, и сравнивая их с наблюдаемым темпом замедления вращения нейтронной звезды, представленным в работе [2], приходим к выводу, что угловая скорость вещества на внутреннем радиусе магнито-сферы магнитной пластины составляет $\Omega_{\rm sl}(r_{\rm ma}) \sim 0.995 \, k_{\rm m}^{-1} \omega_{\rm s}$. Это означает, что период вращения нейтронной звезды в настоящую эпоху близок к равновесному.

Возможный сценарий происхождения пульсара

Время замедления нейтронной звезды, $\tau \simeq P_{\rm s}/2\dot{P}$, аккрецирующей вещество из магнитной пластины в общем случае можно оценить как:

$$\tau_a \simeq \frac{P_{\rm s}}{2\dot{P}_{\rm sl}} = \frac{I(GM_{\rm ns})^{1/2} r_{\rm ma}^{3/2}}{2\mu^2},\tag{13}$$

где:

$$\dot{P}_{\rm sl} = \frac{K_{\rm sd}^{\rm sl} P_{\rm s}^2}{2\pi I} \simeq \frac{P_{\rm s}^2 k_{\rm m} \mu^2}{2\pi I (r_{\rm ma} r_{\rm cor})^{3/2}}$$
(14)

темп замедления вращения, оцененный при условии $\Omega_{\rm sl} <<\omega_{\rm s}$. Подставляя в уравнение (13) параметры 1Е1613, определенные в предыдущей главе, находим: $\tau_a \simeq 1230$ лет $\alpha_{0.01}^{3/13} \ \mu_{30}^{-17/13} \ m^{8/13} \ I_{45} \ T_0^{3/13} \ \dot{M}_{14}^{-6/13}$ (15)

 $\tau_a \simeq 1230$ лет $\alpha_{0.01}^{5/13} \mu_{30}^{-17/13} m^{8/13} I_{45} T_0^{5/13} M_{14}^{-6/13}$ (15) Это означает, что нейтронная звезда с магнитным полем ~ 10^{12} Гс имеет достаточно времени для замедления своего вращения, при условии, что темп аккреции из магнитной пластины составляет ~ 10^{14} г/с. Период вращения, который может достичь нейтронная звезда в ходе своей эволюции, ограничен условием $P_{\rm max} \leq 2\pi/\Omega_{\rm sl}(r_{\rm m})$, и определяется угловой скоростью аккрецируемого вещества на внутреннем радиусе пластины. В работе [32] показано, что пульсары рождаются со средним периодом $P_0 \sim 0.5$ с. В этом случае нейтронная звезда эволюционирует без стадии эжектора, если $\dot{M}_0 \geq \dot{M}_{\rm ej}$, где:

$$\dot{M}_{\rm ej} \simeq 8 \times 10^{13} \quad f_{\rm m} \quad \mu_{30}^2 \quad v_8^{-1} \left(\frac{P_0}{0.5 c}\right)^{-4} \quad r/c$$
 (16)

Это значение является решением уравнения: $P_0 = P_{eix}$ где:

$$P_{\rm ej} \simeq 0.26 \quad f_{\rm m}^{1/4} \quad \mu_{30}^{1/2} \quad \dot{M}_{15}^{-1/4} \quad v_8^{-1/4} \quad c$$
 (17)

период, при котором давление релятивистского ветра, эжектируемого из магнитосферы молодой нейтронной звезды, равно давлению окружающего вещества на радиусе Бонди [28]. Здесь $v_8 = v_{rel}/10^8 \text{см/c}$, $\dot{M}_{15} = \dot{M}_0/10^{15} \text{г/c}$ и $f_{\rm m} = 1 + \sin \chi^2$ где χ - угол между осями вращения и магнитного диполя нейтронной звезды [33]. Более высокий темп аккреции необходим для того, чтобы эволюция молодой нейтронной звезды началась из стадии аккретора. Этот случай может быть реализован, если $\dot{M}_0 \geq \dot{M}_{\rm pr}$ где:

$$\dot{M}_{\rm pr} \simeq 3 \times 10^{15} \quad \alpha_{0.01}^{1/2} \quad \mu_{30}^{3/2} \quad m^{5/6} \quad T_6^{1/2} \left(\frac{P_0}{0.5 c}\right)^{-13/6} \Gamma/c$$
 (18)

Это выражение получено из равенства $P_0 = P_{\rm pr}$, где:

$$P_{\rm pr} \simeq 2.3 \quad \alpha_{0.01}^{3/13} \quad \mu_{30}^{9/13} \quad m^{-5/13} \quad T_6^{-3/13} \quad \dot{M}_{14}^{-6/13} \quad r/c$$
 (19)

определяется уравнением $r_{\rm ma} = r_{\rm cor}$ [24] Таким образом, можно предположить, что нейтронная звезда 1Е1613 сформированная после взрыва сверхновой, имела магнитное поле $B_0 \sim 10^{12}$ Гс и период вращения $P_0 \sim 0.5$ с. Эволюция периода пульсара началась сразу в стадии аккретора, окруженного магнитной пластиной, сформированной из остаточного диска от вспышки сверхновой. Темп переноса массы в пластине был изначально больше чем 3×10^{15} г/с и уменьшился в течение 2000 лет приблизительно на два порядка. Время периода вращения увеличилось до современного наблюдаемого значения. В современную эпоху звезда аккрециует вещество из магнитной пластины с темпом \dot{M}_* и обладает магнитосферой, радиус которой $r_{\rm ma} \sim r_*$. Магнитное поле звезды близко к его исходному значению. Тормозящий момент сил может быть оценен из уравнения (12) в котором $\Omega_{\rm sl}(r_{\rm ma}) \sim 0.995 k_{\rm m}^{-1} \omega_{\rm s}$

Обсуждение

1Е1613 в рамках сценария магнитной аккреции представляет собой изолированную нейтронную звезду с обычными параметрами, которые близки к каноническим. Аномально большой период ее вращения, обусловлено особыми физическими условиями в околозвездной среде. То есть, 1Е1613 окружен магнитной пластиной, что подразумевает присутствие сильного магнитного поля в остатке вспышки сверхновой. Относительная скорость движения аккрецируемого вещества, удовлетворяет условию $v_{\rm cr} < v_{\rm rel} < v_{\rm ma}$. Наши основные предположения находятся в соответствии с современными взглядами на вспышки сверхновых. Численные расчеты [34, 35] указывают на присутствие сильного магнитного поля в остатке вспышки сверхновой в окрестности нейтронной звезды. Исследование остатков вспышек сверхновых (см. в [36]) позволяют утверждать, что магнитное давление в среде, окружающей молодые нейтронные звезды сравнимо с давлением газа (т.е. $\beta \sim 1$). Скорость аккрецируемого вещества, после рождения нейтронной звезды, лежит в пределах 200-2000 км/с [37]. Она существенно больше типичного значения $v_{\rm cr}$ (см. уравнение 6), но меньше, чем $v_{\rm ma}$, при условии ($T \sim 10^6 - 10^7$ K).

Начальный темп переноса массы в пластине $\dot{M} \sim 10^{15} - 10^{16} \Gamma/c$, требуемый в предлагаемом нами сценарии для объяснения эволюции 1Е1613 соответствует результатам работы [11]. В течение ~ 2000 лет он понизился почти на два порядка [11]. Значение этого параметра в современную эпоху примерно $10^{13} - 10^{14} \Gamma/c$. Таким образом, условие наличия магнитной пластины с массой $M_{\rm sl} \leq \dot{M}_{\rm pr} \tau_* \sim 10^{-7} M_{\odot}$ является достаточным для объяснения эволюции и современного состояния 1Е1613.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН N21 «Нестационарные явления в объектах вселенной» и «Ведущие научные школы» НШ 1625.2012.2. и ФПЦ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2014 гг.

Литература

- 1. De Luca, P. Caraveo, S. Mereghetti, et al., Science 313, 814 (2006).
- 2. P. Esposito, R. Turolla, A. De Luca, et al., Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. 418, 170 (2011).
- 3. I. Tuohy, G. Garmire, Astrophys.J. 239, L107 (1980).
- 4. J. Caswell, J. Murray, R. Roger, et al., Astron.and Astrophys. 45, 239 (1975).
- 5. E.M. Reynoso, A.J. Green, S. Johnston, W.M. Goss, G.M. Dubner, E.B. Giacani, Publ. Astron. Soc. Australia, 21, 82 (2004).
- 6. L. Carter, J. Dickel, D. Bomans, PASP 109, 990 (1997)
- 7. J.J. Nugent, R.H. Becker, G.P. Garmire, S.H. Pravdo, I.R. Touhy, P.F. Winkler, Astrophys.J., 284, 612 (1984).
- 8. E. Gotthelf, R. Petre, U. Hwang, Astrophys.J. 487, L157 (1997).
- 9. E.V. Gotthelf, R. Petre, G. Vasisht, Astrophys.J., 514, L107 (1999).
- 10. Xiang-Dong Li, Astrophys.J. 666, L81 (2007).
- 11. P. Chattterjee, L. Hernquist, R. Narayan, Astrophys.J., 534, 373 (2000).
- 12. N.R. Ikhsanov, Monthly. Not. Roy.Astron.Soc. 375, 698 (2007).
- 13. В.Ф. Шварцман, Астрон. Журн. 48, 3, 479 (1971).
- 14. G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin, ApSS, 28, 45 (1974).
- 15. G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin, ApSS, 42, 401 (1976).
- 16. I.V. Igumenshchev, Astrophys.J., 649, 361 {2006}.
- 17. I.V. Igumenshchev, R. Narayan, M.A. Abramowicz, 592, 1042 (2003).
- 18. B.B. Kadomtsev, Reports on Progress in Physics, 50, 115 (1987).
- 19. J.B. Noglik, R.W. Walsh, J. Ireland, Astron.and Astrophys., 441, 353 (2005).
- 20. E.N. Parker, Astrophys.J., 163, 279 (1971).
- 21. B.V. Somov, Plasma astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Astrophys. and Sp. Sci. Library, Vol.~341, Dordrecht: Springer, (2006).
- 22. N.R. Ikhsanov, M.H. Finger, Astrophys.J., 753, 1 (2012).
- 23. M. Ruffert, Astron. and Astrophys., 346, 861 (1999).
- 24. N.R. Ikhsanov, Monthly. Not. Roy.Astron.Soc. 424, L39-L43 (2012).
- 25. D. Lynden-Bell, J.E. Pringle, MNRAS, 168, 603 (1974).
- 26. G. Paschmann, Geophys. Res. Letters, 35, L19109 (2008).
- 27. R. Elsner, F. Lamb, Astrophys.J., 278, 326 (1984).
- 28. N.R. Ikhsanov, N.G. Beskrovnaya, Astron. Rep., 56, 589 (2012).
- 29. R.E. Davies, J.E. Pringle, MNRAS, 196, 209 (1981).
- 30. V. Urpin, D. Konenkov, U. Geppert, MNRAS, 299, 73 (1998).
- 31. V.M. Lipunov, Astrophysics of neutron stars, Springer-Verlag, Heidelberg (1992).
- 32. R. Narayan, Astrophys. J., 319, 162 (1987).
- 33. A. Spitkovsky, Astrophys. J., 648, L51 (2006).
- 34. S.G. Moiseenko, G.S. Bisnovatyi-Kogan, N.V. Ardeljan, MNRAS, 370, 501 (2006).
- 35. E. Endeve, C. Cardall, R.D. Budiardja, et.al., Astrophys.J., 751, 26 (2012).
- 36. B. Arbutina, D. Urošević, M.M. Andjelić, et.al., Astrophys.J., 746, 79 (2012).
- 37. J. K. Cannizzo, H.M. Lee, J. Goodman, Astrophys.J., 351, 38 (1990).
- 38. *G.G Pavlov, D. Sanwal, & M.A. Teter*, in Young Neutron Stars and Their Environments, IAU Symposium no. 218. Ed. by F. Camilo and B.M. Gaensler (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific), p.239 (2004).

ABOUT THE ORIGIN OF THE PULSAR 1E 161348-5055

Kim V.Yu., Ikhsanov N.R.

The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo St-Petersburg, Russia

X-Rays pulsar – a neutron star 1E 161348-5055 in supernova remnant RCW 103 is an interesting object, which has an unusual (for own age 2000 years) long period 24030.42s. Currently, there is no a single-valued model of this neutron star, which simultaneously could explain such long periodicity, small age, high X-Ray luminosity 3.3×10^{34} erg/s and large diapason of the radiation, which is observed even in infrared part of the spectrum. It is difficult to explain the nature of this object by a canon model of the evolution. The best accordance between theory and observation is achieved at the assumption that the neutron star accretes the matter from rotating slab, which was formed during a supernova outburst.

БЫСТРЫЕ ЗВЕЗДЫ: ПОИСК ЗВЕЗД-КАНДИДАТОВ В АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ДВОЙНЫЕ

Куликова А.М.

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН Санкт-Петербург, Россия

Введение

Следует отметить, что звезды с большими собственными движениями, как правило – звезды из галактической окрестности Солнца. Получая информацию об их пространственном распределении, массах, светимостях, наличии спутников и экзопланет, мы формируем наиболее полную картину ближайшей к нам области Галактики.

Дополнительный интерес вызывает то, что большинство быстрых звезд – звезды низкой светимости, карлики. М-карлики главной последовательности, субкарлики, белые и коричневые карлики - группы звезд весьма малоисследованные, но важные для изучения.

Отдельно стоит отметить, что для звезд низкой светимости вычислено критически мало параллаксов с достаточной точностью. Большинство полученных параллаксов – фотометрические, обремененные большими ошибками. В свою очередь близость к Солнцу быстрых звезд даёт возможность определять их высокоточные тригонометрические параллаксы.

Так же интерес представляет собой наблюдение событий гравитационного микролинзирования с участием быстрых звезд. Эффект астрометрического смещения изображения звезды под действием гравитационной линзы может достигать 100–150 микросекунд дуги [1]. Информация, содержащаяся в наблюдениях явлений гравитационного микролинзирования, позволяет проводить широкий круг различных исследований, начиная от определения массы линзы и поиска кратных объектов (экзопланет), кончая проверкой ОТО для больших расстояний.

Ещё один аспект изучения быстрых звезд связан с возможностью детектирования среди них двойных. В частности, информация о двойных системах среди быстрых звезд даст свой вклад в анализ различных статистических распределений кратных звезд, долю которых сейчас оценивают как 0.7.

Нахождение и изучение двойных и кратных звезд среди карликов представляет собой отдельный интерес. В частности, информация об их пространственном распределении в совокупности с измеренными массами, параллаксами и звездными величинами может использоваться для построения эмпирической зависимости "масса-светимость".

В настоящее время двойные звезды выявляются путём детектирования визуально-двойных, спектрально-двойных, затменно-двойных, а так же астрометрических двойных звезд. Отдельно хотелось бы остановиться на астрометрических двойных. У этого типа звезд двойственность устанавливается путем обнаружения отклонения траектории звезды от прямолинейного движения. Предполагается, что несовпадение прямолинейного движения барицентра и движения фотоцентра связано с наличием у звезды неразличимой при наблюдениях второй компоненты. Классическим примером астрометрической двойном является Сириус, у которого по волнообразной траектории, построенной в результате многочисленных наблюдений, была обнаружен вторая компонента Sirius B. В дальнейшем наличие Sirius B подтвердилось непосредственными наблюдениями.

Однако метод прямого построения траектории движения звезды используется крайне редко. Это очень трудоемкий процесс, требующий, большого числа наблюдений. Альтернативным, может служить метод, предложенный в Астрономическом институте Гейдельберга [2] и использованный при построении каталога FK6 (метод Вилена по обнаружению Δµ-двойных звезд).

Статистический метод Вилена по обнаружению Астрометрических двойных

В 1999 году в журнале «Astronomy & Astrophysics» была опубликована статья [2] Вилена и соавторов, в которой был представлен статистический метод, позволяющий выявить двойственную природу звезд, которые ранее рассматривались как одиночные. Этот метод основан на сравнении «мгновенных» и «средних» собственных движений. «Мгновенные» собственные движения (µ_H в рис. 2) были получены в ходе реализации миссии HIPPARCOS за относительно короткий промежуток времени (около трех лет). «Средние» собственные движения (µ_F в рис. 2) основаны на координатах звезд (GC, FK5, HIPPARCOS), отнесенных к моментам времени, охватывающим несколько десятилетий. Координаты звезд из наземных каталогов были приведены к системе каталога HIPPARCOS.



Рис. 2.

Основу метода составляет оценка статистической значимости отношения разности «среднего» и «мгновенного» собственных движений $\Delta \mu_{FH}$ (рис. 2) к ошибке определения этой разности. Из-за корреляции собственных движений по координатам α и δ , эллипсоид ошибок измеренных $\Delta \mu$ повернут по отношению к экваториальной системе координат (α , δ) на угол ψ . Главная ось эллипса определяет направление оси $\overline{\psi}$ (рис. 3) – это система координат, в которой компоненты собственного движения не коррелируют.

Для анализа значимости разностей собственных движений авторами статьи было изучено распределение величины F, заданной соотношением:

$$F^{2} = \frac{\Delta \mu_{\psi}^{2}}{\varepsilon_{\psi}^{2}} + \frac{\Delta \mu_{\bar{\psi}}^{2}}{\varepsilon_{\bar{\psi}}^{2}},\tag{1}$$

где $\Delta \mu_{\psi}$, $\Delta \mu_{\overline{\psi}}$ – разности «среднего» и «мгновенного» собственных движений по соответствующим осям (ψ , $\overline{\psi}$), ε_{ψ} , $\varepsilon_{\overline{\psi}}$ – ошибки этих разностей соответственно. Величина F имеет следующее интегральное распределение в случае если разности собственных движений распределены нормально:

$$W(F) = e^{-F^2/2}.$$
 (2)

Последнее выражение позволяет вычислить вероятность того, что значение параметра теста больше *F*.

$$w(F) = -\frac{dW(F)}{dF} = F \cdot e^{-F^2/2}$$
(3)

– плотность вероятности. Из рис. 4 можно увидеть характер поведения данных функций в зависимости от аргумента (*F*). Несложно заметить, что функция w(F) сначала возрастает, достигает своего максимума при значении аргумента $F\approx 1$, а затем убывает, причем достаточно быстро, а W(F) убывает экспоненциально с ростом *F*, из чего можно заключить, что большое значение параметра *F* является достаточно сильным индикатором отнесения звезды к астрометрическим двойным.



В результате применения данного метода авторами статьи были получены значения *F*, указывающие на кратность более тысячи звезд. Для этих звезд данные о кратности были получены впервые. Наибольшее число астрометрических двойных было обнаружено в «Basic FK5» каталога FK5. Около 10% из звезд «Basic FK5» – впервые открытые астрометрические двойные. Эти данные вошли в каталог FK6 [3, 4].

Однако стоит отметить, что данный метод к звездам из ближайших галактических окрестностей Солнца (до 50 парсек) нужно применять с осторожностью, так как для таких светил (при значительном различии значений параллактических факторов) на наблюдаемое собственное движение сильно влияет их параллактическое смещение. Астрометрические двойные, выявленные данным способом, иногда называют «Ди-двойными». При F>2.49 (уровень значимости около 0.95) Вилен предлагает характеризовать исследуемую звезду как кандидата в «Ди-двойные». При F>3.44 (уровень значимости около 0.99) — звезда считается астрометрической двойной.

Применение этого метода к высокоточным собственным движениям фундаментальных звезд (когда ошибки собственных движений лучше 1 мсд/год) вполне оправдано. Перенос этой методики на слабые звезды (слабее 14^m) с большими собственными движениями (более 300 мсд/год) сопряжен со значительными трудностями, обусловленными значимыми систематическими ошибками исходных координат в разных каталогах и обзорах. Так как точность координат слабых звезд в систематическом отношении сопоставима с уровнем случайных ошибок, критические значения величины F следует увеличить по меньшей мере в два-три раза (то есть F>8), чтобы уверенно относить ту или иную звезду к разряду кандидатов в «Дµ-двойные».

Пулковская программа исследования звезд с большими собственными движениями

Пулковская программа исследования звезд с большими собственными движениями [5] включает в себя определение тригонометрических параллаксов «быстрых» звезд и вывод новых собственных движений этих звезд, а так же исследования на основе полученных результатов наблюдений [6]. Наблюдательные работы ведутся на двух инструментах: 26-дюймовом рефракторе (D = 650 мм, F = 10413 мм) для определения параллаксов и Нормальном Астрографе (D = 330 мм, F = 3467 мм) для получения новых собственных движений.

Программа Нормального Астрографа содержит 1123 звезды из каталога LSPM [7] в зоне склонений +30° – +70°, с собственными движениями более 300 мсд/год. Регулярные ПЗС-наблюдения по этой программе были начаты в 2007 году. К настоящему времени для 413 звезд определены их экваториальные координаты в системе каталога UCAC3 и собственные движения. Точность координат программных звезд лежит в пределах 10-50 мсд, средняя точность новых собственных движения составляет 4 мсд/год [6]. Для вывода новых собственных движений «быстрых» звезд в качестве первых эпох использовались экваториальные координаты звезд пулковской программы, взятые из современных ПЗС каталогов и обзоров – СМС14 [8], М2000 [9], 2MASS [10], SDSS DR7 [11]. Средние эпохи наблюдений в этих каталогах лежат в пределах от 1997 до 2004 гг. Стандартная ошибка координат, в среднем, 40-80 мсд. Координаты звезд отнесены к системам HCRF/UCAC3. В качестве второй эпохи брались экваториальные координаты «быстрых» звезд, полученные в Пулкове. Разности эпох между пулковскими наблюдениями и средними моментами наблюдений звезд в каталогах ранних эпох составляли 6-13 лет (в среднем – примерно 10 лет). Как показано в работе [12], для звезд с большими собственными движениями при средней точности координат примерно 50 мсд такая разность эпох достаточна для вывода собственных движений звезд на уровне точности 3-5 мсд/год.

Новые собственные движения были получены при сравнительно малой разности эпох (примерно 10 лет) используемых каталогов. Поэтому их можно рас-

сматривать как «квазимгновенные». В каталоге LSPM и киевском каталоге «быстрых» звезд (I/306A) [13] собственные движения этих звезд были получены по значительно большему интервалу времени. Разности эпох между Паломарскими обзорами, ставшими основой для вывода собственных движений каталога LSPM, составляет около 50 лет. Поэтому можно говорить о том, что собственные движения звезд в каталоге LSPM («средние» собственные движения) отражают движение центра масс. Учитывая это, можно было ожидать, что в разностях собственных движений вида (Pul – LSPM) и (Pul – I/306A) содержится информация о наличии «невидимых спутников» исследуемых звезд.

Для выявления среди звезд пулковской программы объектов с «невидимыми спутниками» был применен метод, аналогичный методу, описанному во втором разделе настоящей работы. В результате среди пулковских «быстрых» звезд, не вошедших в известные каталоги двойных звезд, было выявлено 70 звезд – кандидатов в «Др-двойные» [12]. Однако, к выводу о принадлежности той или иной звезды к «Др-двойным» следует отнестись с определенной осторожностью. Одной из причин ошибочного отнесения звезды к «Др-двойным» может быть некорректная оценка точности собственного движения. Часто, когда использовалось только два каталога-источника, при оценке ошибок собственного движения учитывались только внутренние ошибки координат звезд.

Реализация метода Вилена: цели, этапы работы

Данная работа представляет собой одну из реализаций статистического метода Вилена с применением его к звездам низкой светимости (не ярче 12 звездной величины). Для вывода собственных движений звезд использовались их пиксельные координаты. Это дает возможность исключить влияние систематических ошибок используемых каталогов-источников.

Работа осуществлялась с применением малого числа объектов, преследуя следующие цели:

•проверить релевантность поиска астрометрических двойных при помощи метода в общих чертах;

•определить предварительные границы применимости метода;

•обнаружить трудности реализации проекта в существующих условиях, попытаться найти решение этих трудностей.

Работа выполнялась по этапам:

•наблюдение исследуемых звезд на Нормальном Астрографе Пулковской обсерватории, первичная обработка изображений (учет плоского поля и темнового тока, сложение кадров по сериям);

•выбор кадров с объектами исследования;

•загрузка дополнительных необходимых изображений из обзоров POSS-I, POSS-II и SDSS;

•определение пиксельных координат исследуемых и опорных звезд на четырех кадрах, редукция их в систему опорного (пулковского) кадра;

•вычисление «квазимгновенных» и «средних» собственных движений, а так же значений F для исследуемых звезд;

•обзор результатов и выводы.

Рабочий материал

Площадки неба, содержащие программные звезды, были сняты на пулковском Нормальном Астрографе Пулковской обсерватории. Пулковский Нормальный астрограф – это инструмент, состоящий из двух оптических конструкций, смонтированных в одной трубе. Первая – фотографическая (D = 330 мм, F = 3467 мм), вторая – визуальная, предназначенная для гидирования (D = 250 мм, F = 2650 мм). Инструмент снабжен ПЗС-камерой российского производства (система регистрации изображений S1C с прибором ISD-017AP), обеспечиваюей поле 16'×18'. Масштаб изображения 0.9 "/пиксель. Объектив Нормального астрографа исправлен для «синих» лучей (400 — 500 нм). Поэтому перед светочувствительной поверхностью камеры установлен фильтр C3C-21.

Среди объектов, изображения которых были получены в рамках данной работы, были выбраны наиболее подходящие для исследований. Использовались ПЗС-кадры, снятые вблизи Млечного Пути и имеющие хорошее качество.

Положения других эпох было решено брать из ПЗС-кадров и оцифрованных фотопластинок обзоров SDSS и POSS-I, POSS-II.

Самые ранние пластинки POSS-I [14] были сняты в промежутке между ноябрём 1948 года и апрелем 1958 года на 48-дюймовом шмидтовском телескопе (с 1986 года этот телескоп называется «Samuel Oschin»), который представляет собой камеру Шмидта с диафрагмой 1.22 метра (48 дюймов). Оптическая система телескопа состоит из 50- дюймовой коррекционной пластины Шмидта и 72дюймового зеркала. Съёмка проводилась на «красные» (Kodak 103a-E) и «синие» (Kodak 103a-O) пластинки размером 14 дюймов ×14 дюймов (6°×6°). Результаты оцифровки пластинок были размещены в базе изображений Digitized Sky Survey (DSS).

Кадры POSS-II [15] были отсняты на том же телескопе, что и POSS-I («Samuel Oschin»), однако в отличие от POSS-I, которые были все получены в результате оцифровки фотографических пластинок, кадры POSS-II частично были сразу сняты на ПЗС-камеру с 10-ти дюймовой апертурой, представляющей собой мозаику из 112 ПЗС-матриц, охватывающих поле зрения телескопа (4°×4°).

Из астрономической базы SIMBAD [16] были загружены фрагменты ПЗСкадров и сканы пластинок паломарских обзоров размером 30'×30', снятые в полосе В (blue), как наиболее соответствующие кадрам, полученным с помощью Нормального Астрографа.

Кадры обзора Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [17] были сняты с помощью 2.5-метрового широкоугольного телескопа обсерватории Арасhe Point. Наблюдения были получены в пяти полосах (u, g, r, i, z). При наблюдениях на этом телескопе используется режим временной задержки накопления. Камера телескопа состоит из тридцати ССD чипов, каждый с разрешением 2048х2048 пикселей. Чипы распложены в 5 рядов по 6 чипов. Каждый ряд имеет свой оптический фильтр. С помощью web-сервиса SDSS3 [18] были загружены ПЗС-кадры SDSS (27',5×27',5), снятые в полосе g, как наилучшим образом соответствующие пулковским кадрам.

Описание вычислительной части работы

Для решения поставленной задачи предполагалось получить два набора собственных движений: с разностью эпох – до 12 лет («квазимгновенные») и от 35 лет («средние»). Для вычисления «квазимгновенных» значений собственных движений звезд были использованы фрагменты ПЗС-кадров SDSS (SDSS) и пулковские ПЗС-кадры (Pul). Для вычисления «средних» собственных движений были взяты сканы – фрагменты оцифрованных пластинок POSS-I (POSS-I) и фрагменты ПЗС-кадров POSS-II (POSS-II).

На первом этапе вычислительной части работы были получены измеренные (пиксельные) координаты «быстрой» звезды: (x, y) и координаты опорных звёзд на том же кадре: (xo_i , yo_i) (i = 1, ..., n, где n - число опорных звёзд) для каждогокадра. Для аппроксимации изображений использовался профиль Лоренца с применением алгоритма оптимизации Левенберга-Марквардта.

Затем проводился отбор опорных звезд. Для минимизации возможных ошибок были взяты общие опорные звезды на всех четырех кадрах. Затем была осуществлена астрометрическая редукция на опорный (пулковский) кадр методом 6 постоянных [19]. Постоянные перехода вычислялись на основе опорных звезд при помощью МНК:

$$\begin{aligned} x_i^{Pul} &= c_1 + a_1 \cdot x_i + b_1 \cdot y_i, \\ y_i^{Pul} &= c_2 + a_2 \cdot x_i + b_2 \cdot y_i, \end{aligned}$$
(4) (4)

$$^{ul} = c_2 + a_2 \cdot x_i + b_2 \cdot y_i, \tag{5}$$

где i = 1,..,n, где n – число общих опорных звезд, (x_i, y_i) – пиксельные координаты звезды в системе текущего кадра (POSS-I, POSS-II или SDSS) на эпоху наблюдения этого кадра, (x_i^{pul}, y_i^{pul}) – пиксельные координаты в системе пул-b₂) - 6 постоянных перехода в систему пулковского кадра, определяемые посредством МНК.

Связь полученных пиксельных координат для всех четырех эпох с тангенциальными координатами осуществлялась через 6 постоянных перехода, получившихся при вписывании WCS-системы в пулковский кадр (с помощью 6 постоянных, определяемых МНК):

$$\eta_i = c_\eta + a_\eta \cdot x_i + b_\eta \cdot y_i, \tag{6}$$

$$\xi_i = c_{\xi} + a_{\xi} \cdot x_i + b_{\xi} \cdot y_i, \tag{7}$$

где (η_i, ξ_i) – тангенциальные координаты звезд, вычисленные на основе экваториальные координат звезд из каталога UCAC3 (α_i , δ_i), (x_i , y_i) – пиксельные координаты, $(c_n, a_n, b_n, c_{\xi}, a_{\xi}, b_{\xi}) - 6$ постоянных перехода, i = 1, ..., n, n - числоопорных звёзд.

На данном этапе были получены 4 набора координат (η , ξ) для каждой исследуемой звезды для 4 разных эпохи наблюдения (t), а так же ошибки этих координат $(\eta_{POSS-I}, \xi_{POSS-I}, t_{POSS-I}, \varepsilon_{\eta_{POSS-I}}, \varepsilon_{\xi_{POSS-I}}),$ $(\varepsilon_n, \varepsilon_{\xi})$: $(\eta_{POSS-II}, \xi_{POSS-II}, t_{POSS-II}, \varepsilon_{\eta_{POSS-II}}, \varepsilon_{\xi_{POSS-II}}), \eta_{SDSS}, \xi_{SDSS}, t_{SDSS}, \varepsilon_{\eta_{SDSS}}, \varepsilon_{\xi_{SDSS}}),$ $(\eta_{Pul}, \xi_{Pul}, t_{Pul}, \varepsilon_{\eta_{Pul}}, \varepsilon_{\xi_{Pul}}).$

Далее были вычислены «средние» собственные движения ((8), (10)), основанные на разности положений POSS-II и POSS-I и «квазимгновенные» собственные движения ((12), (14)), основанные на разности положений Pul и SDSS, а так же их ошибки ((9), (11), (13), (15) соответственно):

$$\mu_{cp,\eta} = \frac{\eta_{POSS-II} - \eta_{POSS-I}}{t_{POSS-II} - t_{POSS-I}},\tag{8}$$

$$\varepsilon_{\mu_{cp,\eta}} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2 \eta_{POSS-I} + \varepsilon^2 \eta_{POSS-II}}{(t_{POSS-II} - t_{POSS-I})^2}};$$
(9)

$$\mu_{cp,\xi} = \frac{\xi_{POSS-II} - \xi_{POSS-I}}{t_{POSS-II} - t_{POSS-I}},\tag{10}$$

$$\varepsilon_{\mu_{cp,\xi}} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2 \xi_{POSS-I} + \varepsilon^2 \xi_{POSS-II}}{(t_{POSS-II} - t_{POSS-I})^2}};$$
(11)

$$\mu_{\kappa_{BM},\eta} = \frac{\eta_{Pul} - \eta_{SDSS}}{t_{Pull} - t_{SDSS}},\tag{12}$$

$$\varepsilon_{\mu_{KGM,\eta}} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2_{\eta_{SDSS}} + \varepsilon^2_{\eta_{Pul}}}{(t_{Pul} - t_{SDSS})^2}};$$
(13)

$$\mu_{\kappa_{\mathcal{B}M},\xi} = \frac{\xi_{Pul} - \xi_{SDSS}}{t_{Pull} - t_{SDSS}},\tag{14}$$

$$\varepsilon_{\mu_{KBM,\xi}} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2_{\xi_{SDSS}} + \varepsilon^2_{\xi_{Pul}}}{(t_{Pul} - t_{SDSS})^2}},\tag{15}$$

а так же разности этих собственных движений ((16), (18)) и ошибки этих разностей ((17), (19)) по тангенциальным координатам:

$$\Delta \mu_{\eta} = \mu_{\text{cp},\eta} - \mu_{\text{KBM},\eta}, \tag{16}$$

$$\varepsilon_{\Delta\mu_{\eta}} = \sqrt{\varepsilon_{\mu_{CP,\eta}}^2 + \varepsilon_{\mu_{M26,\eta}}^2},\tag{17}$$

$$\Delta \mu_{\xi} = \mu_{\text{cp},\xi} - \mu_{\text{KBM},\xi}, \tag{18}$$

$$\varepsilon_{\Delta\mu_{\xi}} = \sqrt{\varepsilon_{\mu_{cp,\xi}}^2 + \varepsilon_{\mu_{M26,\xi}}^2}.$$
(19)

Стоит отметить, что собственные движения, а так же их разности были получены в тангенциальной системе координат. Однако, различия между данными величинами в тангенциальной и экваториальной системах координат пренебрежимо малы для данной работы.

Далее анализировалась статистическая значимость разностей полученных собственных движений по отношению к ошибкам их определения:

$$F^{2} = \frac{(\Delta \mu_{\eta})^{2}}{(\epsilon_{\Delta \mu_{\eta}})^{2}} + \frac{(\Delta \mu_{\xi})^{2}}{(\epsilon_{\Delta \mu_{\xi}})^{2}}.$$
(20)

В работе Вилена как наиболее вероятные кандидаты в астрометрические двойные рассматривались звезды со значением F > 2.49 [2], однако в данной работе с учётом величин систематических ошибок было решено в качестве значимых рассматривать значения F > 8.

В ходе анализа данных было обнаружено, что изображения звезд ярче 12^т либо близки к насыщению, либо передержаны. Пиксельные координаты этих звезд определялись хуже, чем у более слабых звезд, что, в свою очередь, влияло на определение собственного движения, давая большие ошибки. Поэтому в дальнейшем звезды ярче 12^т были исключены из числа опорных. Эта мера сократила число опорных звезд, однако случайные ошибки координат звезд значительно уменьшились.

При редукции величины собственных движений опорных звёзд не учитывались. Исследования кинематики звезд показывают, что для слабых звезд в малых площадках неба характерно некое общее движение всех объектов как целого. В результате взаимные угловые расстояния меняются, в целом, незначительно. Отклонения потока от ламинарности дало некоторый вклад в ошибку определяемых координат и, впоследствии, собственных движений. Однако, учитывая, что исследуемые объекты – «быстрые» звезды, можно утверждать, что данный вклад много меньше определяемых величин и вполне вписывается в рамки допустимых ошибок.

Так же частично была учтена относительная дисторсия изображений в рамках использованной модели 6 постоянных. Это было осуществимо благодаря тому, что использованные фрагменты ПЗС-кадров и сканов пластинок представляют собой малые поля. В исследованиях Киселева [19] было отмечено, что в малых полях дисторсия в среднем линейна и в большей степени может быть учтена простыми моделями редукции. Ближе к краям пластинок Паломарского обзора могут иметь место нелинейные искажения даже в малых полях. Это является «слабым местом» использованной методики. В дальнейшем предполагается усовершенствовать методику учета дисторсии при помощи построения карт дисторсии.

Обзор полученных результатов и выводы

В таблицах 1–3 приведены значения всех полученных в нашей работе величин.

В таблице 1 представлены основные полученные результаты о звездах: Star – идентификатор звезды (её номер в LSPM); F – вычисленные значения параметра критической статистики; в экваториальных координатах: µсpRA, µсpDec – «среднее» собственное движение, εRA(µсp), εDec(µсp) – его ошибки; µмгвRA, µмгвDec – «мгновенное» собственное движение, εRA(µмгв), εDec(µмгв) – его ошибки.

Всего в исследовании участвовало 15 звезд низкой светимости (от 12^m до 19^m). Особого внимания заслуживают 5 объектов, для которых значение F получилось >8.

Star	F	μ_{cpRA}	μ_{cpDec}	ϵ_{RA}	ϵ_{Dec}	μ_{mfbRA}	μ_{MFBDec}	ε _{RA}	€ _{Dec}
			-	(μ_{cp})	(μ_{cp})			$(\mu_{M\Gamma B})$	$(\mu_{M\Gamma B})$
J1159+6228	0,729	-309	-789,2	19,6	6,2	-292,7	-782,6	14,2	22,7
J1218+6418	1,239	-486,6	-48,8	11	9,8	-469,8	-61,2	10,9	18,4
J1229+6239	5,966	-265,8	-267,7	5,3	7,9	-235,2	-325,8	5,8	10,2
J1253+6312	8,047	-93,6	-578,6	17,2	5,8	-49,6	-667	11,9	9,8
J1418+6332E	3,277	-285,2	-54,1	3,5	2,9	-261,6	-10,8	14,8	14,7
J1618+6146E	1,394	-319,7	234,6	14,7	31	-287,2	346	63,6	79,8
J1632+6149	3,589	-526,5	79,8	1,3	8,5	-454,4	92,6	20,2	26,3
J1747+6440	7,337	-271,8	126	3,6	6,1	-219,3	77,4	9,7	6,9
J0817+5459	23,32	-96,4	-316,4	2,4	8,5	46,1	-392,9	6,1	3,9
J0900+5017	9,097	-158,9	-304,2	11,5	13,9	-228,5	-436,4	11,3	8,9
J0915+5325	0,378	-1120	-1133	16,8	6,8	-1114	-1131	8,1	8,1
J1229+6239	10,13	-264,7	-267,5	4,6	10	-236,7	-414,7	7,5	11,6
J1427+5347	9,064	-301,6	152,1	37,7	73,5	38,4	-45,6	10,5	19
J1542+6130	3,716	-372,6	466,5	12,4	14,2	-411,5	380,3	30,5	19,9
J1740+5641	0,892	-138,8	-338,9	1,6	2,5	-144,4	-335,6	7,5	5,7

Таблица 1.

Особый интерес вызывает объект J0817+5459, для которого значение F = 23.32. Анализ доступных данных об этой звезде показал, что звезда J0817+5459 входит в число ближайших к Солнцу звезд. По данным Лёпина и соавторов [20], расстояние до этой звезды составляет 25.3 парсека. Поэтому на такую большую разницу в собственных движениях могло повлиять параллактическое смещение, так как имеет место заметное различие параллактических факторов для разных эпох наблюдений. Остальные 4 в подобных работах указаны не были. Так же они не входят в распространенные каталоги двойных звезд, поэтому указание на вероятную двойственность этих звезд можно считать полученным впервые.

Star	V	μ_{RA4}	μ_{Dec4}	$\epsilon_{\mu,RA4}$	$\epsilon_{\mu,Dec4}$	RA(J2000)	Dec(J2000)
J1159+6228	15,69	-308,2	-772,7	1,9	11,2	179,9	62,5
J1218+6418	15,48	-475,4	-43,1	7,1	4,6	184,7	64,3
J1229+6239	14,07	-264,6	-289,1	3,3	13,5	187,3	62,7
J1253+6312	13,48	-100,1	-595,2	7,8	12,3	193,4	63,2
J1418+6332E	16,76	-287,5	-69,5	4,3	14,4	214,7	63,5
J1618+6146E	15	-284,3	245,5	19,1	7,2	244,7	61,8
J1632+6149	15,68	-510,1	95,3	9,1	8,1	248,1	61,8
J1747+6440	15,18	-279,7	115	8,7	6,7	267	64,7
J0817+5459	14,47	-107,9	-316,5	15,8	6,9	124,4	55
J0900+5017	12,63	-167,2	-327,2	7,7	18,4	135,1	50,3
J0915+5325	14,26	-1117,5	-1137,7	1,2	2,9	139	53,4
J1229+6239	14,07	-265,5	-291	2,1	17,4	187,3	62,7
J1427+5347	12,18	-230,1	148	48,7	15,8	216,9	53,8
J1542+6130	14,18	-373,8	460,1	1,8	5,1	235,7	61,5
J1740+5641	15,03	-133,9	-336,5	2,9	1,2	265,2	56,7

Таблица 2.

В таблице 2 представлены следующие дополнительные сведения об исследуемых звездах. Столбцы: Star – идентификатор звезды (её название в LSPM); V – видимая звездная величина, μ_{RA4} , μ_{Dec4} – компоненты собственного движения звезд в экваториальной системе координат, вычисленные с помощью всех 4-х положений; $\varepsilon_{\mu,RA4}$, $\varepsilon_{\mu,Dec4}$ – ошибки собственных движений; RA(J2000), Dec(J2000) – положения звезд на эпоху J2000.

В таблице 3 представлены следующие дополнительные данные. Столбцы: Star – идентификатор звезды (её название в LSPM); V – видимая звездная величина; $t_{POSS-II}$, $t_{POSS-II}$, t_{SDSS} , t_{Pul} – средние моменты наблюдений соответствующих снимков; τ_{sr} , τ_{mg} – разности моментов наблюдений соответственно: $t_{POSS-II}$ и $t_{Pul} - t_{SDSS}$; μ_l – собственное движение звезды по галактической долготе, μ_b - собственное движение звезды по галактической долготе, μ_b - собственное движение звезды по галактической широте.

Положения исследуемых звезд на небесной сфере (рис. 5), распределения звезд на диаграмме µl - µb (рис. 6, рис. 7) можно увидеть, что большинство звезд принадлежат одному из местных звездных потоков (вероятнее всего потоку Большой Медведицы). Распределение исследованных звезд по небу таково, что 3 звезды расположены обособленно от остальных. Одна из этих звезд (J0915+5325) на рис. 7 так же отделена от большинства звезд.

Star	t _{POSS-I}	t _{POSS-II}	t _{SDSS}	t_{Pul}	$\tau_{\rm sr}$	$ au_{ m mg}$	μ_{l}	$\mu_{\rm b}$
J1159+6228	1953,1	1996,2	2001,4	2012,3	43,1	10,9	550,1	624,1
J1218+6418	1953,1	1995,3	2001,1	2012,3	42,2	11,2	474	-56,4
J1229+6239	1953,1	1995,3	2002,2	2012,3	42,2	10,1	304,5	246,8
J1253+6312	1953,3	1993,2	2001,4	2012,3	39,9	10,9	91,2	596,6
J1418+6332E	1955,4	1996,4	2000,3	2012,3	41,1	12	208,3	209,9
J1618+6146E	1954,5	1992,3	2006,4	2010,3	37,8	3,9	331,2	177,2
J1632+6149	1954,5	1992,3	2006,3	2012,3	37,8	6	245,4	457,2
J1747+6440	1952,6	1989,7	2001,7	2012,3	37	10,6	123,1	276,2
J0817+5459	1953,1	1991,1	2003,8	2011,9	38	8,1	317,3	-105,6
J0900+5017	1954,2	1997,1	2000,9	2008,2	42,9	7,3	342	-134,5
J0915+5325	1954,1	1991,1	2000,9	2008,2	37	7,3	1341,5	-862,3
J1229+6239	1953,1	1995,3	2002,2	2008,2	42,2	6	305,6	248,5
J1427+5347	1953,3	1995,2	2003,2	2010,3	42	7,1	269,1	49,5
J1542+6130	1953,5	1994,4	2006,3	2010,3	41	4	586,2	88,5
J1740+5641	1954,5	1989,6	2001,5	2010,7	35,1	9,3	-340,3	124,1

Таблица 3.







На рисунке 8 показана диаграмма движения звезды J1253+6213 от наиболее раннего положения (POSS-I) к наиболее позднему (Pul). Из рисунка видно некоторое отклонение звезды от среднего движения (отмечено линией). Такое наблюдаемое отклонение от среднего движения может объясняться наличием невидимого спутника.

В результате в рамках данного исследования были проведены наблюдения избранных звезд с большими собственными движениями, вычислены независимые относительные собственные движения для 15 звезд. Среди них было впервые выявлено 4 звезды, которые могут рассматриваться как кандидаты в астрометрические двойные. Для выявления звезд-кандидатов в астрометрические двойные среди слабых звезд по результатам анализа числовых изображений звездных полей впервые был применен метод, разработанный Виленом.



Несмотря на явные преимущества прямого анализа снимков звездных полей имеют место некоторые недостатки:

•При осуществлении астрометрической редукции в режиме кадр к кадру не учитываются собственные движения опорных звезд, что даёт некоторый вклад в ошибку вычислений собственных движений;

•Систематические ошибки определения пиксельных координат звезд на снимках оказывают заметное влияние на определяемые собственные движения;

•Индивидуальные искажения изображений звезд на разных кадрах, вызванные неоднородностью условий наблюдений на разных телескопах так же отражаются в ошибках вычислений.

В дальнейшем планируется модифицировать представленную в данной работе методику и использовать ее для анализа движений всех звезд низкой светимости (слабее 12^m), входящих в пулковскую наблюдательную программу, с целью выявления среди них потенциальных двойных.

В целом даже при наличии перечисленных недостатков данная работа свидетельствует о том, что применение метода Вилена возможно для выявления астрометрических двойных среди быстрых звезд. Так же было экспериментально подтверждено теоретическое предположение о влиянии параллактического фактора на значение F. Однако стоит отметить, что благодаря найденному влиянию данный метод можно в том числе использовать в качестве альтернативного способа поиска звезд с большими параллаксами. В дальнейшем предполагается работа по построению популяционной модели окрестности Солнца с целью установления конкретных типов двойных систем (периоды, массы, взаимные расстояния между компонентами), для которых возможно использование этого метода, а также для установления других возможностей его применения.

Литература

- 1. S. Proft, M. Demleitner, J. Wambsganss, Prediction of astrometric microlensing events during the Gaia mission, A&A, 536, id.A50, 2011.
- 2. *R. Wielen, C. Dettbarn, H. Jahreiβ, et al.*, Indications on the Binary Nature of Individual Stars derived from a Comparison of their HIPPARCOS Proper Motions with Ground-Based Data. I. Basic Principles, A&A, 346, L675, 1999.
- 3. *R. Wielen, H. Schwan, C. Dettbarn, et al.*, Sixth Catalogue of Fundamental Stars (FK6), Part I, Basic Fundamental Stars with Direct Solutions, Veröffentlichungen, Astronomisches Rechen-Institut, Heidelberg, Kommissions-Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1999.
- 4. R. Wielen, H. Schwan, C. Dettbarn, et al., Sixth Catalogue of Fundamental Stars (FK6), Part III, Additional Fundamental Stars with Direct Solutions, Veröffentlichungen, Astronomisches Rechen-Institut, Heidelberg, Kommissions-Verlag G. Braun, Karlsruhe, 2000.
- 5. Е.В. Хруцкая, М.Ю. Ховричев, А.А. Бережной. Исследование движений быстрых звезд на основе результатов наблюдений, полученных с помощью Пулковского нормального астрографа, ПАЖ, т. 37, N 6, с.458-469, 2011.
- 6. Астрономические исследования в Пулкове сегодня, Под ред. А.В. Степанова с. 362– 369, СПб: BBM, 2009.
- S. L'epine1, M.M. Shara1, R.M. Rich, A New All-Sky Catalog of Stars with Large Proper Motions, A Giant Step: From Milli- To Micro- Arcsecond Astrometry Proceedings IAU Symposium No. 248, p. 74-77, 2008.
- 8. D.W. Evans, M.J. Irwin, L. Helmer, The Carlsberg Meridian Telescope CCD drift scan survey, A&A, 395, L347-L356, 2002.
- 9. *M. Rapaport, J.-F. Le Campion, C. Soubiran et al.*, M2000: An astrometric catalog in the Bordeaux Carte du Ciel zone +11° +18°, Astron. Astrophys., 376, L325-L332, 2001.
- 10. *M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening et al.*, The Two Micron All Sky Survey (2MASS), AJ, 131, p. 1163, 2006.
- 11. *Abazajian, et al.*, The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey, Astrophysical Journal Supplement Series, 182, 543, 2009.
- 12. О.В. Кияева, А.А. Киселев, И.С. Измайлов. Динамическое исследование широких пар звезд по данным каталога WDS, ПАЖ, т. 34, № 6, с. 446-454, 2008.
- 13. Г.А. Иванов. Кинематика и физика небесных тел., ПАЖ, т. 24, № 6, с. 480, 2008.
- 14. *G.O. Abell.* The national georraphic society Palomar Observatory Sky Survey, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Leaflet No. 366 December, 1959.
- 15. *I.N. Read, C. Brewer, R.J. Brucato et al.* The Second Palomar Sky Survey, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 103, L661-L674, 1991.
- 16. http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form
- 17. D.G. York et al. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary, AJ, 120, p. 1579-1587, 2000.
- 18. http://data.sdss3.org/fields?search=radec

- 19. А.А. Киселев, Теоретические основания фотографической астрометрии, Москва, «Наука», 1989.
- 20. *Lépine, Sébastien.* Nearby Stars from the LSPM-North Proper-Motion Catalog. I. Main-Sequence Dwarfs and Giants within 33 Parsecs of the Sun, AJ, 130, Issue 4, p. 1680-1692, 2005.

FAST STARS: SEARCH FOR ASTROMETRIC BINARY CANDIDATES

Kulikova A.

Pulkovo Observatory

The possibility of using of the astrometric binaries detection statistical method (method of $\Delta\mu$ -binaries by Wielen) for stars with large proper motions was considered. Proper motions of stars were calculated using their pixel coordinates and the frame to frame calibrating procedure. Original observations were done with the Normal Astrograph of the Pulkovo Observatory. Also survey data of POSS-I, POSS-II and SDSS were used to obtain new proper motions. 4 stars from the list of 15 stars have been detected as the astrometric binaries candidates (J1253+6312, J0900+5017, J1229+6239, J1427+5347). It was confirmed that the star J0817+5459 belongs to vicinity of the Sun by the analysis of the critical statistics (F). Large value of F is caused by relatively large difference of the parallactic factors. The results confirmed the adequacy of using of the statistical method of the astrometric binaries detection among the faint stars with large proper motions, also it was confirmed the influence of the parallactic displacement on F.
ОБ ЭВОЛЮЦИИ ПЕРИОДОВ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ

Лих Ю.С., Ихсанов Н.Р.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук, Санкт-Петербург

В процессе эволюции нейтронная звезда проходит несколько стадий. Эти стадии отличаются друг от друга режимом взаимодействия нейтронной звезды с окружающим веществом. Изменение периода вращения нейтронной звезды на стадии аккретора может быть представлено в виде уравнения эволюции, где изменение ее углового момента является следствием действия ускоряющего и тормозящего моментов сил, приложенных к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока. Величина каждого из моментов сил может быть оценена при помощи соответствующих физических моделей и параметров. Сравнение результатов решения уравнения эволюции для различных моделей аккреции с наблюдаемым темпом изменения осевого вращения нейтронной звезды позволяет определить наиболее подходящую, то есть соответствующую протекающим процессам модель. Следуя этому методу, мы проводим анализ и сравнение параметров шести рентгеновских пульсаров в двойных системах с целью проверки физических моделей взаимодействия нейтронной звезды с окружающей плазмой.

1. Введение

Анализ динамики частоты осевого вращения ($v = 1/P_s$) нейтронных звезд в рентгеновских пульсарах показывает, что существуют периоды продолжительностью от 10 до 100 дней, в которые наблюдается исключительно высокий темп замедления их осевого вращения ($\dot{P}_{s} \sim 0.1-10 c cod^{-1}$, см. Таблицу 2), существенно превосходящий темп изменения периода вращения этих объектов на масштабе десятка лет. Сопоставляя наблюдаемую величину темпа замедления вращения с теоретической, вычисленной в рамках стандартной модели аккреции (см. [15, 20]), мы приходим к выводу, что стандартная аккреционная модель не в состоянии объяснить наблюдаемый феномен без привлечения дополнительных предположений об исключительно сильном магнитном поле нейтронных звезд. В то же время, свободное отношение к величине магнитного поля не является приемлемым, поскольку данная величина определяется из наблюдений линии циклотронного резонанса и, таким образом, оказывается фиксированным параметром теоретической модели.

Название	P_s , c	$L_{_X}/10^{_{36}}$, эрг с $^{-1}$	$B_{\scriptscriptstyle CRSF}/10^{12}$, $\Gamma { m c}$	Ссылка
OAO 1657–415	37	3	3.2	[1, 12]
Vela X–1	283	4	2.6	[17, 13]
4U 1907+09	441	2	2.1	[5, 6]
4U 1538–52	525	2	2.3	[18, 4]
GX 301–2	677	10–30	4	[2, 11, 14]
X Persei	835	0.02-0.3	3.3	[7, 16, 3]

Таблица 1. Физические параметры рентгеновских пульсаров.

В качестве объектов исследования мы выбрали шесть рентгеновских пульсаров, для которых имеются данные о величине магнитного поля, B_{CRSF} , измеренной по наблюдениям линии циклотронного резонанса (см. Таблицу 1). Там же приведены величины периода осевого вращения, P_s , и характерная рентгеновская светимость, L_X .

2. Данные

Источником данных для исследования послужили материалы, опубликованные в сети Интернет и статьи в научных журналах. Данные о частоте осевого вращения пульсаров Vela X–1 и GX 301–2 были получены из архива проекта BATSE [22]. Они охватывают промежуток времени с 1991 по 1999 годы. Данные о частоте осевого вращения пульсаров ОАО 1657–415 и 4U 1538–52 получены из архива реализуемого в настоящее время проекта GBM [23]. Динамика изменения периода осевого вращения пульсара 4U 1907+09 приведена в статье [19], а пульсара X Persei — в статье [21].

Нами было исследовано изменение периода (частоты) осевого вращения каждого из представленных пульсаров и выделены интервалы времени, на которых темп замедления осевого вращения нейтронных звезд оказался наибольшим. Результаты приведены в Таблице 2, а также на Рисунках 1 и 2.

Объект	t. MJD	Δt	$P_{\rm c}, c$	<i>v</i> . Гш с ⁻¹	Ссылка
	54876	-	37 04542+0 00031	12	
OAO 1657–415	55123	247	37.10945±0.00038	-2.18×10^{-12}	[23]
X7 1 X7 1	49673	05	283.19742±0.00146	1 10 10-13	[22]
Vela X–1	49768	95	283.27141±0.00131	-1.12×10^{-10}	
4U 1907+09	54802	00	441.43980±0.00400	7.20×10^{-14}	[19]
	54892	90	441.55260±0.00400	-7.59×10	
411.1529.52	56011	159	525.56520±0.01295	5.46 $\times 10^{-14}$	[22]
40 1338-32	56169	138	525.77081±0.01148	-3.40×10	[23]
GX 301–2	48765	72	676.22032±0.01143	4.02×10^{-13}	[22]
	48829	75	677.64098±0.02910	-4.92×10	$\lfloor \angle \angle \rfloor$
V Dornoi	43414	118	834.99720±0.02880	2.43×10^{-14}	[21]
A [CISCI	43532	110	835.17000±0.03600	-2.43×10	

Таблица 2. Наблюдаемый максимальный темп эпизодического увеличения периода рентгеновских пульсаров.

3. Модели

Эволюцию периода рентгеновского пульсара можно рассматривать в рамках модели, когда на нейтронную звезду воздействуют два момента сил: ускоряющий, K_{su} , и замедляющий, K_{sd} . Данный подход выражен в виде уравнения эволюции: $2 \pi I \dot{v} = K_{su} + K_{sd}$, где $I \sim 10^{45}$ г см² – момент инерции нейтронной звезды и \dot{v} – темп изменения частоты ее вращения.

Липуновым [15] было показано, что величина приложенного к нейтронной звезде тормозящего момента сил в случае квазисферического аккреционного



Рис. 1. Эволюция периода осевого вращения пульсара ОАО 1657-415.



Рис. 2. Эволюция периода осевого вращения пульсара 4U 1538-52.

потока может быть оценена из выражения $K_{sd} = \frac{k_t \mu^2}{r_{cor}^3}$. Здесь $r_{cor} = \left(\frac{GM_{ns}}{\omega_s^2}\right)^{1/3}$ – радиус коротации нейтронной звезды, вращающейся с угловой скоростью $\omega_s = 2 \pi/P_s$, μ – ее дипольный магнитный момент, а $k_t < 1$ – численный коэффициент. Темп уменьшения частоты вращения нейтронной звезды в этом случае определяется неравенством $2 \pi I \psi \leq K_{sd}$, откуда вычисляется его максимальная абсолютная величина

$$v_{sd}^{I} = \frac{\pi}{2} k_{t} R_{ns}^{6} B_{CRSF}^{2} (GM_{ns})^{-1} I^{-1} P_{s}^{-2}.$$
(1)

Здесь B_{CRSF} – напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, измеренная по наблюдению циклотронной линии в рентгеновском спектре пульсара, R_{ns} – радиус нейтронной звезды, принимаемый нами равным 10^6 см. Величина дипольного магнитного момента связана с величиной магнитного поля следующим равенством $\mu = \frac{1}{2}B_0 R_0^3$.

Величина тормозящего момента сил в сценариях, учитывающих воздействие рентгеновского излучения пульсара на аккреционный поток и возможность образования горячей турбулентной оболочки, окружающей магнитосферу нейтронной звезды [20], при определенных условиях может достигать величины $K_{sd} = z_0 \dot{M}_C \omega_s r_m^2$. Здесь $\dot{M}_C = \pi R_G^2 \rho_\infty V_{rel}$ – масса газа, с которой нейтронная звезда взаимодействует в единицу времени, двигаясь в звездном ветре своего компаньона, где $R_G = \frac{2GM_{ns}}{V_{rel}^2}$ – радиус гравитационного захвата (радиус Бонди), ρ_∞ – плотность звездного ветра на радиусе Бонди и $V_{rel} = V_w + V_{ns}$ – скорость движения нейтронной звезды относительно звездного ветра. r_m – радиус магнитосферы нейтронной звезды, который в случае сферической аккреции удовлетворяет не-

равенству $r_{\rm m} \ge r_{\rm a}$, где $r_{a} = \left(\frac{\mu^{2}}{\dot{M}_{C}\sqrt{2GM_{ns}}}\right)^{2/7}$, а $z_{0} < 1$ – численный параметр. Ожи-

даемый темп уменьшения частоты вращения нейтронной звезды в рамках этого сценария

$$\dot{v}_{sd}^{II} = 2^{-10/7} z_0 R_{ns}^{27/7} B_{CRSF}^{8/7} L_X^{3/7} (GM_{ns})^{-5/7} I^{-1} P^{-1}.$$
(2)

Шварцманом [24] было, однако, показано, что картина ветровой аккреции в массивной двойной системе существенно зависит от величины магнитного поля в веществе, захватываемом компактной звездой. Основные выводы его сценария, когда захватываемое компактной звездой из звездного ветра компаньона вещество обладает собственным магнитным полем, были в дальнейшем подтверждены количественными оценками, выполненными Бисноватым-Коганом и Рузмай-киным [25, 26].

Возможность реализации сценария магнитной аккреции в рентгеновских пульсарах определяется соотношением между радиусом Шварцмана, $R_{sh} = \beta^{-2/3} \frac{2GM_{ns} c_s^{4/3}}{V_{rel}^{10/3}},$ и каноническим Альвеновским радиусом нейтронной звез-

ды. В приведенном для радиуса Шварцмана уравнении β – отношение темпловой энергии аккреционного потока к его магнитной энергии, вычисленной не радиусе Бонди, c_s – скорость звука в плазме. Если $R_{Sh} < r_a$, то аккреционный поток достигает границы магнитосферы звезды в режиме свободного падения и процесс аккреции в этом случае можно рассматривать в квазисферическом приближении. В противном случае, картину аккреции на нейтронную звезду следует описывать в рамках магнитного сценария с возникновением магнитной пластины. Подробнее см. работы [8–10]. Тормозящий момент сил, приложенный к нейтронной звезде со стороны магнитной пластины, оценивается выражением $K_{sd}^{(sl)} = \frac{k_m \mu^2}{(r_{ma} r_{cor})^{3/2}}$, где $k_m < 1 -$ численный коэффициент и $r_{ma} \approx 8 \times 10^7 \alpha_{0.1}^{2/13} \mu_{30}^{6/13} T_6^{-2/13} m^{5/13} L_{37}^{-4/13} R_6^{-4/13}$ – радиус магнитосферы нейтронной звезды, аккрецирующей из магнитной пластины (см. [8]). Этот результат позволяет оценить ожидаемый темп торможения вращения нейтронной звезды в рамках сценария магнитной аккреции с помощью выраже-

ния
$$\dot{v}_{sd} = \frac{K_{sd}^{(st)}}{2 \pi I}$$
, как

$$\dot{v}_{sd}^{III} \approx 225 k_m \alpha_B^{-3/13} T_0^{3/13} R_{ns}^{57/13} B_{CRSF}^{17/13} L_X^{6/13} (GM_{ns})^{-14/13} I^{-1} P^{-1},$$
 (3)

где $\alpha_{\rm B}$ – параметр эффективности процесса диффузии в магнитное поле нейтронной звезды аккрецируемого потока и T_0 – температура плазмы.

Оценки величины темпа торможения вращения выбранных нами пульсаров для каждой модели, а также наблюдаемые величины замедления приведены в Таблице 3.

Объект	$\left v_{sd}^{obs} / 10^{-13} \right ,$ Гц с ⁻¹	$\left v_{sd}^{I} / 10^{-13} \right ,$ Гц с ⁻¹	$\left v_{sd}^{\prime\prime} / 10^{-13} \right ,$ Гц с ⁻¹	$\left v_{sd}^{III} / 10^{-13} \right ,$ Гц c ⁻¹
OAO 1657–415	22	0.63	2	40
Vela X–1	1.1	0.0071	0.24	4.5
4U 1907+09	0.74	0.0019	0.089	1.6
4U 1538–52	0.55	0.0016	0.081	1.5
GX 301–2	4.9	0.0028	0.31	6.8
X Persei	0.24	0.0013	0.034	0.63

Таблица 3. Максимальный темп замедления осевого вращения нейтронных звезд в рентгеновских пульсарах.

4. Заключение

Приведенные в Таблице 3 величины темпа замедления показывают, что первые две модели не в состоянии объяснить наблюдательный темпа замедления вращения исследованных нами пульсаров. В то же время темп замедления предсказываемый моделью учитывающей магнитное поле аккрецируемого потока

Таблица 4. Отношение теоретической величины максимального темпа увеличения периода рентгеновских пульсаров к наблюдаемой.

Объект	$\left \dot{\boldsymbol{V}}_{sd}^{I} \left \dot{\boldsymbol{V}}_{sd}^{obs} \right ight $	$\left \dot{\mathcal{V}}_{sd}^{II} \left \dot{\mathcal{V}}_{sd}^{obs} \right ight $	$\left \dot{m{v}}_{sd}^{III} \left/ \dot{m{v}}_{sd}^{obs} ight. ight $
OAO 1657–415	0.03	0.1	1.8
Vela X–1	0.006	0.2	4.1
4U 1907+09	0.003	0.1	2.2
4U 1538–52	0.003	0.15	2.7
GX 301–2	0.0006	0.06	1.4
X Persei	0.005	0.14	2.6

может быть согласован с наблюдениями при помощи параметра эффективности $k_{\rm m}$, значение которого при расчетах табличных значений было принято за 1. Таблица 4 иллюстрирует величину отношения темпа замедления, обеспечиваемого моделью магнитной аккреции, к наблюдаемой величине.

Литература

- 1. D. Chakrabarty, Z. Wang, A.M. Juett, et al., Astrophys. J. 573, 789 (2002).
- 2. M.A. Chichkov, R.A. Syunyaev, I.Yu. Lapshov, et al., Astron. Lett. 21, 435 (1995).
- 3. W. Coburn, W.A. Heindl, D.E. Gruber, et al., Astrophys. J. 552, 738 (2001).
- 4. W. Coburn, W.A. Heindl, R.E. Rothschild, et al., Astrophys. J. 580, 394 (2002).
- 5. N.L.J. Cox, L. Kaper, and M.R. Mokiem, Astron. and Astrophys. 436, 661 (2005).
- 6. G. Cusumano, T. Di Salvo, L. Burderi, et al., Astron. and Astrophys. 338, L79 (1998).
- 7. H. Delgado-Marti, A.M. Levine, E. Pfahl, S. Rappaport, Astrophys. J. 546, 455 (2001).
- 8. N.R. Ikhsanov and M.H. Finger, Astrophys. J. 753 (2012).
- 9. N.R. Ikhsanov, Mon. Not. R. Astron. Soc. 424, L39 (2012).
- 10. Н.Р. Ихсанов, Н. Г. Бескровная, Астрон журн. том 89, No 8, 652 (2012).
- 11. L. Kaper, A. van der Meer, and F. Najarro, Astron. and Astrophys. 457, 595 (2006).
- 12. S. Karino, Publ. Astron. Soc. Japan. 59, 961 (2007).
- 13. I. Kreykenbohm, W. Coburn, J. Wilms, et al. Astron. and Astrophys. 395, 129 (2002).
- 14. I. Kreykenbohm, J. Wilms, W. Coburn, et al. Astron. and Astrophys. 427, 975 (2004).
- 15. В.М. Липунов, Астрофизика нейтронных звезд (М.: Наука, 1987).
- 16. A. Lutovinov, S. Tsygankov, and M. Chernyakova, Mon. Not. R. Astron. Soc. 423, 1978 (2012).
- 17. F. Nagase, S. Hayakawa, N. Sato, et al., Publ. Astron. Soc. Japan. 38, 547 (1986).
- 18. N.R. Robba, G. Cusumano, M. Orlandini, et al., Astrophys. J. 401, 685 (1992).
- 19. S. Sahiner, S.C. Inam, and A. Baykal, Mon. Not. R. Astron. Soc. 421, 2079 (2012).
- 20. N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsdotter, Mon. Not. R. Astron. Soc. 420, 216 (2012).
- 21. M.C. Weisskopf, R.F. Elsner, W. Darbro, et al., Astrophys. J. 278, 711 (1984).
- 22. http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/pulsar/
- 23. http://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/
- 24. В.Ф. Шварцман, Астрон. Журн. 48, 479 (1971).
- 25. G.S. Bisnovatyi-Kogan and A.A. Ruzmaikin, Astrophys. and Space Sci. 28, 45 (1974).
- 26. G.S. Bisnovatyi-Kogan and A.A. Ruzmaikin, Astrophys. and Space Sci. 42, 401 (1976).

ON EVOLUTION OF SPIN PERIOD OF X-RAY PULSARS

Likh I.S., Ikhsanov N.R.

The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo

The evolution of a neutron star can be presented as a sequence of stages. These stages are defined by the mechanism of interaction between the magnetic field of the neutron star and the surrounding matter. The spin evolution of an accreting neutron star can be presented within this approach in a form of equation in which the spin-up and spin-down torques applied to the star from the accretion flow are taken into account. The values of these torques depends on the model of the interaction. Solving this equation for different models and compare the results with observations one finds the most appropriate accretion model. This method is applied in this paper to 6 long-period X-ray pulsars.

ДИСТАНЦИОННЫЙ ПРОЕКТ «ЗВЕЗДНАЯ ОДИССЕЯ»

Михайлова Т.М., Чемонин К.А., Высоцкая Е.В., Царева Н.А., Подковырина О.Н.

Нижегородский государственный педагогический университет имени Козьмы Минина, город Нижний Новгород, Россия

Введение

Когда-то покорение «космического океана» было лишь призрачной мечтой творческих и неординарных умов. Именно эти великие люди, за плечами которых лежат десятки и сотни грандиозных открытий, дали нам возможность выйти в открытый космос. С каждым новым, казалось бы, невероятным открытием мир кажется всё шире и красочнее. Каждый человек воспринимает звездное небо посвоему. Но всё же для каждого поколения оно остаётся загадкой, которую человечество пытается разгадать чуть ли не с самого зарождения общества. И как приятно осознавать, что на земле, откуда ты родом, астрономия всегда была предметом особого интереса и почитания.

Многие учителя еще помнят, что курс астрономии был обязательным предметом в системе общешкольного образования. Сейчас это уже не так.

И, тем не менее, интерес к астрономии и космонавтике не угас. Проводятся разноуровневые олимпиады, викторины и конференции по астрономии и космонавтике, очные, заочные и дистанционные.

Цель нашего проекта: привлечение молодежи в науку посредством ДОТ (дистанционных образовательных технологий) через игру-конкурс «Звездная одиссея». А также расширить и углубить представления о специфике современной астрономии и космонавтики, опираясь на имеющиеся знания учащихся.

Актуальность

В последнее десятилетие, в связи с реформами в образовании, в школе внимание астрономии практически не уделяется, единственный способ школьников узнать об этой науке – самостоятельный поиск материала, либо дополнительные занятия с учителями физики (кружки, факультативы и т.д.). Не смотря на всё это, олимпиады, конкурсы и конференции по астрономии продолжают проводиться, и показывают, что интерес к данной науке среди школьников не угасает и есть много талантливых детей. Более того, по новым образовательным стандартам астрономию вводят, как предмет по выбору. Поэтому необходимо поддерживать данный интерес, проводить больше мероприятий по данной тематике, в которых талантливые умы могли бы себя реализовать и повысить уровень знаний по астрономии.

Астрономия в Нижнем Новгороде

Нижегородские учащиеся пробуют свои силы в различных астрономических олимпиадах. Ниже приведены статистические данные за последние годы, в которых можно проследить повышение интереса к астрономии нижегородских участников. Но не у всех есть финансовая возможность посещения конференций, конкурсов и т.п. в других городах. Сейчас многие ВУЗы, техникумы, школы переходят на дистанционные Интернет-конференции, конкурсы, проекты. И действительно, современная российская система образования испытывает осознанную потребность в использовании возможностей сетевого взаимодействия участников образовательного процесса средствами социальных сетей.







Обзор

В настоящее время дистанционные проекты очень актуальная и удобная форма проведения мероприятий в сфере дополнительного образования. В данный момент в сети Интернет можно найти много дистанционных-проектов по астрономии, но в основном это дистанционные викторины и олимпиады (http://deckosatka.ippk.ru, http://www.nic-snail.ru, http://www.vostok1start.ru/pol.php и т.п.). Проектов, которые реализуют Интернет-конкурсы в онлайн-режиме, обнаружено не было. Наш проект проводится как в offline, так и online режиме. Он включает в себя творческое задание - разработку собственного проекта, заочную викторину, online-игру. В дальнейшем планируется проведение вебинаров. Так же немаловажным фактором является то, что проект имеет социальный характер и, соответственно, является бесплатным для участников.

Техническая реализация проекта

Успешная социализация современного человека в условиях информационного общества неразрывно связана с развитием гибкой распределенной системы непрерывного образования, на основе использования дистанционных образовательных технологий (ДОТ). Сущность ДОТ заключается в том, что "учащийся и преподаватель пространственно отдалены друг от друга", но при этом они могут находиться в постоянном взаимодействии, организованном с помощью особых приемов построения учебного процесса, форм контроля, методов коммуникации посредствам электронной почты и прочих интернет-технологий. ДОТ многофункциональны, они отличаются разнообразием форм и моделей, гибкостью организации.

Для реализации нашего проекта было выбрано несколько социальных сетей (www.community.centersot.org, www.vkontakte.ru, www.facebook.com, www.twitter.com), позволяющих легко и удобно реализовывать ДОТ, а также распространять информацию о нашем проекте. Впоследствии был создан официальный сайт проекта **www.spacetravel.ucoz.ru**. В данный момент сайт "Звёздная Одиссея" перенесён на Google по адресу https://sites.google.com/site/zvodis/.

Cpeдa Google

Среда Google была выбрана не случайно, так как она содержит необходимые инструменты для создания интерактивного сайта, а так же сетевые средства для совместной творческой деятельности необходимой в 21 веке: поиск информации, классификация, совместное редактирование, мультимедийное творчество.

Среда Google содержит множество инструментов, которые могут оказаться полезны для индивидуальной и совместной деятельности. Сервисы Google ориентированы на сетевое взаимодействие людей и для образования в этой среде важны возможности общения и сотрудничества. Список сервисов и инструментов Google.

Cpeдa Google = Общение + Сотрудничеств

Кроме обычного поиска, <u>Google</u> предлагает ряд сервисов и инструментов для различных нужд.

<u>GoogleSites</u> — бесплатный хостинг, использующий вики-технологию.

GoogleAnalytics — бесплатный сервис, предоставляющий детальную статистику по трафику веб-сайта.

Blogger — это сервис для ведения блогов, позволяющий держать на своём хостинге только программное обеспечение, а всю информацию: записи, комментарии и персональные страницы в СУБД на серверах Google.

GoogleCalendar — онлайновый сервис для планирования встреч, событий и дел с привязкой к календарю. Возможно совместное использование календаря группой пользователей. Кроме того, сервис интегрирован с Gmail.

<u>GoogleDocs</u> — веб-ориентированное приложение для работы с документами, допускающее совместное использование документа.

<u>Gmail</u> — бесплатная электроннаяпочта с большим объёмом места для хранения сообщений (более 7,2 Гб), с доступом по РОРЗ и удобным вебинтерфейсом. Также является OpenID-провайдером для всех служб Google.

GoogleMaps — набор карт, построенных на основе бесплатного картографического сервиса.

<u>GooglePicasa</u> — персональные галереи фотографий. <u>GoogleReader</u> — RSS-аггрегатор, позволяющий читать потоки новостей в форматах Atom и RSS.

<u>GoogleTalk</u> — программа для обмена мгновенными сообщениями (на основе протокола ХМРР) и интернет-телефон.

GoogleTranslate — система статистического машинного перевода слов, текстов, фраз, веб-страниц между любыми парами языков.

GoogleWebmasters — инструменты для вебмастеров.

YouTube — видеохостинг.

GoogleAdSense — сервис контекстной рекламы, позволяющий заработать хозяевам страниц с большой посещаемостью. Программа автоматически доставляет текстовые и графические объявления, рассчитанные на веб-сайт и его содержание.

С помощью этих сервисов, можно быстро и удобно наполнять сайт контентом, делать рассылку, создавать формы регистрации, вести удобную карту мероприятий, а так же отслеживать посещаемость сайта (количество, демографию, источник трафика и т.п.). Стоит отметить, что сервис очень удобен для редактирования всем организаторам проекта.

А благодаря функции "RSS" наши участники всегда в курсе самых свежих новостей сайта!

Продвижение сайта

Основной метод продвижения сайта нашего проекта осуществляется посредством "Тематического таргетинга" (привязка между контентом сайта и темой объявления) направленный на целевую аудиторию, такую как школы и образовательный учреждения

Основными инструментами продвижения нашего сайта в сети интернет является SMM – SocialMediaMarketing

•Создание, ведение и продвижение сайта(LiveJournal, Twitter, Facebook);

•Скрытый маркетинг на форумах;

•Продвижение в социальных сетях (ВКонтакте, Facebook, Centersot);

•Распространение информации на тематических сообществах ЖЖ, LI, mail.ru; •Рассылка на электронные адреса школа

Так же продвижение осуществляется путём внутренней оптимизации сайта: •Оптимизация структуры: на каждый поисковый запрос – своя страница.

•Оптимизация текстов: определенный процент ключевых слов на целевой странице.

•Уникальный контент.

•Большое количество контента на заданную тему.

•Постоянные обновления.

Отслеживание изменения всей динамики посещаемости нашего сайта, ведётся с помощью сервиса "GoogleAnalytics"

Это средство веб-аналитики, помогающее нам узнать, как посетители взаимодействуют с нашим веб-сайтам. Мы можем получать разнообразные отчеты о том, как посетители взаимодействуют с сайтом, и благодаря этому совершенствовать его. GoogleAnalytics осуществляет сбор информации анонимно. Система отражает тенденции работы с веб-сайтом без идентификации отдельных посетителей.

Описание проекта «Звёздная Одиссея»

Условия игры-конкурса

Принять участие могут команды 5-6 и 7 -9 классов. Количество участников каждой команды от 3 до 5 человек.

Игра-конкурс проводится в несколько этапов.

<u> I этап (заочный)</u>

Домашнее задание. Работы принимаются до 31 января 2013 года.

1. Создать команду из 3-5 человек. Выбрать в команде командира экипажа, штурмана, научного сотрудника, космоинжинера и космокока.

Каждый член команды отвечает за свою часть миссии.

Командир – цель миссии и обоснование выбранного космического объекта.

Штурман – прокладывает путь к объекту, к которому отправится экипаж (в какой части Галактики или созвездия находиться выбранный объект, какие остановки возможны в путешествии).

Космоинженер – описание и эскиз космического корабля.

Научный сотрудник – описание космического объекта, к которому направляется экипаж. Создание коллажа или рисунков, отражающих космическую миссию.

Космокок – изготовление космического блюда (сделать фотографию этого блюда)

2. Придумать название своей команды.

3. Выбрать космический объект, в пределах нашей Галактики (туманность, черную дыру, экзапланету, скопление звезд или звезду), к которому отправится экипаж с космической миссией.

4. Написать доклад об этой миссии.

В доклад входит:

- титульный лист с указанием названия миссии, Ф.И.О. участников и руководителя, город, школа и класс;

- состав экипажа;
- цель миссии;
- описание космического корабля;
- описание объекта исследования;
- создание презентации.

5. Сделать рисунок (от руки или на компьютере) на тему "Космическая миссия"

6. Приготовить космическое блюда и прислать его описание и фотографию.

<u>II этап (заочный, промежуточный)</u>

Космическая викторина. Проводиться с 1 по 28 февраля.

Во 2-й этап выходят команды, которые прошли заочный тур. В заданный срок на сайте будут выложены вопросы к викторине, на которые необходимо ответить командам.

<u>III этап (очный).</u>

Время проведения - 6 апреля 2013 года. Защита проектов (7-10 минут) Online игра "КосмоТур"

Описание игры «КосмоТур»

КосмоТур – это увлекательное путешествие по неизведанным уголкам Вселенной. Космические экипажи столкнутся с рядом трудностей и задач. Юным покорителям космоса придётся задействовать не только свои знания в области астрономии и космонавтики, но и проявить оригинальность, творчество, продемонстрировать умение действовать в команде.

Экипажам будет представлена космическая карта. На ней под номерами будут зашифрованы объекты, к которым предстоит отправиться командам. Объекты представляют собой задачи-ситуации или вопросы (с вариантами ответов или без них).

Вопросы-тесты. За правильный ответ команда получает +2 балла, за неправильный – не получает ни одного балла.

Второй тип объекта представляет собой вопрос открытого типа, т.е. варианты ответов отсутствуют. За правильный ответ команда может получить максимум +3 балла.

Задачи-ситуации. Команда должна проявить умение работать сообща, показать уровень эрудиции, творчества и оригинальности. Данный конкурс будет оцениваться по следующим критериям:

- научная обоснованность +3 балла

- оригинальность и творческий подход +3 балла

Т.е. максимальное количество баллов, которое команда может получить за «задачу-ситуацию» +6 баллов.

Награждение

По итогам конкурса будут определяться победители. В дистанционном проекте дипломы будут выложены на страничке нашего сайта. В локальном и региональном непосредственно вручены победителям.

Заключение

В заключение нам хотелось бы отметить, что проект развивается и постоянно дополняется, и мы стремимся к тому, чтобы наш сайт стал площадкой для взаимодействия школьников, интересующихся астрономией, и специалистов, готовых поделиться своими знаниями. И ближайшей время нашей целью в развитии проекта, является организация вебинаров. И мы будем рады сотрудничеству с теми, кому есть чем поделиться и особенно с теми, кто сможет зажечь звездочки в душах детей!

DISTANCE LEARNING PROJECT "STAR ODYSSEY"

Mikhailova T.M, Chemonin K.A, Vysotskya E.V, Tsareva N.A, Podkovyrina O.N. Minin Nizhni Novgorod State Pedagogical University

The project "Star Odyssey" includes the developed methodology based on the latest technology and meets the requirements of modern society. This project is the involvement of the younger generation in science through distance learning technologies. The project is topical, because of the reforms in education astronomy is not taught at school today and the only way students can learn about this science is an independent search for facts information. Currently, distance learning projects are very relevant and convenient in the field of further education. At this point in the Internet you can find a lot of distance learning projects in astronomy, but they are mostly distance learning quizzes and olympiad. Our project is carried in offline and online modes. It includes a creative task to develop their own projects, distance quiz and online- game. It is planned to conduct webinars. It is important that the project is free of charge for participants. Our web site is *https://sites.google.com/site/zvodis/home*.

НАБЛЮДЕНИЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК В НИАИ ИМ. В.В. СОБОЛЕВА СПБГУ

Морозова Д.А.¹, Троицкий И.С.¹, Ларионов В.М.¹, Ларионова Л.В.¹, Эрштадт С.Г.^{1,2}, Блинов Д.А.¹, Копацкая Е.Н.¹, Константинова Т.С.¹, Ларионова Е.Г.¹, Павлова Ю.В.¹, Мокрушина А.А.¹

¹СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия ²ИАИ, Бостонский Университет, Бостон, США

Характерной особенностью блазаров является быстрая переменность в полном и поляризованном потоках. Полноценный анализ требует получения плотных рядов наблюдений. Группой наблюдателей СПбГУ регулярно проводятся мониторинговые наблюдения АЯГ, в том числе и в рамках международных программ. Основными инструментами для наблюдений являются телескопы LX200 (16", СПбГУ) и АЗТ-8 (0.7 м, КрАО). Программа наблюдений включает в себя около 40 АЯГ. Помимо фотометрии в полосах B, V, R, I, также проводится поляриметрия большинства программных источников. Благодаря организационным, методическим и техническим решениям удалось добиться высокой эффективности использования наблюдательного времени. Для многих объектов были получены уникальные ряды наблюдений.

1. Введение

АЯГ являются самыми мощными во Вселенной устойчивыми источниками излучения. Наиболее выраженной активностью среди этих источников обладают блазары, которые показывают быструю переменность с большой амплитудой во всех диапазонах длин волн (от радио до гамма), обладают высокой и переменной поляризацией излучения.

Для полноценного изучения таких источников требуется как можно более продолжительные и плотные ряды наблюдений. К числу наиболее успешных международных программ мониторинга активных ядер галактик относится WEBT. Одно из условий работы по программе WEBT - выделение значительного (не менее 30%) наблюдательного времени на мониторинг активных внегалактических объектов. Тем самым, разумеется, получают приоритет относительно небольшие (до 1 метра) телескопы, где такое распределение наблюдательного времени в принципе возможно. Наша группа участвует в этом проекте с 1999 года, используя результаты, полученные на телескопах АЗТ-8 и LX-200 в оптическом диапазоне. Начиная с 2005 года, одним из основных инструментов для мониторинга АЯГ в НИАИ СПбГУ является 16" телескоп Meade LX200.

2. Наблюдения на телескопах LX200 и АЗТ-8

В настоящее время программа СПбГУ по мониторингу АЯГ проводится главным образом на двух телескопах LX-200 (СПбГУ), АЗТ-8 (КрАО). В программу наблюдений входят 49 объектов, 40 из которых являются АЯГ, программа наблюдений доступна на сайте http://lacerta.astro.spbu.ru/?q=program. На телескопе LX-200 все наблюдательное время посвящено программе мониторинга АЯГ, на АЗТ-8 - примерно половина наблюдательного времени. Основные характеристики данных телескопов приведены в табл. 1.

Для наблюдений на телескопах АЗТ-8 и LX-200 использовались ПЗСкамеры ST7 XME, изготовленные компанией SBIG. Камеры на обоих телескопах оснащены блоком широкополосных фильтров UBV (Джонсона) и R_cI_c (Казинса). Таким образом, стандартное оборудование позволяет проводить пятицветные фотометрические наблюдения. На АЗТ-8 к набору широкополосных фильтров был добавлен второй блок с поляроидами - две пластины Савара, ориентированные под углами 0° и 45° к экваториальной плоскости (для наблюдения относительных параметров Стокса q и и). Двухблочная система расположения фильтров позволяет менять анализаторы и широкополосные фильтры одновременно и получать, таким образом, поляриметрию в любом фильтре. Однако для блазаров зависимость степени и позиционного угла поляризации от длины волны достаточно мала, поэтому поляриметрические наблюдения, проводимые на телескопе АЗТ-8, ограничиваются фильтром R, который имеет наилучшее отношение сигнал-шум. По причине меньшей апертуры телескопа LX-200 пришлось отказаться от измерений поляризации с использованием комбинации "поляризационный фильтр + широкополосный фильтр", однако собственная полоса пропускания поляриметра близка к полосе R. Кроме того, как отмечалось выше, для блазаров зависимостью поляризации от длины волны можно пренебречь.

Название телескопа	Оптическая схема	Диаметр главного зеркала	Фокусное расстояние	Поле зрения	
LX200	Шмидт-Кассегрен	406 мм	4060 мм	14.3'x9.5'	
A3T-8	Главный фокус пара- болического зеркала	700 мм	2780 мм	8.1'x5.4'	

Таблица 1.

Процедура обработки включает в себя первичную обработку (вычитание темновых кадров), учет плоского поля и суммирование кадров, фотометрию, определение параметров поляризации.

Для обработки оптических данных, получаемых на телескопах A3T-8, LX-200 используется пакет программ PHOT [1], использующий в своей основе пакет SExtractor. PHOT позволяет проводить апертурную фотометрию в автоматическом и ручном режиме с контролем результатов на всех этапах выполнения. Данный пакет даёт возможность производить как фотометрию с фиксированной апертурой (в случае объектов с протяжённой подложкой), так и апертурой зависящей от качества изображений.

Преимуществом пакета РНОТ является высокая скорость обработки без потери точности результатов по сравнению с PSF-фотометрией; высокая точность определения координат объектов; пользовательский контроль процесса обработки на каждом шаге. Более подробно процесс обработки, перевод инструментальных звездных величин и вычисление ошибок фотометрии описаны в работах [2] и [3].

Статистика наблюдений

За период с 24.03.05 по 11.08.12 было сделано 28728 оценок блеска в 4 полосах (см. рис. 1). Самая слабая точка — B = 20.623±0.472^m (PV Сер на MJD = 54355). Самая продуктивная ночь — MJD = 54471, когда только с помощью LX-200 было сделано 168 оценок блеска. Самых непродуктивных ночей 12, когда было сделано по 1 оценке блеска. В среднем за ночь получается 26 оценок блеска. Распределение числа наблюдений во всех полосах по объектам приведено на рис. 2. Распределение наблюдательных ночей по месяцам для телескопов АЗТ-8 и LX200 приведено на рис. 3. Видно, что количество ночей примерно одинаково, несмотря на то, что на АЗТ-8 нашей группе доступно 50% наблюдательного времени, а на LX200 — 100%. Однако этот факт не умаляет ценность данных, полученных с LX200. Переменность в полном и поляризованном потоке является одним из основных источников информации о блазарах. Таким образом, для полноценного анализа необходимы плотные ряды наблюдений, включающие в себя как фотометрию, так и поляриметрию. Особенно важны синхронные наблюдения в различных частях Земли для поляриметрии. Положение плоскости поляризации определяется с точностью до ±180°, вследствие чего, при недостаточной плотности наблюдений, может оказаться невозможным надёжное определение ни направления вращения, ни полного угла поворота. Помимо прочего только на LX200 были получены важные уникальные наблюдения, например для объекта pks1510-089 был зафиксирован самый высокий уровень потока с 1948 г. (см. [4]). С 2005 года по данным LX200 и АЗТ-8 нашей группой было опубликовано 35 Астрономических Телеграмм ATels.

Существенный вклад в увеличение наблюдательного материала вносит международное сотрудничество. НИАИ СПбГУ тесно сотрудничает с различными зарубежными и российскими исследовательскими группами, в том числе, с группой исследователей из Бостонского Университета, которая проводит программу мониторинга АЯГ на радиоинтерферометре VLBA на частоте 43 ГГц и регулярные оптические наблюдения на телескопе Perkins (Лоуэлловская обсерватория, США). При сотрудничестве с ГАО РАН проводятся наблюдения



Рис. 1.



Рис. 2.

Рис. 3.

на инфракрасном телескопе АЗТ-24 (ГАО РАН) на станции Кампо-Императоре (Италия). Помимо наблюдений на наземных телескопах, запуск космической гамма-обсерватория Fermi в корне изменил ситуацию с наблюдениями в гаммадиапазоне. Данные обсерватории находятся в открытом доступе и активно используются нашей группой.

3. Результаты наблюдений и обсуждение

Нашей группой совместно с группой Бостонского Университета при анализе наблюдений в радио, оптическом и гамма-диапазонах спектра были получены важные данные о деталях структуры джетов блазаров и строении активных ядер, которые отражены в публикациях в ведущих журналах. Приведем некоторые из них.

3.1. Вспышка 1510-089

Блазар pks1510-089 является типичным представителем своего подкласса: имеет плоский спектр, сверхсветовые движения в джете (до 45с [5]), демонстрирует сильную переменность потока на всех длинах волн, имеет сильную переменную поляризацию, является источником гамма-излучения. В первой половине 2009 года у этого объекта наблюдалась серия вспышек, включая самую мощную, пиковые точки которой были получены на LX200. За время вспышки произошло вращение EVPA на ~720° и увеличение степени поляризации до ~35%. Детальное описание наблюдений можно найти в нашей работе [6]. В этой работе также представлены радиоизображения объекта на частоте 43 ГГц (VLBA) на которых показано движение яркой компоненты, которая прошла через ядро в момент JD 2454959±4. В данном случае серия вспышек интерпретиро-

валась нами как движение одного и того же источника излучения по спиральной траектории в джете, ответственного за все вспышки. На рис. 4 представлены кривая блеска в фильтре R, изменение степени поляризации и позиционного угла поляризации.



Рис. 4.

Скорее всего, вспышки 1,3 и 7, с очень слабым вкладом в оптической части спектра, были обусловлены внезапным увеличением плотности фоновых оптических или ИК-фотонов, а не энергетизацией электронов. Вероятно, источником фотонов была более медленная оболочка джета. Вспышки 5 и 8, во время которых наблюдается быстрый рост потока в оптике, предполагают энергетизацию электронов до $\gamma \sim 10^{3.5\pm0.3}$. В этих случаях γ излучение может порождаться SSC механизмом. Высокий уровень потока и поляризации во время вспышки 8 предполагает более сильное и упорядоченное магнитное поле. Это согласуется с интерпретацией, что радиоядро на частоте 43 ГГц — стоячая ударная волна. Вспышка 8 произошла

в конце вращения и совпала с появлением нового сверхсветового компонента в радиоядре. Направление поляризации в этом компоненте совпало с оптическим. Более подробное обсуждение результатов приведено в работе [6].

3.2. Вспышка 0716

Блазар S 50716+71 является одним из интенсивно изучаемых объектов типа BL Lac. Источник вел себя активно в течение всего времени наблюдений. В апреле 2008 года у объекта наблюдалась мощная вспышка, сопровождавшаяся вращением EVPA на ~360°. Поворот позиционного угла поляризации свидетельствует о существовании спирального магнитного поля в джете, по силовым линиям которого движется узел яркости (как случае BL Lac [7], pks1510-089 [6], s40954+658 [8]). В октябре 2011 у объекта произошла еще одна вспышка, которая совпала с историческим максимумом в гамма-диапазоне (см. [9]). Вращение EVPA составило ~200°, значение поляризации превышало 20%. Важно отметить, что мы могли бы не заметить вращения, если бы наблюдения не проводились в трех местах одновременно (Санкт-Петербург, Крым, Аризона). На рис. 5а представлена кривая блеска объекта, изменение степени поляризации и вращение EVPA.

Нами была произведена обработка и моделирование изображений источника на частоте 43 ГГц, полученных с помощью радиоинтерферометра VLBA (США). Более подробно процедура обработки описана в работе [5]. Нами были выявлены два узла яркости K1(β_{app} = 43±2c) и K3(β_{app} = 21±2), показавшие движе-





ние за время наблюдений. Также были обнаружены компоненты, которые не показали значительного движения за время наблюдений. На рис. 5б представлено изменение расстояния компонент от радиоядра с течением времени. Компонента К3 прошла через ядро джета в MJD 55850±10, что в пределах ошибок совпадает с максимумом вспышки в гамма-диапазоне. Это предполагает, что события произошли в одной и той же области джета. Помимо этой вспышки ранее у объекта наблюдалась менее мощная вспышка в оптическом и гамма-диапазоне, центр которой соответствует MJD 55625. Компонента К1 прошла через ядро в MJD 55650±54 (2011.23±0.15),что согласуется с временным интервалом вспышки, но позже максимума. В этом случае можно предположить, что гамма и оптическая вспышки произошли в области перед ядром джета. Данные результаты носят предварительный характер, предполагается дальнейший более подробный анализ.

4. Заключение

В ходе программы мониторинга АЯГ в НИАИ СПбГУ для многих объектов были получены уникальные ряды наблюдений, в том числе рекордные уровни блеска, быстрая (в течение ночи) переменность, высокая поляризация и сильное

вращение EVPA. Наша программа наблюдений доступна в интернете (http://lacerta.astro.spbu.ru/?q=program) вместе с предварительными кривыми блеска, обновляемыми, как правило, после каждой наблюдательной ночи. Совместно с группой Бостонского Университета при анализе наблюдений в радио, оптическом и гамма-диапазонах спектра были получены важные данные о деталях структуры джетов блазаров и строении активных ядер

Дальнейшие мониторинговые фотометрические и поляризационные наблюдения и изучение субпарсековой структуры будут способствовать более детальному пониманию физики блазаров. Мы ожидаем увидеть подобную структуру вспышек до и после прохождения возмущения через ядро джета или же отклонения от данного сценария, что в свою очередь позволит выявить диапазон различий в поведении блазаров.

Литература

- 1. Копацкая Е.Н., Ларионов В.М. Фотометрические и поляриметрические наблюдения с ПЗС-камерой на телескопах LX200 и АЗТ-8: Учебно-методич. пособие. Санкт-Петербург: НИИИХ СПбГУ, 2007. 25 с.
- 2. *Блинов Д.А.* Строение джетов блазаров по результатам оптического мониторинга: Кандидатская диссертация/ СПбГУ 2011.
- 3. *Ефимова Н.В.* Цветовая и поляризационная переменность блазаров: Кандидатская диссертация / ГАО РАН 2009.
- 4. Larionov V.M., Konstantinova T.S., Blinov D.A. // V.2009, The Astronomer's Telegram, 2045, 1.
- 5. Jorstad, S.G., Marscher, A.P., Lister M.L. et al. // 2005, AJ, 130, 1418.
- 6. Marscher, A.P., Jorstad, S.G., Larionov, V.M. et al. // 2010, ApJ, 710, L126.
- 7. Marscher, A.P., Jorstad, S.G., D'Arcangelo, F.D. et al. // 2008, Nature, 452, 966.
- 8. Larionov, V.M., Jorstad, S.G., Marscher, A.P., Morozova, D.A., Troitsky, I.S., Blinov, D.A., Kopatskaya, E.N., & Larionova, E.G. // 2011 Fermi Symposium, eConf C110509.
- 9. Blinov, D., Morozova, D., & Larionov, V. // 2011, The Astronomer's Telegram, 3700, 1.

AGN OBSERVATIONS BY TEAM OF SOBOLEV ASTRONOMICAL INSTITUTE SPBSU

Morozova D.A.¹,Troitskiy I.S.¹, Larionov V.M.¹, Larionova L.V.¹, Jorstad S.G.^{1,2}, Blinov D.A.¹, Kopatskaya E.N.¹, Konstantinova T.S.¹, Larionova E.G.¹, Pavlova Y.V.¹, Mokrushina A.A.¹

¹St.Petersburg State Univ., Russia ²IAR, Boston University, Boston, USA.

The fast variability in total and polarized flux is prominent feature of blazars. Reliable analysis requires dense series of observations. SPbSU team perform regular monitoring about 40 AGN, partly through international programs. The basic instruments for these purposes the 0.4 m telescope LX200 (SPbSU) and the 0.7 m telescope AZT-8 (Crimean Astrophysical Observatory). Unique series of observations were obtained for many objects. We observe full flux in B, V, R, I bands and polarized flux in R band. Thanks to organizational, methodological and technical solutions we use the observational time with very high efficiency.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ ТРАНЗИТОВ ЭКЗОПЛАНЕТ (TTV method) НА ОСНОВЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Соков Е.Н., Верещагина И.А., Мартюшева А.А., Петрова С.Н.

ГАО РАН (Пулковская обсерватория), Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе представлены полученные на основе наблюдательных данных изменения моментов середин транзитов для экзопланет Qatar-1b, WASP-12b и WASP-11b/HAT-P-10b. Проведен частотный анализ полученных рядов данных с помощью метода CLEAN и метода Скаргла, в результате которого сделаны оценки периодов изменения моментов середин транзитов для данных экзопланет. Кроме того, для экзопланеты Qatar-1b был уточнен период орбитального движения вокруг родительской звезды и ее радиус.

Введение

Задача обнаружения и изучения экзопланет представляет огромный научный интерес с точки зрения понимания происхождения и эволюции планетных систем. До недавнего времени было неизвестно является ли Солнечная система уникальной во Вселенной, а однозначного представления об её происхождении нет до сих пор. С обнаружением первых экзопланет, наконец, появилась возможность взглянуть на эволюцию планетных систем со стороны, и, таким образом, построить общую теорию происхождения и эволюции планетных систем у звезд различных классов. Данный вопрос становится еще интереснее в связи с тем, что первые же обнаруженные планетные системы у других звезд показали сильное отличие по своей структуре от Солнечной системы. В частности, планеты-гиганты типа Юпитера, как правило, обнаруживаются на очень близких расстояниях от звезды, в то время как в Солнечной системе дело обстоит как раз наоборот.

С момента обнаружения первых экзопланет прошло уже более двадцати лет. Первые методы поиска таких редких на тот момент объектов имеют названия «Метод лучевых скоростей», «Метод временной задержки у пульсаров». Долгое время исключительно только этими методами открывали все новые и новые экзопланеты.

В 2000 году после подтверждения существования планеты у звезды HD209458 методом определения лучевых скоростей телескопом Хаббл были обнаружены регулярные изменения блеска у этой звезды, которые, как было доказано в дальнейшем, были обусловлены прохождением планеты по диску звезды и вследствие этого - уменьшением на 1.5 процента яркости звезды [1]. С появлением этой экзопланеты появился и новый метод поиска экзопланет, который получил название «Транзитный метод».

В последующие годы этот метод стал активно развиваться, ввиду простоты получения наблюдательных данных даже с использованием телескопов сравнительно небольших апертур. К сегодняшнему моменту появилось два космических проекта, которые для поиска экзопланет используют именно этот метод

(проекты«Kepler»(http://kepler.nasa.gov/)и«Corot»(http://smsc.cnes.fr/COROT/index.htm)), а также несколько наземных проектов,
осуществляющихпоискэкзопланет,
такихтаких«SuperWASP»(http://www.superwasp.org/), «HAT Net Project»(http://www.hatnet.hu/)и др.

С накоплением наблюдательных данных для подтверждённых экзопланет, полученных транзитным методом за более чем десятилетний период развития этого метода, становится возможным прослеживать характер изменения во времени параметров, получаемых из наблюдений. К числу таких параметров относятся: моменты начала, середины и конца транзитов, продолжительность транзитов, глубина падения блеска в момент прохождения планеты по диску звезды и угол наклона орбиты экзопланеты.

В 2005 году в работе [2] впервые были представлены теоретические расчёты возмущающего влияния невидимого объекта на движение по своей орбите наблюдаемой экзопланеты. Данный метод получил название «Method of Transit Timing Variations (TTVs)». На тот момент ещё не представлялось возможным применить этот метод на имеющемся наблюдательном материале. Но, с появлением таких проектов, как «Kepler», а также с накоплением наблюдательных данных на достаточном интервале времени, только сейчас стало возможным применять этот метод на практике для реальных планетных систем. Впервые этим методом была открыта планета KOI 872с [3]. Также есть еще несколько работ, в которых на основе данного метода предполагается существование других, новых планет [4, 5].

В 2009 году в работах [6, 7] был предложен новый модифицированный метод «Transit Duration Variation (TDV)», основанный на методе «Method of Transit Timing Variations (TTVs)», благодаря которому авторы предлагают проводить оценки возможного существования экзолун в изучаемых планетных системах. Такая техника ещё только находится в стадии развития.

С появлением и развитием подобных методов, на основе анализа накопленного наблюдательного материала для транзитных экзопланет появляется возможность обнаруживать новые экзопланеты, а также экзолуны.

Методы исследования

Для исследования накопленного наблюдательного материала для ряда экзопланет использовались наблюдения, полученные авторами данной работы на телескопах ЗА-320M и МТМ-500М [8], а также наблюдения других авторов, до-Чешского астрономического ступные В базе данных сообщества http://var2.astro.cz/ETD. Наблюдения выбирались с таким расчетом, чтобы полученная кривая падения блеска звезды при транзите экзопланеты позволяла определять момент середины транзита с точность не хуже 0.8 минут. Таким образом, были получены ряды данных для моментов середин транзитов, а также их продолжительности и глубины падения блеска для экзопланет Qatar-1b, WASP-12b, WASP-11b/HAT-P-10b. Для этих экзопланет полученные ряды данных для моментов середин транзитов проявляли заметное изменение со временем.

Полученные ряды данных были исследованы на предмет наличия периодичностей с помощью двух разных методов частотного анализа – метода CLEAN и метода Скаргла.

Метод CLEAN впервые был предложен в 1974 году Хогбомом для чистки «грязных карт», получаемых при апертурном синтезе в радиоастрономии [9]. Одномерная версия данного метода используется при частотном (спектральном) анализе неравномерных временных рядов. Суть метода заключается в вычитании из «грязного» спектра вклада гармоник, определяемых с помощью метода, основанного на Фурье-преобразовании. В результате получается «чистый» спектр, на основании которого можно восстановить все пропуски в первоначальном неравномерном временном ряде. С помощью метода также можно оценить амплитуду и фазу соответствующей гармоники. Данный метод является одним из наиболее эффективных при анализе неравномерных временных рядов, к числу которых, как правило, относятся астрономические наблюдения и, в частности, данные, исследуемые в настоящей работе.

Метод Скаргла [10] является альтернативой метода CLEAN. Практический спектральный анализ неравномерных временных рядов опирается на связь между двумя характеристиками временного ряда — периодограмму и спектр мощности [9]. Периодограмма является оценкой спектра мощности временного ряда. Как правило, используется классическая периодограмма Шустера, основанная на вычислении преобразования Фурье. Скаргл предложил, вместо периодограммы Шустера, использовать периодограмму, в основе которой лежит идея аппроксимации временного ряда простой гармонической функцией.

Результаты исследований: экзопланета Qatar-1b

Для экзопланеты Qatar-1b был накоплен ряд наблюдений ее транзитов продолжительностью около двух лет. При этом обнаружилось, что моменты середин транзитов данной экзопланеты заметно меняются со временем. На рисунке 1 показан ряд О-С для моментов середин транзитов экзопланеты Qatar-1b, т.е. разность теоретически предсказанных моментов середин транзитов и моментов середин транзитов, полученных из наблюдений. Прежде всего, заметен существенный линейный тренд, который вероятнее всего связан с изначально неточно определенным периодом обращения экзопланеты Qatar-1b вокруг родительской звезды. На рисунке 1 показано уравнение для полученного линейного тренда. С его помощью в рамках настоящей работы был уточнен период орбитального движения Qatar-1b и внесена соответствующая поправка в исходные данные. На рисунке 2 приведен ряд данных для моментов середины транзитов Qatar-1b с учетом данной поправки, т.е. с использованием уточненного периода. Также приведено уравнение для остаточного линейного тренда, который отражает точность вновь определенного периода. Таким образом, определенный в данной работе период обращения экзопланеты Qatar-1b вокруг родительской звезды равен 1.4200250±0.0000003 суток. Прежний период оценивался как 1.420033 дня.

Помимо линейного тренда, вызванного неточным периодом обращения экзопланеты, данные О-С также показывают заметные вариации, которые, возможно, имеют периодический характер. Для того чтобы выяснить характер этих вариаций, был проведен частотный анализ данного ряда с помощью двух методов – метода CLEAN и метода Скаргла. В результате был надежно выявлен период, присутствующий в данных для моментов середин транзитов, равный 127.3 дня. Но, помимо него, также было обнаружено еще три периода, которые превысили порог 99-процентной вероятности, равных 44, 56.6 и 52 дня соответственно. На рисунке 3 показан спектр мощности, полученный в результате чистки с помощью метода CLEAN, с обозначенным порогом 99-процентной вероятности. Определение первого периода в 127.3 дня является максимально достоверным. Что касается остальных трех периодов, то их достоверность стоит проверить на последующих наблюдательных данных, поскольку они достаточно короткие, а промежуток между соседними наблюдательными данными достаточно велик, чтобы однозначно сказать, насколько полученные периоды реальны и точны. Однако восстановленный ряд с помощью полученных периодов гораздо лучше вписывается в наблюдательные данные, если учесть все четыре периода. На рисунке 4 показан восстановленный ряд с использованием одного периода в 127.3 дня, на рисунке 5 – восстановленный ряд с использованием всех четырех периодов.



Рис. 1.







Рис. 3.



Рис. 4.



Рис. 5.

Кроме ряда данных О-С для моментов середин транзитов частотный анализ был также проведен и для рядов данных продолжительности транзитов и глубины падения блеска при транзите. Полученные ряды данных также показали присутствие четырех периодов, схожих с полученными периодами для О-С. Однако точность данных для ряда глубины падения блеска при транзитах не позволяет делать какие-либо окончательные выводы. Для ряда данных глубины падения блеска полученный результат (восстановленный ряд с использованием четырех найденных периодов) показан на рисунке 6.





Что касается радиуса экзопланеты Qatar-1b, то его прежнее значение считалось равным 1.164 ± 0.05 радиусов Юпитера. Данная оценка была получена на основе первых наблюдений транзитов данной экзопланеты. Однако, на основе двухлетнего ряда накопленных наблюдений транзитов с учетом того, что глубина падения блеска периодически изменяется со временем, радиус данной экзопланеты нельзя определить точно. В рамках настоящей работы было определено среднее значение радиуса экзопланеты Qatar-1b на основе двухлетнего ряда наблюдений с значение радиуса экзопланеты Qatar-1b на основе двухлетнего ряда наблюдений е транзитов. Таким образом, величина радиуса составила 1.22 радиуса Юпитера. Данное значение колеблется в пределах ± 0.44 радиусов Юпитера.

Исходя из всех расчетов, можно предположить, что в рядах данных О-С для моментов середин транзитов, продолжительности транзитов и глубины падения блеска присутствуют периодические изменения. Данные изменения могут быть вызваны возмущениями орбиты экзопланеты Qatar-1b третьим телом, присутствующим в системе, в частности, другой планетой Qatar-1c. В ближайшем будущем планируется получить оценки массы и параметров орбиты возможной планеты, вызывающей соответствующие возмущения орбиты Qatar-1b.

Результаты исследований: экзопланета WASP-12b

Продолжительность ряда наблюдений транзитов экзопланеты WASP-12b составляет четыре года. К сожалению, условия видимости данной экзопланеты

не позволяет наблюдать ее транзиты регулярно. Существуют интервалы, когда ее наблюдать невозможно, длительность которых составляет несколько месяцев. Однако, несмотря на это, полученный ряд О-С для моментов середины транзитов показывает их изменение со временем, носящее долгопериодический характер.

Для анализа данного ряда был также проведен частотный анализ двумя методами CLEAN и Скаргла. Оба метода уверенно выделили период изменения моментов середин транзитов равный 1991.5 суток. Амплитуда данного изменения составляет 2.5. минуты, т.е. диапазон изменения О-С составляет $\delta t = 5$ минут при точности наблюдений в 0.8 минут. Полученный результат можно видеть на рисунке 7, где приведен восстановленный ряд для периода 1991.5 дня (5.5 лет) в сравнении с исходными наблюдательными данными для моментов середины транзита O-C. На рисунке 8 показана соответствующая периодограмма для метода CLEAN.



Рис. 7.



Рис. 8.

Анализ рядов данных для продолжительности транзитов WASP-12b и глубины падения блеска не выявил никаких периодичностей в этих данных с порогом, выше 99 процентов.

Отсутствие периодических изменений в данных для продолжительности транзита и глубины падения блеска, скорее всего, может говорить о том, что изменения имеют амплитуду, которая находится ниже точности наблюдательных данных, используемых для анализа. Для оценки величин таких изменений планируется также провести моделирование и рассчитать возможную массу и орбиту планеты, которая, возможна, возмущает орбиту планеты WASP-12b.

Результаты исследований: экзопланета WASP-11b/HAT-P-10b

Продолжительность наблюдений транзитов экзопланеты WASP-11b/HAT-P-10b составляет около 3.5 лет. Для нее также выявлены долгопериодические изменения О-С для середин моментов транзитов. Кроме того, методы частотного анализа также выявили изменения блеска для рядов глубины падения блеска и продолжительности транзитов. Период, полученный для всех трех рядов данных, одинаков и составляет 1430 дней (3.9 года).







Рис. 10.

На рисунке 9 приведена периодограмма, полученная методом Скаргла для ряда данных О-С моментов середины транзита с порогом 99-процентной вероятности. На рисунке 10 приведен восстановленный на основе полученного периода ряд данных для моментов середины транзита. На рисунке 11 приведен восстановленный ряд с использованием полученного периода для продолжительности транзита.





Полученные результаты могут говорить о том, что в данной планетной системе может существовать другая планета, которая оказывает возмущающее влияние на орбиту экзопланеты WASP-11b/HAT-P-10b.

Заключение

В рамках настоящей работы было выявлено и доказано с помощью частотного анализа существование изменений моментов середин транзитов со временем для экзопланет Qatar-1b, WASP-12b, WASP-11b/HAT-P-10b. Данные изменения могут свидетельствовать о том, что в системах с данными экзопланетами могут существовать другие тела, в частности, другие планеты, которые оказывают возмущающее воздействие на орбиты исследуемых экзопланет.

Кроме того, для экзопланет Qatar-1b и WASP-11b/HAT-P-10b были также выявлены периодические изменения в рядах продолжительности транзитов и глубины падения блеска, что может являться дополнительным подтверждением того, что орбиты исследуемых экзопланет изменяются со временем под воздействием возмущающего тела.

Полученные результаты требуют дальнейшего анализа с целью получения оценок масс и определения орбит возможных возмущающих планет в данных планетных системах.

Литература

- 1. *Charbonneau et al*, 2000, "Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star". The Astrophysical Journal Letters 529 (1), pp.L45–L48
- 2. *Eric Agol et al.*, 2005, "On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits", MNRAS, Vol. 359, pp. 567-579
- 3. *David Nesvorný et al.*, 2012, "The Detection and Characterization of a Nontransiting Planet by Transit Timing Variations ", Science, Vol. 336 no. 6085 pp. 1133-1136
- 4. Sarah Ballard et al., 2011, "The Kepler-19 System: a transiting 2.2 Rearth planet and a second planet detected via transit timing variations", ApJ, Vol. 743, Issue 2, article id. 200
- 5. R. Alonso et al., 2008, "Limits to the planet candidate GJ 436c", A&A, Vol. 487, L5-L8
- 6. *David M. Kipping*, 2009, "Transit Timing effects due to an exomoon-I", MNRAS, Volume 392, Issue 1, pp. 181-189.
- 7. *David M. Kipping*, 2009, "Transit Timing effects due to an exomoon-II", MNRAS, Volume 396, Issue 3, pp. 1797-1804
- 8. Девяткин А.В., Кулиш А.П., Шумахер А.В., Верещагина И.А., Куприянов В.В., Бехтева А.С. "Оптический датчик угла положения автоматизированного телескопа ЗА-320М Пулковской обсерватории", Оптический журнал, том 75, №1, 2008, с. 73-79.
- 9. Витязев В.В. "Анализ неравномерных временных рядов". Издательство С.-Петербургского университета, 2001, 67 с.
- 10. *Scargle J.D.* "Studies in Astronomical Time Series Analysis. II. Statistical Aspects of Spectral Analysis of Unevenly Spaced Data", Ap.J., 263, 1982, p. 835-853.

INVESTIGATION OF EXOPLANET TIME TRANSIT VARIATIONS (TTV METHOD) BASED ON PHOTOMETRICAL OBSERVATIONS

Sokov E. N., Vereshchagina I. A., Martyusheva A. A., Petrova S. N.

Central Astronomical Observativy of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, Saint-Petersburg

In the present work variations of the mid moments of transits are derived for Qatar-1b, WASP-12b μ WASP-11b/HAT-P-10b exoplanets based on observation data. Frequency analysis of obtained data series with the use CLEAN and Scargle methods were made, after that estimates of periods of variations of the mid moments of transits were made. Beside this, for Qatar-1b exoplanet the orbital period and its radius were refined.

ПУЛКОВСКАЯ ЦИФРОВАЯ СТЕКЛОТЕКА

Хохлов Г.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

Специализированный интернет-ресурс www.sani-gao.ru сформирован на основе данных из журналов наблюдения и оцифровки астронегативов, полученных на различных Пулковских инструментах в период 1893-2005 годов. БД содержит более 28 тысяч изображений фотопластинок и метаданные к ним – около 40 тысяч документов. Изображения выложены в формате JPEG в сжатом виде и предназначены для ознакомления. Каждое изображение сопровождается описанием, содержащим до 28 параметров. СУБД построена на основе MySQL. Выборка осуществляется по совокупности параметров и/или их диапазонов – до 8 групп данных. Предусмотрен вывод метаданных в файл и на печать. В дальнейшем предполагается выполнение заказов по предоставлению изображений фотопластинок, оцифрованных с высоким разрешением.

1. История создания

Работы по созданию стеклянной библиотеки (стеклотеки) начались в 1985 году по инициативе И.И. Канаева. Руководителем и исполнителем была назначена Н.Г. Канаева. Под её руководством в 1987 г. начался сбор пластинок и изготовление шкафов для их хранения. В 1989 г. разработан формат записи [1] и начался перенос данных из журналов наблюдений на электронные носители. В 1992 г. создана СУБД «Стеклотека» (рис. 1) [2], с помощью которой была сформирована БД, содержащая эти записи и позволяющая осуществлять широкий спектр поисковых операций. Полученные таким образом метаданные были дополнены цифровыми изображениями [3-4]. После чего изображения и электронный каталог в 2010 г. были перенесены в сеть [5].



Рис. 1. Локальная СУБД Пулковской стеклотеки, разработанная С.Д. Цекмейстер 1992 г. в ЛАНИ.

В Пулковской стеклотеке хранятся астронегативы (около 43 тысяч фотопластинок), полученные на телескопах обсерватории с 1893 г., из них довоенных сохранились около 1300. Приём пластинок из разрозненных архивов и их оцифровка продолжаются.

К настоящему времени в Стеклотеке собраны фотопластинки, полученные:

- на Пулковском нормальном астрографе – НАП (размер фотопластинки 160 × 160 мм, масштаб 59".56 в мм.) по программам: малые планеты, большие планеты, шаровые и рассеянные скопления, планетарные туманности, площадки с галактиками, двойные и кратные системы звезд, яркие звезды, новые и сверхновые, кометы, площадки Каптейна, Каталог геодезических звезд (КГЗ), Фотографический каталог слабых звезд (ФКСЗ).

- на 26" рефракторе (размер фотопластинки 130 х 180 мм, масштаб 19".81 в мм.) по программам: двойные звезды, параллаксы.

- на Астрографе короткофокусном двойном - АКД (размер фотопластинки 130 х 180 мм, масштаб 300" в мм) по программам: большие планеты, яркие звезды, новые, кометы, рассеянные скопления, звёзды Фундаментального каталога (FK-4).

- на Полярной трубе А.А. Михайлова (размер фотопластинки 200 × 200 мм, масштаб 34" в мм) – снималась область полюса.

- на Экспедиционном астрографе (размер фотопластинки 180 × 180 мм, масштаб ~ 91" в мм) по программе Пулковского фотографического каталога южного неба (ФОКАТ) а также Каталог геодезических звезд северного неба.

Предполагается, что в Стеклотеку поступит около 55 000 фотопластинок.

2. Online-база данных Пулковской стеклотеки



Рис. 2. Астрографическая измерительная машина «Фантазия» [6].

Учитывая уникальность каждой фотопластинки, хранящейся в стеклотеке (первые пулковские фотопластинки были отсняты ещё в 1893 г.), становится яс-

но, что весь этот материал нужно не только сохранить, но и иметь возможность эффективно использовать [2]. Для этого в 2010-2012 гг. и был разработан интернет-ресурс **www.sani-gao.ru**, (далее - сайт) в который была перенесена локальная СУБД Пулковской стеклотеки. Главная функция сайта – ознакомление с содержимым данных Пулковской стеклотеки, как визуально, так и с помощью метаданных. Данный сайт позволяет получить визуальное представление о пулковских фотопластинках, осуществлять среди них поиск и выборку данных.

В настоящее время на сервере размещено более 28 000 изображений фотопластинок, и метаданные к ним – около 48 000 записей в базе данных. Размещённые изображения имеют формат сжатия JPEG, разрешение 1200 х 1200 пикселей и предназначены для ознакомления. Продолжается сканирование вновь поступающего фотографического материала, размещение его в БД и оцифровка фотопластинок на машине «Фантазия» (рис. 2) с разрешением 1,3 - 6,4 мкм (3970 – 19540 dpi).

2.1. Функционал

Веб-страница с формой запроса расположена по адресу http://sanigao.ru/search.php и представляет собой следующее. Фон страницы – серый. В верхней части страницы заголовок, фон которого - градиент от синего к голубому, слева меню из серых кнопок на основе png-изображения, причём соответствующая разделу кнопка более тёмная, чем остальные. Меню расположено на тёмно-синем фоне, а остальная часть страницы (за исключением основного фона) – на жёлтом. В центре страницы располагается поисковая форма, позволяющая осуществлять поиск изображений астронегативов по совокупности, до восьми параметров: инструмент, префикс и номер пластинки, объект, синоним, RA и DEC, число выдаваемых пластинок. Далее будут рассмотрены каждый из этих параметров.

Инструмент. Выпадающее меню, расположенное над поисковой формой и содержащее 6 инструментов: НАП, 26"рефрактор, АКД, НАТ, Экспедиционный астрограф и Полярная труба. По умолчанию при загрузке страницы выбран НАП.

Префикс пластинки. Предусмотрен поиск по префиксу пластинки (только пластинки НАП), разрешена одна кириллическая буква А, Б, В, Д, С, К (регистр не важен). В данное поле вводится одна буква, либо в соответствующем поле указывается диапазон номеров пластинок

Диапазон номеров пластинок. Здесь вводится интересующий пользователя диапазон номеров пластинок от меньшего к большему. Разрешены только цифры.

Объект. Указывается имя объекта

Синоним. Указывается только обозначение объекта

Фамилия. Указывается фамилия наблюдателя.

Диапазон дат. Позволяет выбрать пластинки, полученные в указанном интервале времени (не позднее 2007 г.). Дату можно ввести как вручную, так и выбрать с помощью выпадающего календаря.

Диапазон координат RA и DEC. Позволяет осуществлять выборку по координатам площадки. Разрешены только шесть цифр, в случае с DEC допускается также знак «-». При выборке по координатам задаются либо обе координаты (прямое восхождение RA и склонение DEC), либо одна из координат.

В полях «Объект», «Синоним» и «Фамилия» имеются всплывающие подсказки, которые активируются при начале ввода текста и указывают на имеющиеся похожие записи в базе данных.

Предусмотрена также форма, задающая количество выводимых в результатах поиска пластинок и флажок «игнорировать лимит», ограничивающий или снимающий лимит выдаваемых пластинок. С целью увеличения производительности и ускорения работы поиска по умолчанию количество выдаваемых пластинок установлено на значении 100, а флажок «игнорировать лимит» отключён. Если пользователю требуется вывести на экран все пластинки, флажок «игнорировать лимит» включается.

ГЛАВНАЯ		Запрос к базе	данных
ИСТОРИЯ ГАЛЕРЕЯ ПУБЛИКАЦИИ СТЕКЛОТЕКА ИНСТРУМЕНТЫ 5АЗА ДАННЫХ КОНТАКТЫ	Инструмент Префикс пластинки (только для НАП - А,Б,В,Д,С,К) Диапазон номеров пластинок (от - до) Объект, Синоним Фамилия наблюдателя Диапазон дат (дд.мм.гггг) Диапазон координат RA J2000 (ччммсс - без пробелов)	Нормальный	астрограф Пулковский (НАП) •
	Лимит выдаваемых пластинок	100	Игнорировать лимит
	Искать Очистить форму Осуществление понска по базе данных: 1) Выберите в выпадающем меню вверху страницы инстру 2) При необходимости введите в поле "префикс пластинки 3) В поле "Объект" введите полное название или обозначен из этих двух полей, при этом предпочтение отдаётся поле 4) Возможен также поиск по экваториальным координатам, 5) В полях с диапазонами номеров пластинок, даты и координах "-"	мент, на котором был ° одну кириллическу ие объекта. Аналогич °Объекта". " фамилии наблюдат динат разрешены тол	ын сняты искомые изображения. ю букеу А, Б, В, Д, С, К (регистр не важен). ню с полем "Синоним". Должно быть заполнено одно теля, дате наблюдения в формате гггг-мм-дд тько цифры. В полях " DEC J2000 " допускается также

Рис. 3. Поисковая форма для запроса к БД. Значения меню «Инструмент» и поля «лимит выдаваемых пластинок» установлены по умолчанию.

Таких ограничений, как обязательность заполнения всей формы, не предусмотрено. Если отправить пустой запрос (рис. 3), сайт выдаст первые 100 пластинок.

2.2. Поиск по базе данных

Как было сказано выше, сайт предоставляет до восьми параметров поиска. В зависимости от поставленной перед пользователем задачи, для осуществления поиска изображений астронегативов необходимо выполнить одно или несколько действий, описанных в пункте 2.1. Вывод результатов поиска (и иконок с изображениями) осуществляется на вновь открывшейся странице или вкладке, в зависимости от типа и версии браузера.

2.3. Визуализация результатов поисковой выдачи

Страница поисковой выдачи представляет собой таблицу из 28 столбцов (первый столбец - иконки с пластинками, остальные - метаданные), в которые выводится результат поиска. Данные расположены в следующем порядке:

- 1. Пластинка, Номер пластинки,
- 2. Дата наблюдения,
- 3. Объект,
- 4. Синоним,
- 5. RA (obs),
- 6. RA (J2000),
- 7. DEC (obs),
- 8. DEC (J2000),
- 9. Время наблюдения-число экспозиций,
- 10. Эмульсия,
- 11. Диафрагма,
- 12. Фильтр,
- 13. Цветовая система,
- 14. Ослабитель,
- 15. Подложка,
- 16. Давление мм Hg, Mb,
- 17. Температура,
- 18. Параметры телескопа (диаметр/фокусное расстояние в см),
- 19. Фокус,
- 20. Macumaб (arcsec/mm),
- 21. Размер_ХҮ,
- 22. Форма,
- 23. Примечания,
- 24. Наблюдатель,
- 25. Шкаф.Полка,
- 26. Держатель,
- 27. Состояние пластинки,
- 28. Номер обсерватории.

В зависимости от выбранного инструмента и объекта, наполняемость таблицы результатов поиска меняется. Так, например, для Полярной трубы не указаны RA и DEC, так как с помощью неё снималась область небесного полюса. Иконки найденных фотопластинок выводятся в левой части таблицы. При нажатии на иконку, изображение выводится в отдельном окне или вкладке браузера в двух масштабах, различающихся почти в два раза. Результат выстраивается по дате наблюдения, от старой к новой пластинке. На рис. 4 можно увидеть поисковую форму, результат выдачи и пластинку, открытую в отдельном окне.



Рис. 4. Страница с поисковой формой (*справа*), результат поисковой выдачи (*на заднем плане*) и изображение пластинки (*слева*).

В верхней части страницы (рис. 5) имеется ссылка, нажав на которую, можно сохранить найденный результат в таблицу формата Microsoft Excel, или аналогичных ему (кроме иконок с пластинками). Там же (рис. 6) даётся информация об общем количестве найденных пластинок и о том, сколько из них выведено на страницу («лимит выдачи»). Значение «50000» означает, что лимит выдачи пластинок отключён.

В качестве примера рассмотрим один из запросов к базе данных - поиск по диапазонам дат. Посмотрим, какие пластинки были отсняты до 1917 года, введя в качестве начальной даты 1800-й год, т. е. дату заведомо раньше появления фотографии. И попробуем отыскать самую раннюю из дошедших до нас пластинку (рис. 7-9).

Закрыть окно ЭКСПОРТ В .xls ФАЙЛ (для просмотра рекомендуется Open Office или Libre Office)								
								Найдено пластинок: 412, лимит выдачи 50000
Пластинка	Номер пластинки	Дата наблюдения	Объект	Синоним	RA (obs)	RA (J2000)	DEC (obs)	DEC (J2000)
	НАЛ БООО5	1893-11-05	РАСС.3B.CKOПЛЕНИЕ XИ И h PERSEI	NGC 864 И NGC 869		00 05 26.32		00 35 27.9
	НАЛ БООО6	1893-11-13	РАСС.3B.CKOПЛЕНИЕ NGC 1912	M 38	05 02 00.0	05 09 05.86	35 47 00.0	35 55 20.8
	НАП 50017	1894-02-08	РАСС.3B.CKOПЛЕНИЕ COMA BERENICES [PC3]			00 05 25.52		00 35 22.7
	HAI 50018	1894-02-17	ЮПИТЕР (JUPITER)			00.05		00.35

Рис. 5. Экспорт результата в файл. В качестве рекомендуемых офисных приложений для открытия таблицы OpenOffice и LibreOffice указаны потому, что в поздних версиях Microsoft Office выдаётся сообщение о подозрительном файле, при открытии сгенерированных в интернете таблиц.
Закрыть окно	2														
ЭКСПОРТ В .	xls ФАЙЛ (для	просмотра рек	комендуется Open Office	или Libre C	office)										
Найдено пла	Найдено пластинок: 412, лимит выдачи 50000														
Пластинка	Номер пластинки	Дата наблюдения	Объект	Синоним	RA (obs)	RA (J2000)	DEC (obs)	DEC (J2000)	,						
	НАП 50005	1893-11-05	РАСС.3B.CKOПЛЕНИЕ XИ И h PERSEI	NGC 864 И NGC 869		00 05 26.32		00 35 27.9							
	НАП 50006	1893-11-13	РАСС.3B.CKOПЛЕНИЕ NGC 1912	M 38	05 02 00.0	05 09 05.86	35 47 00.0	35 55 20.8							
	НАП 50017	1894-02-08	РАСС.3B.CKOПЛЕНИЕ COMA BERENICES [PC3]			00 05 25.52		00 35 22.7							
	HAI 50018	1894-02-17	ЮПИТЕР (JUPITER)			00.05		00.35							



	Главная (Пулковска С	ія) астроно ектор авто	омическа оматизаці	я обсерватория Российской ии научных исследований							
ГПАВНАЯ		запрос к базе	еданных								
ИСТОРИЯ	Инструмент	Нормальный астрограф Пулковский (НАП) 🔻									
ГАЛЕРЕЯ	Префикс пластинки (только для НАП - А,Б,В,Д,С,К)										
ПУБЛИКАЦИИ	Диапазон номеров пластинок (от - до)]							
инструменты	Объект, Синоним										
БАЗА ДАННЫХ	Фамилия наблюдателя										
КОНТАКТЫ	Диапазон дат (дд.мм.гггг)	01.01.1800	25.10.1917								
	Диапазон координат RA J2000 (ччммсс - без пробелов)										
	Координата DEC J2000 (ггммсс - без пробелов)										
	Лимит выдаваемых пластинок	100	Игнорировати	ь лимит							
	Искать Очистить форму Осуществление поиска по базе данных: 1) Выберите в выпадающем меню вверху страницы инструу 2) При необходимости введите в поле "префикс пластинки" 3) В поле "Объект" введите полное название или обозначен из этих двух полей, при этом предпочтение отдаётся полю 4) Возможен также поиск по экваториальным координатам, 5) В полях с диапазонами номеров пластинок, даты и коорд знак "-"	мент, на котором бы °одну кириллическу не объекта. Аналоги "Объекты". фамилии наблюда цинат разрешены то	ли сняты искомые и на букву А, Б, В, Д, чно с полем "Синоні теля, дате наблюде лько цифры. В пол	изображения. , С, К (регистр не важен). ми". Должно быть заполнено одно ния в формате гггг-мм-дд ях " DEC J2000 " допускается также							

Рис. 7. Ввод данных в поисковую форму.

Как видно на рис. 8, до нас дошло 412 дореволюционных пластинок. Самая ранняя из найденных пластинок, Б5, снята всего через несколько месяцев после установки Нормального астрографа и была не первой в Пулкове. Стоит отметить, что значительная часть фотопластинок была утрачена во время Великой Отечественной войны, т.к. не все фотопластинки удалось эвакуировать, а те, которые были вывезены вместе со всем оборудованием обсерватории, хранились, естественно, в далеко не оптимальных для них условиях. Из пластинок, снятых с ноября 1893 г. по июнь 1941 г., до настоящего времени дожили порядка 1300 фотопластинок.

	C research subfigure																						
Номер	Дата наблясдення	Othest	Синотонии	RA (obs)	RA (J2000)	DEC (obs)	DEC (J2000)	Время наблюдения, число экспозиций	Змульскя	Днафрагна Фильтр	Цветовая система	Ослабитель	Подложна	Давление мы Нg, Mb	Температура	Паранетры телескопа, сн (днаметр/фок. расстояние)	Фокус	Macunaó (arcsec/mm)	Размер_ХҮ	Форма	Примечалии	Наблюдатель	Шкаф.Пол
HAT 50005	1893-11-05	PACC.38.CNOT/JEH4/E XH H h PERSEI	NGC 864 H NGC 869		00 05 26.12		00 35 27.9			-9-	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	KB	3KCR03HiHR 15m	SEVOLOVICE (SEVEN	2.2
HAT 50006	1893-11-13	PACC-38.CKOTU/EH4/E NGC 1912	H 38	05.02 00.0	05.09 05.86	35.47 00.0	35 55 20.8	11.0011.00.001			1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	KB		велопольский	2.2
HAT 50017	1894-02-08	PACC.38.CNDfUTEHHE COMA BERENICES [PC3]			00.05 25.52		00 35 22.7			- 11	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	KB		<i>велопольский</i>	1.1
HAT 50018	1894-02-17	KOTIVITEP (JUPITER)			00.05 25.44		00 35 22.2				1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	HB	TOXONE 3TO HE COMA BER.		2.2
HAT 50002	1894-02-23	PACC.38-CHORAEHAR NGC 2168 [PSC]	H 35	06 02 00.0	06 08 29.37	24.21 00.0	2420 11,4	8:20:00.00 8:40:00.00 .00		- 12	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	HB		велопольский	2.2
HAT 50019	1894-03-05	PACC.38.CK0FUEH4/E NGC 2168 [P3C]	H 25	06.02	06 08 29.27	24 21 00.0	24 20 11.5	8:40:00.00 9:10:00.00 .00 1		-92	1		1			35/3460	.0	59.56	160°160	KB	ю экспозиций	SELONO. INCOME	3.3
HAT 50022	1894-03-08	BHEFAJART, TYM, NGC 3031		09-46 00.0	09 54 46.91	69 39 00.0	69.09 08.9	08:40:00.00 10:40:00.00 - 01		- 92	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	KB		велопольский	2.2
HAT 60003	1894-04-28	PACC.38.CKOT/JEH/JE COMA BERENICES			00.05 24.86		00.35 18.3	13:05:00.00 16:05:00.00 .00 1		- 11	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	HB	VSO6PAKEH/IRI PASMEITEE	ธยาวกดวามประห	2.2
HAT 50014	1894-05-05	NOVA AURICAE			00.05 24.80		00.35 18.0	08:47:00.00 09:17:00.00 . 01		- 92	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	HB		SEADULOUS SEADULO	2.2
HA/1 50036	1894-08-01	5. TYM. AH, DPOME, DH M31 [6T]	NGC 224		00.05 24.6		00 35 13,1			91	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	KB	3HC/L 6m	велопольский	4.2
HAT 50035	1894-08-14	DUMBELL NEB.	NGC 6853	19 57 00.0	20 01 32.96	22 30 00.0	22.47 30.5			- 11	1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	K8	3HC/1, th30m	SEADUOAPCIAN	2.3
HAR 50001	1895-03-29	BETA CAS.			00.05		00.15	4:13:00.00 4:38:00.00 .00			1		1			35/3460	.0	59.56	160*160	HB		велопольский	2.1

Рис. 8. Поиск выдал 412 результатов. Самая ранняя пластинка в начале списка.

2.4. Технические данные

Изображения, размещённые на сайте, уменьшены до размеров, уместных в веб-технологиях, однако таким образом, чтобы на пластинках можно было различать слабые объекты.



Рис. 9. Это самая старая из дошедших до нас пластинок (номер Б5), полученная А.А. Белопольским 5 ноября 1893 года.

БД сайта построена на основе СУБД MySQL 5.1.54. Поскольку база данных содержит привязки объектов к изображениям, предусмотрена возможность добавления новых объектов в базу, через исходный файл формата CSV, в качестве разделителей в нём используется точка с запятой. Исходный файл при помощи специального скрипта конвертируется в дамп MySQL, который и используется при работе СУБД. В настоящее время используются следующие основные вебтехнологии: ОС сервера - Linux 2.6.18-238, программный сервер Арасhe, FTP. Сайт написан на PHP 5.2 с фрагментами на JavaScript.

Выбор языка веб-разработки РНР не случаен, так как он может быть встроен непосредственно в HTML-код страниц, которые, в свою очередь будут корректно обрабатываться PHP-интерпретатором. Можно привлекать PHP для формирования HTML-документов, избавившись от множества вызовов внешних сценариев. PHP может предоставить программисту средства для быстрого и эффективного решения поставленных задач. Не менее важным является то, что PHP распространяется бесплатно, с открытыми исходными кодами (Open Source). Большое разнообразие функций PHP избавляют от необходимости написания многострочных пользовательских функций на С или Pascal [7].

3. Планы

Планируется организовать выдачу пользователям файлов астронегативов в формате, пригодном для астрономических измерений. В виду того, что файлы астронегативов, оцифрованные на «Фантазии», имеют большой объём – от 3 до 10 Гб, а общий объём оцифрованной стеклотеки составит 200-250 Тб (рис. 10), на сайте изображения будут размещены в единичных экземплярах, а основная их



Рис. 10. Жёсткие диски по 2 ТБ каждый, на которых хранятся файлы астронегативов.

часть будет храниться вне системы онлайн-доступа и, следовательно, подготовка их к отправке пользователю будет включать в себя непосредственное участие оператора. На первом этапе пользователь будет определять интересующие его

фотопластинки и вносить их в некий персональный список, а на втором - уточнять этот список, выбирать формат и способ получения измерений (экранный вид, текстовый файл, файл в формате какого-либо приложения) и способ получения астронегативов (например, доставка на физическом носителе).

4. Заключение

Сайт позволяет с помощью СУБД увидеть содержимое Пулковской стеклотеки, получить визуальное представление о пулковских фотопластинках, а также заказать получение материала в форме, пригодной для астрономической обработки.

Литература

- 1. Поляков Е.В., Канаева Н.Г., Соколов А.В. Информационно-справочная система Пулковской стеклотеки //Депонент No 7172-889, 1989
- 2. Цекмейстер С.Д. «Специализированная программная система «Пулковская стеклотека» // Известия ГАО №214. Астрометрия и небесная механика. Санкт-Петербург, 2000, с. 479-484
- 3. Канаева Н.Г., Канаев И.И., Поляков Е.В., Пугач Т.Н. Электронная коллекция изображений из Пулковской стеклотеки// Труды Четвертой Всероссийской научной конференции "Электронные библиотеки: Перспективные методы и технологии, электронные коллекции", Дубна, ОИЯИ, 2002, т.1, 251-262.
- 4. *Kanaev I., Kanaeva N., Poliakow E., Pugatch T.* A Digital Copy of the Pulkovo Plate Collection.// Proceedings of the International Conference "AdeLA Astrometry in Latin America and Third Brazilian Meeting on Fundamental Astronomy", Universidade de Sao Paulo, Araraquara, Brazil, 2002, p. 35.
- 5. Poliakow E.V., Chudova T.E., Kanaeva N.G., Khohlov G.A., Pugatch T.N., Ratnikova Z.K., Tsekmeister S.D., Zvonareva L.N. Pulkovo observatory astronegative library. // JENAM-2011, S.-Petersburg, 4-8 July 2011
- 6. Е.В. Поляков, И.И. Канаев, Э.С. Гинзбург, Н.Д. Патютко, Ю.С. Стрелецкий. Реализация принципа Аббе в реконструированной астрографической измерительной машине «Фантазия».// Труды ГАИШ МГУ, т. LXXV, (Тез. докл. ВАК-2004), Москва, 2004, с. 37.
- 7. http://www.php.su/php/?opport

PULKOVO DIGITAL GLASS LIBRARY

Khokhlov G.A.

Pulkovo Observatory, Saint Petersburg

Website **www.sani-gao.ru** based on data from the logs of observation and digitizing astronomical plates obtained with different instruments of Pulkovo observatory during the period 1893-2007 years. The database contains more than 28 000 images of photographic plates and metadata to them - about 48 000 documents. Images posted in the JPEG format intended for informational purposes. Each image is accompanied by a description that contains up to 28 parameters. Database management is built on MySQL. Data sampling is carried out on the set of parameters in their totality - up to 8 groups of data. Provides for the withdrawal of metadata in the file. in the future planned to provide order fulfillment, imaging plates, digitized at high resolution.

РЕТРОГРАДНЫЕ ШАРОВЫЕ СКОПЛЕНИЯ КАК СЛЕДСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ВЛИЯНИЯ МАГЕЛЛАНОВЫХ ОБЛАКОВ И НЕСТАБИЛЬНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Янкелевич В.А.

Южный Федеральный Университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

В работе показано, что шаровые скопления Млечного Пути могут изменять направление своего вращения на противоположное (ретроградное) под действием гравитационного возмущения со стороны Магеллановых Облаков. Учтены эффекты распада нестабильной темной материи и собственных движений Магеллановых Облаков и приведено их сравнение.

Введение

В Галактике насчитывается 150 шаровых скоплений (ШС) [1]. Среди них 33 проградных (ПШС) – вращающихся в ту же сторону, что и гало Галактики и 15 ретоградных (РШС), т.е. вращающихся в противоположную относительно гало сторону. Для остальных 102 скоплений направление вращения до сих пор не определено. На сегодняшний день остается открытым вопрос о том, родились ли РШС скопления в Млечном Пути или же имеют внегалактическое происхождение. Считается, что они были захвачены внешним гало Галактики [2-4]. Согласно этой теории, РШС должны находиться значительно дальше от центра галактики, нежели проградные. Однако, как показано на рис. 1, статистически значимых различий в их расположении не видно: среднее расстояние до ПШС <R> = 11.76 кпк, до РШС <R> = 10.19 кпк, т.е. ПШС, которые предположительно образовались в Галактике, находятся дальше, нежели РШС, которые предположительно были захвачены. Более того, среди ПШС есть скопление, находящееся на расстоянии 96 кпк. Поскольку оно находится на окраине гало, не исключено впрочем, что элементы орбит для него были измерены с большой ошибкой. Если его отбросить, то для ПШС получаем <R> = 9.13 кпк., что также не является статистически значимым.

В работе мы показываем принципиальную возможность того, что гравитационное возмущение со стороны Магеллановых Облаков (МО) может приводить к изменению знака вращательного момента шарового скопления на противоположный. При этом, мы анализируем также влияние распадающейся темной матери (ТМ) в гало Галактики на изменение направления вращения скопления.

До сих пор при обсуждении природы РШС неявно предполагалось, что ретроградное движение не может возникнуть в самой Галактике. Следствием этого является популярная в настоящее время гипотеза об их внегалактическом происхождении, т.е. о захвате РШС извне. Однако основанием для этого является интуитивное представление о сферически симметричном гравитационном потенциале, в котором движется ШС. Если же учесть, что МО фактически находятся в области гало Галактики и их масса на 3-4 порядка превышает массу ШС, то их гравитационный вклад делает систему сферически не симметричной. Именно такая деформация эквипотенциальных поверхностей и приводит к изменению вращательного момента ШС, пролетающего вблизи точки Лагранжа системы «гало – Магеллановы Облака».

Не исключено, что влияние на гравитационный потенциал могут также оказывать параметры ТМ, основной составляющей гравитирующей массы. На сегодняшний день существуют различные варианты расширения стандартной модели для введения частиц ТМ. В обзоре [5] описываются различные проявления нестабильности предполагаемых частиц ТМ и приводятся ограничения на время



Рис. 1. График «Расстояние – металличность» для проградных шаровых скоплений (кружочки) и ретроградных шаровых скоплений (звездочки). Среднее расстояние до проградных шаровых скоплений $\langle R \rangle = 11.76$ кпк, до ретроградных шаровых скоплений $\langle R \rangle = 10.19$ кпк.

распада частиц. Однако выполненные оценки имеют широкий разброс. Например, в статье [6] ограничения получают из результатов моделирования галактик и скоплений галактик. При использовании Λ CDM образуется огромное количество галактик-спутников, которое намного превышает наблюдаемое количество. При включении распадающейся TM, мелкие спутники не образуются в большом количестве, и результаты моделирования согласуются с наблюдательными данными. В результате получается ограничение сверху в виде $\tau = 19$ млрд. лет. С другой стороны, в статье [7] по совокупным данным WMAP, лайман-альфа леса, сверхновых типа Ia, крупномасштабной структуры, акустических осциляций и слабого линзирования приводится ограничение снизу в виде $\tau = 100$ млрд. лет. Распад описывается экспоненциальной зависимостью

$$M(t) = M_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{1}$$

где *т* - время распада, t - текущее время. Один из возможных каналов распада частиц представляет собой распад частицы ТМ массой 100 ГэВ на нейтрино и антинейтрино массами по 2 эВ. Остальная энергия выделяется в виде излучения. Проект «PAMELA» занимается поиском этого излучения.

Поскольку диапазон времени жизни частиц различается на порядок, то необходимы дополнительные ограничения, полученные альтернативными методами. С этой целью в настоящей работе мы исследуем возможность влияния распадающейся ТМ на динамику ШС, а именно на изменение направления вращения ШС под влиянием гравитационного возмущения МО.

В первой части мы рассмотрим модель без учета динамики МО (статическая модель) с различными параметрами распада ТМ, во второй – проанализируем влияние собственных движений МО (динамическая модель) без учета распада и в заключении приведем результаты.

1. Статическая модель

Мы рассматриваем гало Галактики массой $M_{_{гало}} = 10^{12} \text{ M}_{\odot}$ с радиусом $R_{_{гало}}$ порядка 100 кпк [8-9]. Профиль плотности полагаем сферически симметричным, с постоянной плотностью распределения материи. Масса гало уменьшается экспоненциально

$$M(t) = M_{easo} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$
⁽²⁾

где τ - время распада, t-текущее время. В модели использовано два значения параметра распада: $\tau = 19$ млрд. лет и $\tau = 100$ млрд. лет. Большое и Малое Магеллановы Облака (БМО и ММО) считаем материальными точками с массами $M_{\rm EMO} = 6^{-} 10^{9}$ М_О и $M_{\rm MMO} = 1.5^{+} 10^{9}$ М_О [10]. Численно, методом Рунге-Кутта 7-8 порядка, решаем уравнение (1) движения шарового скопления, где первое слагаемое описывает гравитационный потенциал сферического гало Млечного пути, второе и третье слагаемое – точечные потенциалы МО.

$$\vec{a} = 2\pi G \frac{M_{zano} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{\frac{4}{3}\pi \cdot R_{zano}^{3}} \cdot \nabla \left(R_{zano}^{2} - \frac{r^{2}}{3}\right) + \frac{G \cdot M_{\rm EMO} \cdot \left(\vec{r}_{\rm EMO} - \vec{r}\right)}{\left(\left|\vec{r}_{\rm EMO} - \vec{r}\right|\right)^{3}} + \frac{G \cdot M_{\rm MMO} \cdot \left(\vec{r}_{\rm MMO} - \vec{r}\right)}{\left(\left|\vec{r}_{\rm MMO} - \vec{r}\right|\right)^{3}}$$
(3)

где \vec{a} – ускорение ШС, $\vec{r}_{_{EMO}}$ – радиус-вектор от центра галактики до центра БМО, $\vec{r}_{_{MMO}}$ – радиус-вектор от центра галактики до центра ММО, \vec{r} – радиус-вектор от центра галактики до ШС.

Начальные условия для рис.2, рис. 3: начальная скорость ШС $v_0 = 200 \kappa M/c$, расстояние от центра Галактики $R_0 = 10 \kappa n \kappa$, угол к плоскости диска Галактики $\varphi_0 = 53^\circ$. Численная модель охватывает интервал времени порядка 14 млрд. лет.



Рис. 2. Траектория движения шарового скопления при $\tau = 19$ млрд. лет.

Рис. 3. Траектория движения шарового скопления при $\tau = 100$ млрд. лет.

Результат моделирования траектории движения показан на рис. 3, рис. 4. Видно, что с течением времени траектория вытягивается до того момента, пока не происходит изменение знака момента. Тогда начинается обращение в обратную сторону.



момента шарового скопления при $\tau = 19$ млрд. лет.

Рис. 5. График полного вращательного момента шарового скопления при *τ* = 100 млрд. лет.

Мы построили график полного вращательного момента шарового скопления от времени, который описывается формулой, содержащей начальный момент и момент, создаваемый МО.

$$\vec{M} = m \cdot \left[\vec{r}_{0} \cdot \vec{v}_{0}\right] + G \cdot m \cdot M_{BMO} \int_{0}^{t} \frac{\left[\vec{r}(t) \cdot \vec{r}_{BMO}\right]}{\left|\vec{r}_{BMO} - \vec{r}(t)\right|^{3}} dt + G \cdot m \cdot M_{MMO} \int_{0}^{t} \frac{\left[\vec{r}(t) \cdot \vec{r}_{MMO}\right]}{\left|\vec{r}_{MMO} - \vec{r}(t)\right|^{3}} dt$$
(4)

Поскольку система не осесимметричная и идет уменьшение гравитирующей массы, то полный вращательный момент не сохраняется. Каждый раз при пролете на участке близком к МО происходит резкое (скачкообразное) уменьшение вращательного момента. Это происходит за счет того, что ШС отдает часть своего момента МО. Поскольку масса ШС на 3-4 порядка меньше массы МО, то на их движении фактически это не сказывается. Изменение знака на противоположный при $\tau = 19$ млрд. лет происходит на t=7.14 млрд. лет. В модели со временем распада $\tau = 100$ млрд. лет на t=8.44 млрд. лет.

Таким образом мы видим, что основной эффект на изменение знака вращательного момента ШС вносит гравитационное влияние МО. Распад оказывает меньшее влияние, но оно оказывается более существенным для фазового пространства начальных условий потенциальных РШС. (Рис. 6)

На графике (рис. 6) представлено фазовое пространство начальных условий орбиты шарового скопления. Серым цветом выделены области, где происходит изменение знака углового момента. При времени распада в $\tau = 19$ млрд. лет область возможного перехода на ретроградную орбиту больше чем при временах $\tau = 100$ млрд. лет или в отсутствии распада. Чем меньше время распада, тем больше площадь, и соответственно количество потенциальных ретроградных ШС.



Рис. 6. Фазовое пространство начальных условий орбит шаровых скоплений. Линия с квадратами $-\tau = 19$ млрд. лет, с кругами $-\tau = 100$ млрд. лет, с ромбами - распада нет. Серым цветом выделены области, для условий которых момент меняет знак. По оси Х отложен угол к плоскости Галактики от 0 до 360° с шагом в 1°, по оси Y начальная скорость ШС от 0 до 300 км/с, с шагом в 10 км/с.

2. Динамическая модель без распада ТМ

В динамической модели добавлено вращение МО вокруг Млечного Пути. На самом деле эта задача отягощена большой неопределенностью потому, что компоненты скоростей МО известны с большой погрешностью. Мы использовали данные из работы [11], где компоненты скоростей в проекциях: БМО : $v_x = 0$; $v_y = -219 \kappa M/c$; $v_x = 186 \kappa M/c$;

MMO:
$$v_r = 0; v_v = -174 \kappa M/c; v_r = 173 \kappa M/c;$$

Для наглядности приводим орбиту только ШС.



Рис. 7. Траектория ШС с учетом динамики МО.

Динамическая модель также как и статическая охватывает интервал времени порядка 14 млрд. лет. На рис. 7 есть области орбиты (они выделены черными кругами), в которых вращательный момент меняет знак. Локальным возмущением орбита меняется кардинально, и мы видим ретроградное вращение. Поскольку зафиксировать измерения параметров орбит и вращений для ШС не представляется возможным, т.к. период обращения ШС порядка 1 млрд. лет, то нельзя определить на какой же орбите вращается скопление: на ретроградной, или это проградная орбита с локальной деформацией.

3. Результаты

В работе качественно показана возможность того, что шаровые скопления с вытянутыми орбитами могут изменять направление вращения вокруг центра галактики на космологических временах под действием внешнего возмущения со стороны Большого и Малого Магеллановых Облаков. Анализ модели с учетом нестабильной темной материи показал, что эффект наблюдается быстрее на время порядка 2 млрд. лет. Соответственно тем больше вероятность увидеть реальные его проявления. Чем меньше время распада, тем больше число потенциальных ретроградных скоплений. Собственное движение Магеллановых Облаков деформирует траекторию движения шарового скопления, и мы можем регистрировать его нахождение на «ретроградной» орбите. Таким образом, ретроградные шаровые скопления могли родиться в нашей Галактике и либо полностью поменять направление своего вращения, либо их скорости и элементы орбит были измерены в момент локальной деформации траектории.

Автор выражает благодарность Ю.А. Щекинову за постановку задачи и плодотворное обсуждение работы.

Литература

1. Harris, W.E. // Astronomical Journal, 1996, V.112, P. 1487.

2. Боркова Т.В., Марсаков В.А. // Астрон. Журн. - 2000. - Т.77. - С.750-772.

- 3. Kravtsov, V.V. // Astronomical & Astrophysical Transactions, vol. 20, issue 6, pp. 1066-1069, 12/2001
- 4. van den Bergh S. // Astronomical Journal (ISSN 0004-6256), vol. 105, no. 3, p. 971-975., 03/1993
- 5. Ferrer F., Nipoti C., Ettori S. // Physical Review D, vol. 80, Issue 6, id. 061303, 09/2009
- 6. Cen R. // The Astrophysical Journal, Volume 546, Issue 2, pp. L77-L80, 01/2001
- 7. De Lope Amigo S., Man-Yin Cheung W., Huang Z., Ng S.// Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 06, id. 005 (2009), 06/2009
- 8. Boylan-Kolchin M., Springel V., White S., Jenkins A. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 406, Issue 2, pp. 896-912., 08/2010
- 9. *Deason A., Belokurov V., Evans N., An J.* //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, Volume 424, Issue 1, pp. L44-L48., 07/2012
- 10. NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)
- 11. Claudia Brüns, http://www.astro.uni-bonn.de/~rcbruens/simulationen/lmc/research.html

RETROGRADE GLOBULAR CLUSTERS AS A RESULT OF GRAVITATIONAL INFLUENCE OF MAGELLANIC CLOUDS AND THE GALAXY'S UNSTABLE DARK MATTER

Yankelevich V.A.

Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia

The influence of unstable dark matter on the motion of galactic globular clusters in the joint gravitational field of the Milky Way galaxy and Magellanic Clouds is studied. Globular clusters with highly eccentric orbits can change the sign of the angular momentum while passing the region with gravitational dominance of Magellanic Clouds. The regions of the phase space of the initial conditions of globular clusters, which result in such a change of the angular momentum sign, are determined. The phase space as a whole along with the regions corresponding to a possible inversion of the angular momentum trajectories in the gravitational becomes deformed depending on parameters of decaying dark matter. This circumstance can serve to constrain the decay time.

СПИСОК АВТОРОВ

Абубекеров М.К. 119 Ардиланов В.И. 145 Афанасьев В.Л. 145 Афанасьева А.А. 121 Блинов Д.А. 194 Борисенко А.Н. 145 Верещагина И.А. 201 Высоцкая Е.В. 187 Гостев Н.Ю. 119 Громов А.О. 129 Демидова Т.В. 135 Емельянов Э.В. 145 Ихсанов Н.Р. 159, 181 Ким В.Ю. 159 Константинова Т.С. 194 Копацкая Е.Н. 194 Куликова А.М. 167 Ларионов В.М. 194 Ларионова Е.Г. 194 Ларионова Л.В. 194 Лих Ю.С. 181 Маркелов С.В. 145 Мартюшева А.А. 201 Михайлова Т.М. 187 Мокрушина А.А. 194 Морозова Д.А. 194 Мурзин В.А. 145 Павлова Ю.В. 194 Петрова С.Н. 201 Подковырина О.Н. 187 Соков Е.Н. 201 Троицкий И.С. 194 Хохлов Г.А. 211 Царева Н.А. 187 Чемонин К.А. 187 Эрштадт С.Г. 194 Янкелевич В.А. 221