

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК**

**ИЗВЕСТИЯ  
ГЛАВНОЙ  
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ  
В ПУЛКОВЕ**

**№ 224**

**ТРУДЫ  
VI Пулковской молодежной  
астрономической конференции**

**6 – 8 июня 2016 года**

Санкт-Петербург  
2016

**Редакционная коллегия:**

Член-корр. РАН **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**  
доктор 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**

Зав. редакцией **Е.Л. Терёхина**

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

**ИЗВЕСТИЯ  
ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ  
В ПУЛКОВЕ  
№ 224  
Труды VI Пулковской молодежной  
астрономической конференции**

Утверждено к печати  
Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

**ISBN 978-5-9651-1027-8**

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2016

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

|   |    |
|---|----|
| <b>Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Копылов Е.А., Лукин В.П.</b><br>Этапы развития адаптивной оптической системы для Большого солнечного вакуумного телескопа .....   | 5  |
| <b>Апетян А.А., Максимова Л.А., Бикулова Д.А., Ершова А.П., Баляев И.А., Оськина К.И., Ховричев М.Ю., Измайлов И.С., Рощина Е.А., Петюр В.В., Шумилов А.А.</b><br>Поиск двойных систем среди холодных карликов солнечной окрестности с помощью метрового телескопа «Сатурн» ..... | 11 |
| <b>Белова О.М.</b><br>Роль возбужденных уровней атома водорода в нестационарном охлаждении газа за фронтом ударной волны на примере звёзд типа Миры Кита .....  | 15 |
| <b>Боронина С.В., Холтыгин А.Ф.</b><br>Пространственное распределение магнитных звёзд ранних спектральных классов .....   | 25 |
| <b>Ботыгина Н.Н., Копылов Е.А., Лукин В.П., Селин А.А., Ковадло П.Г., Шиховцев А.Ю.</b><br>Сезонное изменение качества астрономического видения Большого солнечного вакуумного телескопа .....  | 29 |
| <b>Глобина В.И., Ихсанов Н.Р.</b><br>Источник пульсирующего рентгеновского излучения двойной системы АЕ Водолея .....   | 35 |
| <b>Ершова А.П., Рощина Е.А., Измайлов И.С.</b><br>Наблюдения спутников Урана на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории с 2007 по 2016 год .....   | 41 |
| <b>Зотов Л.В., Сидоренков Н.С., Бизуар К., Пастушенкова М.В.</b><br>Многоканальный сингулярный спектральный анализ углового момента атмосферы .....   | 49 |
| <b>Ким В.Ю., Ихсанов Н.Р.</b><br>Исследование параметров звездного ветра массивных компаньонов рентгеновских пульсаров .....  | 65 |
| <b>Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов В.В., Еселевич М.В., Колобов Д.Ю., Копылов Е.А., Шиховцев А.Ю.</b><br>Исследование качества изображений в приложении к адаптивной оптике в горных районах Сибири .....   | 75 |
| <b>Смирнов А.А.</b><br>Моделирование медленных баров в анизотропных системах .....  | 85 |
| <b>Сюсина О.М., Баранников Е.А.</b><br>Анализ способов построения доверительных областей в задаче оценивания вероятности столкновения астероидов с Землей .....   | 93 |

|  |     |
|--|-----|
| <b>Хайбрахманов С.А.</b><br>Эволюция остаточного магнитного поля в аккреционных дисках молодых звезд   | 97  |
| <b>Хохлов Г.А.</b><br>Солнечные затмения в Санкт-Петербурге .....  | 107 |
| <b>Широкова К.С., Орлов В.В., Жуйко С.В.</b><br>Сближение звезд с двойными черными дырами в ядрах галактик как механизм генерации сверхскоростных звезд .....                            | 117 |
| <b>Шульман С.Г., Гринин В.П.</b><br>Образование резонансных линий в спектре RZ Psc .....   | 119 |
| <b>Щербина М.П., Резаева А.А., Бусарев В.В., Барабанов С.И.</b><br>Спектрометрические исследования ряда астероидов: качественная и количественная интерпретация спектров отражения ..... | 123 |
| <b>Список авторов</b> .....  | 131 |

## **ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ БОЛЬШОГО СОЛНЕЧНОГО ВАКУУМНОГО ТЕЛЕСКОПА**

**Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А.,  
Копылов Е.А., Лукин В.П.**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН  
г. Томск, Россия*

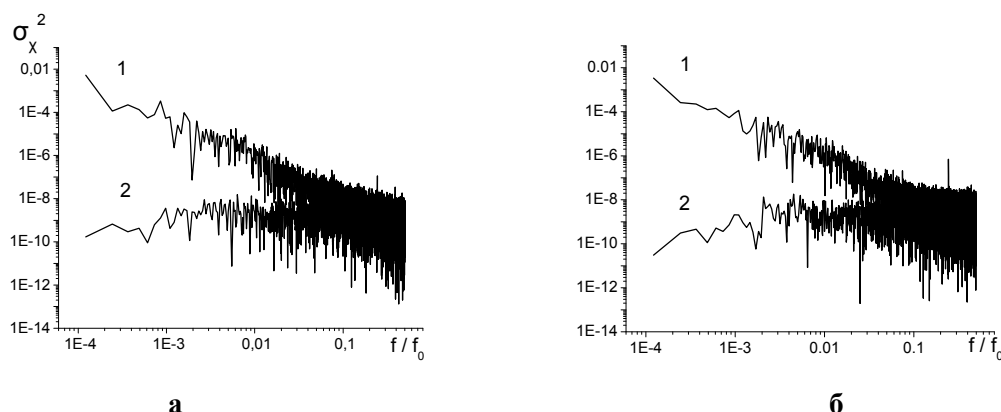
*Первым этапом развития было создание системы стабилизации фрагментов изображений Солнца на основе информации с датчика смещения изображения, который был впоследствии модифицирован путем введения функции фильтрации пространственных частот. Вторым этапом развития адаптивной оптической системы БСВТ является разработка одноконтурной системы одновременной коррекции аберрации высших и стабилизации. Показано, что эффективность системы составила 38%.*

Известно, что повышение эффективности работы и точности наблюдений на крупногабаритном солнечном оптическом телескопе наземного базирования возможно путем оснащения его системой адаптивной оптики. В то же время применение систем адаптивной оптики для солнечных астрономических телескопов, по сравнению со звездными телескопами, более сложно. Основные сложности обусловлены тем, что дневная турбулентность более жёсткая, и качество видения сильно меняется во времени.

В Институте солнечно-земной физики СО РАН для проведения работ по спектроскопии был создан Большой солнечный вакуумный телескоп (БСВТ), оснащенный спектрографом с высоким спектральным и пространственным разрешением. Для проведения качественных спектроскопических исследований объектов на Солнце с помощью БСВТ необходимо создать качественное стабилизированное по положению на щели спектрографа изображение исследуемого объекта. Но из-за воздействия атмосферной турбулентности изображения исследуемых солнечных объектов не только блуждают по входной щели спектрографа, но и меняют свою структуру за счёт аберраций волнового фронта принимаемого излучения.

С 1999 г. на БСВТ ведутся работы по развитию системы адаптивной оптики. В рамках развития работ [1–4] происходила разработка адаптивной оптической системы стабилизации изображения на БСВТ. За период 1999–2004 гг. был создан макет такой системы на лабораторном стенде и проведены натурные испытания данной системы на основе корреляционного датчика смещения изображения. Результаты показали высокую эффективность системы, но когда в качестве объекта слежения использовался участок изображения с достаточно высоким контрастом (10–15%). А именно, с порой или группой пор и солнечному пятну. На рисунке 1 приведены спектры мощности сигналов смещения изображения при замкнутом (кривая 2) и при разомкнутом (кривая 1) контуре управления.

Эффективность работы системы оценивалась как отношение среднеквадратичных отклонений сигнала смещения изображения при замкнутом и разомкнутом контуре управления и составила по оси X  $\sigma_{x1} / \sigma_{x2} = 36,0$ ; по оси Y  $\sigma_{y1} / \sigma_{y2} = 29,0$ . Но попытки работать с грануляцией оказались неэффективны из-за технологических особенностей матрицы видеокамеры в виде четырёх эквидистантных линеек элементов матрицы с чувствительностью на 0,4–1,2% ниже чувствительности остальных. Это провоцирует появление неподвижного локального экстремума взаимной корреляционной функции. В таком случае датчик не определял смещение изображения. Поэтому



**Рис. 1.** Спектры мощности сигналов смещения изображения по оси X (а) и по оси Y (б), в относительных единицах.  $f_0 = 164$  Гц, длительность реализации – 50 секунд.

возникла необходимость совершенствовать алгоритм вычисления корреляционной функции. Для выделения максимума корреляционной функции, координаты которого определяют смещение грануляционной картины, в традиционный алгоритм вычисления взаимной корреляционной функции через преобразование Фурье была введена фильтрующая функция  $H(k_x, k_y)$

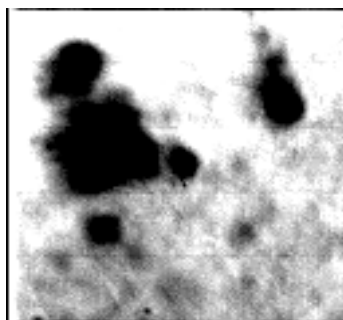
$$C_m = F^{-1} \{ F^+ [I] \times F^+ [I_R] \times H(k_x, k_y) \} \quad (1)$$

$$H(k_x, k_y) = \exp(-a((k_x - k_{x0})^2 + (k_y - k_{y0})^2)) \quad (2)$$

где  $I$  – освещённость изображения,  $H(k_x, k_y)$  – фильтрующая функция,  $k_x, k_y$  – координаты в плоскости пространственных частот,  $k_{x0} = \frac{1}{l_{0x}}, k_{y0} = \frac{1}{l_{0y}}$  – координаты максимума фильтрующей функции,  $l_{x0}, l_{y0}$  – размер характерных элементов структуры изображения в относительных единицах,  $a$  – параметр, характеризующий ширину функции.

При правильном выборе параметров фильтрующей функции в спектрах распределения освещенности опорного и текущего кадра ослабляются спектральные составляющие, не связанные с изображением объекта слежения на Солнце [5].

Для проверки работоспособности модифицированного корреляционного датчика (МКД) с различным контрастом и различной степенью зашумлённости регистрируемого изображения в первом фокусе телескопа записывались фильмы с различными фрагментами изображения солнечного диска и проводились измерения смещения одних и тех же фрагментов с использованием традиционного алгоритма вычисления корреляционной функции и модифицированного. Правильность разработанного алгоритма проверялась сравнением с результатами измерения смещения контрастных фрагментов изображения, с которыми хорошо работает традиционный корреляционный датчик (ТКД) (рис. 2).

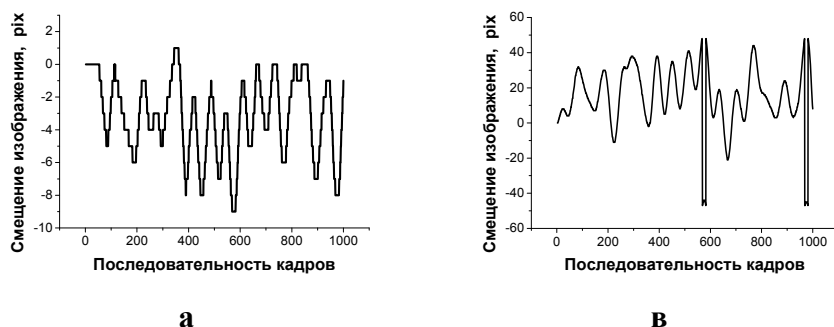


**Рис. 2.** Фрагмент изображения солнечного диска.

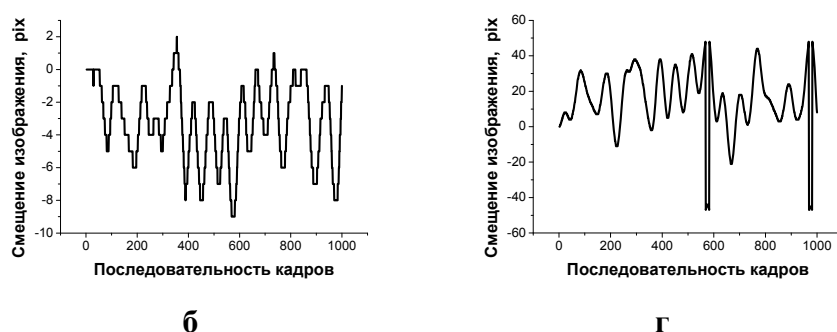
Поле зрения равно  $38 \times 38$  угловых секунд.

(Для наглядности представления иллюстрации в тексте контраст картинки был увеличен)

На рисунке 3 и 4 показан фрагмент результатов работы ТКД и МКД с одним и тем же контрастным объектом. Как видно из сопоставления, они практически идентичны.

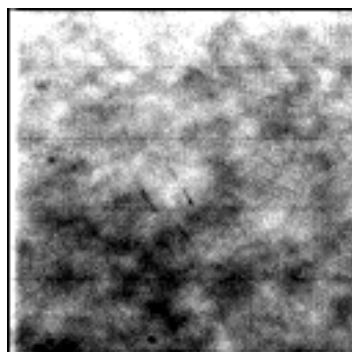


**Рис. 3.** Смещения изображения по оси X (а) и по оси Y (б), измеренные традиционным корреляционным датчиком (1 пиксель = 0,3 угл. с)



**Рис. 4.** Смещения изображения по оси X (а) и по оси Y (б), измеренные модифицированным корреляционным датчиком (1 пиксель = 0,3 угл. с)

На рисунке 5 показан фрагмент грануляционной картины, с которым ТКД работает плохо. За время реализации контраст грануляционной картины меняется в интервале 1.80% – 2.50%, среднее значение контраста 2.10%.

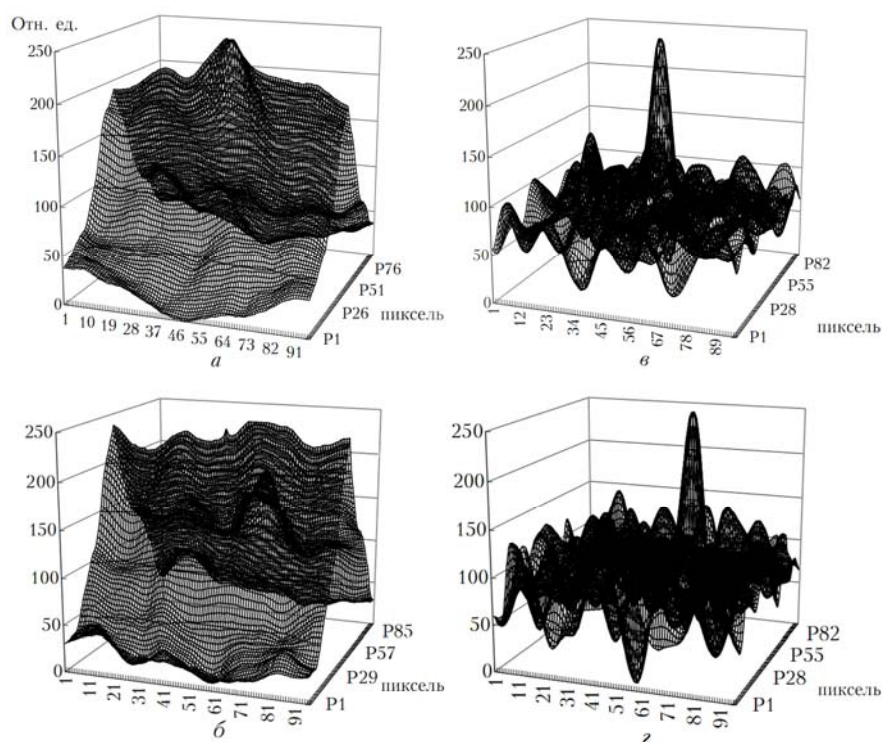


**Рис. 5.** Фрагмент грануляционной картины (для наглядности представления иллюстрации в тексте контраст картинка был увеличен).

Вид корреляционной функции, вычисленный ТКД и МКД, показан на рисунке 6. При работе традиционного корреляционного датчика максимумы взаимной корреляционной функции, связанные с неподвижной структурой изображения и смещающейся, близки по величине. Датчик показывает либо “0”, либо пытается следить за движением изображения. Взаимная корреляционная функция МКД имеет ярко выраженный максимум, который смещается вместе с изображением.

Заметное ухудшение качества изображения происходит при переносе изображения во 2-й фокус. Длина оптического пути переноса изображения увеличилась на 17 м. Искажения, которые набираются на этом участке, влияли на качество и без того слабо-

контрастного изображения. В течение 2-х секундной реализации структура изображения меняется, что затрудняет выбор оптимальных параметров фильтрующей функции, и в реальном эксперименте в замкнутом контуре это приводит к срыву слежения



**Рис. 6.** Взаимная корреляционная функция опорного и текущих кадров (а, в – 10-го; б, г – 306-го) ТКД – а, б и МКД – в, г., по оси Z – значения корреляционной функции в относительных единицах

Для проведения качественных спектральных наблюдений на БСВТ необходимо не только стабилизировать изображение на входной щели спектрографа, но и проводить длительные измерения с хорошим разрешением (до 0.2 угл. с). Разработка и создание макета адаптивной системы предусматривает решение трех основных задач: разработка датчика волнового фронта, выбор исполнительного оптического корректора и создание программного обеспечения для измерения искажений ВФ, управления деформируемым зеркалом и анализа качества скорректированного изображения. Технически макет адаптивной системы БСВТ (рис. 7) включает в себя высокочувствительную быстродействующую камеру, обеспечивающую возможность получения высококонтрастного изображения участка солнечной поверхности, скоростной процессор для вычисления искажений ВФ и активное зеркало-корректор, позволяющее компенсировать в реальном времени aberrации ВФ. Была разработана и опробована модернизированная оптическая схема БСВТ с адаптивными элементами (АОС). Отличительной особенностью системы было использование одного управляемого элемента для стабилизации и коррекции высших aberrаций волнового фронта. На рисунке 6 показана общая оптическая схема БСВТ, содержащая вакуумную трубу с входным иллюминатором, объектив телескопа диаметром 0.76 м и фокусным расстоянием 40 м, диагональное зеркало, выходной иллюминатор и плоскость первичного изображения.

В схему введены сферическое зеркало – коллиматор ( $f = 4$  м), адаптивное гибкое зеркало, перестраивающий объектив ( $f = 25.7$  м), светоделительный кубик, специальный окуляр, матрица дифракционных микролинз Шека-Гартмана в выходном зрачке



телескопа, CCD-камера 1 датчика волнового фронта и CCD-камера 2, регистрирующая исправленное изображение участка Солнца.



Рис. 7. Оптическая схема БСВТ с элементами адаптивной оптики.

На рисунке 7 показана общая эффективность коррекции атмосферных искажений волнового фронта АОС БСВТ в режиме коррекции аббераций волнового фронта. Эффективность оценивалась параметром  $\eta = (\langle \text{СКО1} \rangle - \langle \text{СКО2} \rangle) / \langle \text{СКО1} \rangle$ , где  $\langle \text{СКО1} \rangle$  и  $\langle \text{СКО2} \rangle$  – усреднённые по времени среднеквадратические отклонения ВФ от опорного в режиме без коррекции и после подачи сигналов управления, соответственно. При коррекции атмосферных искажений волнового фронта эффективность работы системы составила до 38%.

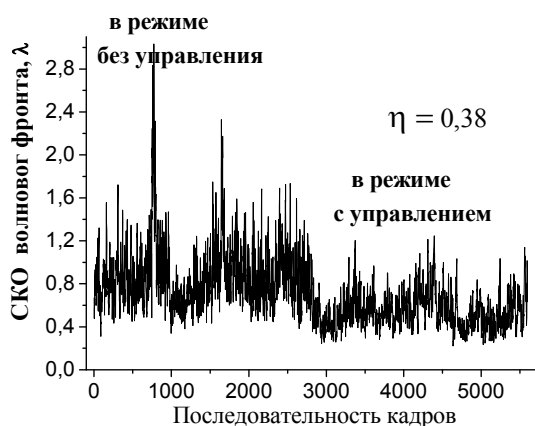


Рис. 8. Отклонение от плоскостности волнового фронта излучения в режимах разомкнутого и замкнутого контура управления АОС (с 3000 кадра) при коррекции атмосферных аббераций.

Низкая эффективность коррекции ВФ обусловлена следующими причинами: сильным ветровым раскачиванием сидеростатного зеркала, что приводит к угловому смещению изображения, в 6–8 раз превышающему диапазон углов наклона управляемого зеркала и большое время установления управляемого зеркала DM2-100-31 (в среднем 23 мс, максимальное – 60 мс, что соответствует полосе частот 22 Гц.) не позволяет корректировать волновой фронта во всём частотном диапазоне изменения атмосферных искажений.

### **Выводы**

Для реализации более эффективной адаптивной системы на БСВТ, компенсирующей атмосферные искажения волнового фронта, необходимо использовать корректор с малой инерционностью электродов зеркала. Таким образом, проведенные наблюдения показали, что раздельное управление одним гибким зеркалом имеет некоторые преимущества, что не позволяет отказаться от общей концепции использования раздельного способа компенсации общих и локальных наклонов.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда грант № 15-19-20013.

### **Литература**

1. Лукин В.П., Фортес Б.В., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринова Л.Н., Петров А.И., Янков А.П., Булатов А.В., Ковадло П.Г., Фирстова Н.М. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 12. С. 1161–1164.
2. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринова Л.Н., Лукин В.П., Петров А.И., Фортес Б.В., Янков А.П. // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 04. С. 420–424.
3. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Ковадло П.Г., Коняев П.А., Лукин В.П., Петров А.И., Янков А.П. // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. № 11. С. 1027–1030.
4. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Григорьев В.М., Коняев П.А., Лукин В.П., Ковадло П.Г., Скоморовский В.И., Янков А.П. // Автометрия. 2003. Т. 39. № 5. С. 77.
5. Антошкин Л.В., Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, П.Г. Ковадло, П.А. Коняев, Е.А. Копылов, В.П. Лукин, В.Д. Трифонов // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 12. С. 1096–1098.

### **STAGES OF DEVELOPMENT OF ADAPTIVE OPTICAL SYSTEM FOR THE LARGE SOLAR VAACUM TELESCOPE**

**Antoshkin L.V., Botygina N.N., Emaleev O.N., Konyaev P.A.,  
Kopylov E.A., Lukin V.P.**

*V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics of Siberian Branch of the Russian Academy of Science  
Tomsk, Russia*

The stages of development of the adaptive optics system for LSVT. The first stage of development was the creation of a system of stabilization of fragments of solar images based on link information of the displacement sensor of the image later modified by introducing a filtering function of spatial frequencies. The second stage of the development of the AOC was to develop a single-circuit system of simultaneous correction of higher aberrations and stabilization. It is shown that the system efficiency was 38%.

## **ПОИСК ДВОЙНЫХ СИСТЕМ СРЕДИ ХОЛОДНЫХ КАРЛИКОВ СОЛНЕЧНОЙ ОКРЕСТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ МЕТРОВОГО ТЕЛЕСКОПА «САТУРН»**

**Апетян А.А., Максимова Л.А., Биколова Д.А., Ершова А.П., Баляев И.А.,  
Оськина К.И., Ховричев М.Ю., Измайлов И.С., Рощина Е.А.,  
Петюр В.В., Шумилов А.А.**

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

*Широкий спектр проблем современной астрономии мотивирует исследователей к изучению маломассивных карликов в ближайших 50 пк от Солнца. Большой интерес вызывает поиск двойных систем, образованных карликовыми звездами (белый карлик + красный карлик, красный карлик + коричневый карлик и т.п.). Подобные пары с разделениями менее 1 угловой секунды, как правило, остаются неразрешимыми для современных обзорных телескопов. Однако положения фотоцентров в оптическом и в ИК диапазонах могут заметно различаться (вплоть до десятых долей угловой секунды). Обзоры SDSS и 2MASS характеризуются необходимым качеством, для успешного выявления двойных систем по разностям координат вида SDSS-2MASS. Проблема состоит в том, что такие близкие объекты выделяются относительно большими величинами собственных движений (от 0.1 до нескольких угл. сек. в год), а эпохи наблюдений обзоров различаются значительно (5–10 лет). Точности существующих собственных движений (каталог LSPM – 15–20 mas/год) явно недостаточно. Поэтому на метровом телескопе «Сатурн» (ГАО РАН) были выполнены наблюдения 33 близких карликов ( $D < 50$  пк). Для совместной обработки полученных снимков и кадров SDSS, 2MASS была использован метод, аналогичный тому, что применяется при определении тригонометрических параллаксов: редуция к системе опорного кадра. Стандартные ошибки координат звезд на эпохи наблюдений составили 10–60 mas, что обеспечило уровень точности собственных движений Pulkovo-SDSS на уровне 2–8 mas/yr. Это позволило получить «оптические» координаты фотоцентров на эпоху получения кадров 2MASS и вычислить разности положений «оптика-ИК», сравнить эти разности с уровнем ошибок. Для большинства звезд значимых отклонений выявлено не было. Исключения составляют объекты J1143+2916, J1159+2105, J1406+3133, J1541+3311, для которых величина «оптика-ИК» превосходит 3-сигма. Эти звезды могут оказаться двойными и требуют дальнейших наблюдений.*

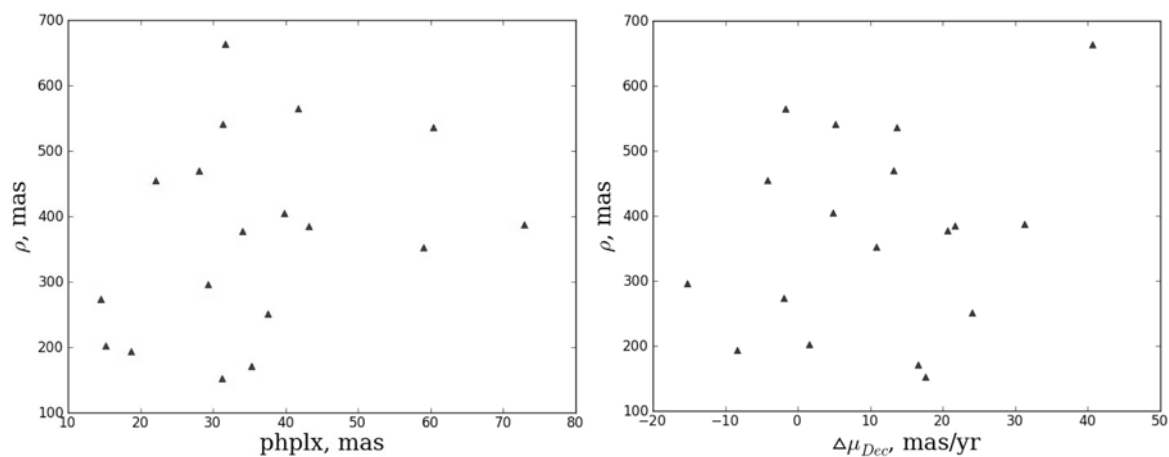
### **Введение**

Предметом данного исследования являются близкие ультрахолодные карлики. Близкими мы называем звезды, располагающиеся не далее 50 пк от Солнца. Эти объекты лежат на пороге масс между звездами и субзвездами. Их температуры не превосходят 3000К, светимости в оптическом диапазоне составляют тысячные доли светимости Солнца. Большой интерес вызывает поиск двойных систем, образованных подобными объектами (белый карлик + красный карлик, красный карлик + коричневый карлик и т.п.). Имеет место эффект “пустыни коричневых карликов” [2]: в двойных системах на расстояниях порядка 5 а.е. не наблюдается коричневых карликов там, где они должны были бы наблюдаться. Наша работа позволяет получить необходимый наблюдательный материал для дальнейшего космогонического анализа.

### **Методика наблюдений и обработки кадров**

Пары звезд с описанными свойствами и разделениями менее 1 угловой секунды, как правило, остаются неразрешимыми для современных обзорных телескопов. Суть нашего метода поиска состоит в сравнении положений фотоцентров системы в оптическом и ИК-диапазонах. В зависимости от физических характеристик компонентов, могут получаться различные величины разности этих положений, вплоть до десятых до-

лей угловой секунды. Обзоры SDSS и 2MASS характеризуются необходимым качеством для успешного выявления двойных систем по разностям координат вида SDSS-2MASS. Проблема состоит в том, что такие объекты в силу своей близости к Солнцу имеют относительно большие собственные движения (от 0.1 до нескольких угл. сек. в год), а эпохи наблюдений обзоров различаются значительно (5–10 лет). Точности существующих собственных движений оказывается явно недостаточно (каталог LSPM – 15–20 mas/yr), поэтому на метровом телескопе «Сатурн» (ГАО РАН) были выполнены наблюдения 33 близких карликов.



**Рис. 1.** Анализ возможных систематических трендов: графики зависимости величины разностей положений фотоцентров в ИК и видимом диапазоне от параллаксов и собственных движений звезд.

Для аппроксимации изображений звездообразных объектов было применено shapelet-разложение [1]. Метод основан на использовании ортогональной системы функций, являющихся комбинацией полиномов Лагерра [3] и стандартных разложений по синусам и косинусам. Было установлено, что оптимальным является разложение до 4–5 порядка. Для совместной обработки полученных снимков и кадров SDSS, 2MASS была использован метод редукции к системе опорного кадра, который также применяется при определении тригонометрических параллаксов. Рассматривается линейная модель с шестью постоянными, коэффициенты ищутся методом наименьших квадратов.

Чтобы исключить систематические ошибки в определении разностей положений фотоцентров в видимом и ИК-диапазоне ( $\rho$ ), были построены графики зависимости  $\rho$  от параллаксов, собственных движений по прямому восхождению и склонению, а также графики уравнения блеска и цвета. В среднем наблюдается увеличение  $\rho$  с уменьшением параллакса, что является индикатором реальности наших наблюдений. Также наблюдается сдвиг собственных движений по склонениям в положительную сторону. Подобный эффект был описан в ранних работах сотрудников нашей лаборатории, проводивших свои наблюдения на нормальном астрографе, поэтому можно сделать вывод, что проблема заключается в недостаточной точности собственных движений, приведенных в каталоге LSPM. Никаких систематических трендов на остальных графиках выявлено не было.

### Результаты и выводы

В таблице 1 приведены результаты обработки кадров с изображениями 18 звезд. Полученные значения собственных движений имеют точности 2–8 mas/yr. Положения фотоцентров в видимом и инфракрасном диапазонах различаются на 100–700 mas. В ходе анализа результатов не было выявлено никаких систематических ошибок. 4 объекта

(выделены жирным шрифтом) являются потенциальными кандидатами в двойные и требуют дальнейшего изучения.

**Таблица 1.** Результаты обработки: полученные собственные движения, разности положений фотоцентров и отношение сигнал/шум.

| Объект            | $\mu$         |               | $\mu$ errors |            | $\rho$       | $\rho$ errors | S / N      |
|-------------------|---------------|---------------|--------------|------------|--------------|---------------|------------|
|                   | RA            | DEC           | RA           | DEC        |              |               |            |
| J1043+2648        | -440.3        | -184.6        | 1.8          | 1.8        | 202.7        | 126.4         | 1.6        |
| J1048+2534        | -29.8         | -178.3        | 4.4          | 3.2        | 166.8        | 122.3         | 1.4        |
| J1048+2537        | -70.7         | -203.2        | 4.6          | 5.3        | 470.4        | 153.6         | 3.1        |
| J1121+2126        | -232.1        | -22.6         | 3.3          | 2.4        | 171.8        | 114.5         | 1.5        |
| J1139+3150        | -152.6        | -140.6        | 1.8          | 2.1        | 194.0        | 60.5          | 3.2        |
| J1140+3454        | -201.3        | -55.1         | 3.6          | 3.4        | 273.9        | 113.8         | 2.4        |
| <b>J1143+2916</b> | <b>-151.5</b> | <b>46.2</b>   | <b>2.8</b>   | <b>2.0</b> | <b>454.9</b> | <b>65.8</b>   | <b>6.9</b> |
| <b>J1159+2105</b> | <b>-114.6</b> | <b>-240.7</b> | <b>1.4</b>   | <b>2.5</b> | <b>384.4</b> | <b>102.4</b>  | <b>3.8</b> |
| J1249+2042        | 220.4         | -168.6        | 4.7          | 5.3        | 152.9        | 116.6         | 1.3        |
| J1304+2416        | -266.2        | 41.0          | 1.7          | 2.5        | 251.0        | 184.7         | 1.4        |
| J1400+2133        | -303.4        | -135.7        | 4.8          | 1.8        | 296.7        | 166.5         | 1.8        |
| J1402+3007        | 122.3         | -339.8        | 4.7          | 2.9        | 405.5        | 500.6         | 0.8        |
| <b>J1406+3133</b> | <b>63.1</b>   | <b>-359.3</b> | <b>7.0</b>   | <b>1.5</b> | <b>565.2</b> | <b>125.5</b>  | <b>4.5</b> |
| J1419+3048        | -154.2        | -102.2        | 5.1          | 2.8        | 540.9        | 156.4         | 3.5        |
| J1422+2352        | -247.7        | 27.2          | 4.3          | 3.7        | 353.0        | 106.6         | 3.3        |
| J1429+2934        | -224.6        | -477.6        | 8.0          | 3.6        | 535.7        | 224.0         | 2.4        |
| J1444+3002        | -91.8         | -366.3        | 1.3          | 2.2        | 387.6        | 135.6         | 2.9        |
| <b>J1541+3311</b> | <b>192.9</b>  | <b>99.4</b>   | <b>2.7</b>   | <b>3.7</b> | <b>663.5</b> | <b>147.5</b>  | <b>4.5</b> |

### Литература

1. *J. Berge, R. Massey & A. Refregier*: An introduction to shapelets based weak lensing image processing (2006).
2. *D. Grether, C. H. Lineweaver*: How dry is the brown dwarf desert?: Quantifying the relative number of planets, brown dwarfs and stellar companions around nearby sun-like stars // *Astrophys. J.* 640 (2006), pp. 1051–1062.
3. *E. Laguerre*, "Sur le transformations des fonctions elliptiques" // *Bull. Soc. Math. France*, 6 (1878), pp. 72–78.

### THE SEARCH OF BINARY SYSTEMS OF COLD DWARFS IN THE SOLAR NEIGHBOURHOOD WITH THE USE OF 1-METER TELESCOPE «SATURN»

**Apetyan A.A., Maksimova L.A., Bikulova D.A., Ershova A.P., Balyaev I.A., Oskina K.I., Khovritchev M.Ju., Izmailov I.S., Roshchina E.A., Petur V.V., Shumilov A.A.**

*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

A wide range of modern astronomy problems encourages scientists to study low-mass stars within 50 pc of the Sun. The search of dwarf binary systems (white dwarf + red dwarf, red dwarf +

brown dwarf, etc.) is of great interest to us. Such pairs of stars separated by less than 1 arcsec are more likely to stay unresolved for modern survey telescopes. However, the positions of optical and IR-photocenters of these binary stars can be noticeably different (up to tenths of arcsec). SDSS and 2MASS surveys provide good enough quality for the successful identification of binary systems by the SDSS-2MASS coordinate differences. The problem is that these objects have relatively large proper motions (from 0.1 to several arcsec/yr), while the observing eras vary significantly (by 5–10 years). The LSPM catalog provides proper motions with the 15–20 mas/yr accuracy which is obviously insufficient, that is why the observations of 33 close dwarfs ( $D < 50$  pc) were made with the 1-meter Pulkovo telescope «Saturn». For the joint processing of the obtained pictures and SDSS/2MASS frames the method of the reduction to the reference frame system was used. The accuracy of 2–8 mas/yr have been reached which allowed us to obtain the coordinates of optical photocenters at the observing era of 2MASS frames, calculate optics-IR coordinate differences and compare them to the error level. Most stars do not show significant deviations with the exception of J1143+2916, J1159+2105, J1406+3133, J1541+3311 for which optics-IR value exceeds  $3\sigma$ . These stars can be binary and require further investigations.

## **РОЛЬ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ АТОМА ВОДОРОДА В НЕСТАЦИОНАРНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ГАЗА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПРИМЕРЕ ЗВЁЗД ТИПА МИРЫ КИТА**

**Белова О.М.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

*В звёздных атмосферах скорость тройной рекомбинации атома водорода на высоковозбуждённые состояния может играть более существенную роль, чем скорость фоторекомбинации на нижние уровни. При ионизации водорода за фронтом ударной волны в звёздных атмосферах суммарный вклад в скорость ионизации уровней с главным квантовым числом большим десяти существенно превышает скорость ионизации из основного состояния. При нестационарном охлаждении газа за фронтом скорость радиационных потерь превышает скорость охлаждения: причиной служит ионизация из состояний с низкой степенью возбуждения.*

### **1. Введение**

Впервые гипотезу о высвечивании газа, нагретого на фронте ударной волны, предложил Пикельнер [1] для объяснения сильных эмиссионных линий в туманности Петля Лебеда. Позже Горбацкий [2] использовал эту гипотезу, чтобы объяснить наблюдаемые интенсивности эмиссионных линий в спектре долгопериодических переменных звёзд типа Миры Кита. В своей работе Горбацкий исследовал процесс эволюции газа за фронтом, используя двухуровневую модель атома водорода. Впоследствии многие авторы проводили расчёты ударной волны в различных приближениях. Фокс и Вуд [3], например, рассматривали 10-уровневую модель атома водорода в однопериодическом приближении. Наиболее полный расчёт ударной волны, т.е. учитывая различие электронной и атомно-ионной температур и включая все процессы, для чистого водорода газа, проводили Фадеев и Жилле. Их модель атома водорода включала четыре [4] или пять [5] дискретных уровней и континуум.

В работе [6] были выполнены расчёты нестационарного высвечивания газа, состоящего из водорода, гелия и ряда других химических элементов (C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Fe). Модель атома водорода включила все дискретные состояния, реализуемые по критерию Инглиса-Теллера [7]:

$$\lg(K_m) = 3.10 - 0.13 \cdot \lg(2N_e), \quad (1)$$

где  $K_m$  – максимальное главное квантовое число,  $N_e$  – электронная плотность. В газе, охлаждающемся за фронтом ударной волны, в атмосфере звезды типа Миры Кита  $N_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , поэтому величина  $K_m$  равна:

$$K_m = 25. \quad (2)$$

Населенности дискретных уровней и состояние ионизации находились путём решения совместной системы нестационарных уравнений, включающей следующие процессы: радиационные переходы с учётом рассеяний в частотах спектральных линий  $A_{ul}^*$  ( $l < u$ ), фоторекомбинация  $r_k$ , возбуждение  $q_{lu}$  и деактивация  $q_{ul}$  электронным ударом, ионизация электронным ударом  $q_k$  и тройная рекомбинация  $\gamma_k$ . В результате расчётов было выяснено, что получаемый результат сильно зависит от числа учитываемых состояний атома водорода. Основной причиной является доминирующий вклад высо-

ковозбужденных состояний в полную скорость ионизации и в полную скорость рекомбинации за счёт включения тройной рекомбинации на все реализуемые состояния. Исследовано поведение полной энергии и её тепловой компоненты при охлаждении газа за фронтом. Потери полной энергии осуществляются за счёт излучения в бальмеровской и пашеновской сериях, в то время как лаймановская серия оказывается запертой, а суммарный вклад остальных серий в потери энергии составляет не более 10% от полных потерь. При этом скорость охлаждения газа остаётся высокой из-за ионизации из возбужденных состояний с главным квантовым числом  $2 \leq k \leq 6$ . В настоящей работе представлено объяснение полученным в работе [6] результатам.

## **2. Влияние тройной рекомбинации на высоковозбужденные уровни атома водорода на полную скорость рекомбинации (18)**

Обычно при расчёте состояния ионизации атома водорода в областях, где электронная плотность  $N_e$  не превышает  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , учитывают только фоторекомбинацию, опуская тройную рекомбинацию. Объяснением является известный факт малой скорости тройной рекомбинации на первый уровень  $\gamma_1 N_e$  по сравнению со скоростью фоторекомбинации  $r_1$ . Но учёт возбужденных состояний приводит к обратной ситуации: если число уровней превышает  $k = 10$ , полная скорость рекомбинации определяется именно тройной рекомбинацией. Продемонстрируем это с помощью простой модели.

Скорость фоторекомбинации с хорошей точностью даёт приближение Крамерса

$$r_k = \frac{64}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \alpha^3 v_0 a_0^2 \beta_k^{3/2} e^{\beta_k} E_1(\beta_k), \quad \beta_k = \frac{Ry}{k^2 T_e}, \quad Ry = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2}. \quad (3)$$

Здесь  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $v_0$  – скорость электрона на первой боровской орбите,  $a_0$  – радиус Бора,  $m_e$  – масса электрона,  $e$  – элементарный электрический заряд,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k$  – главное квантовое число,  $T_e$  – электронная температура, измеряемая в энергетических единицах (1 эВ = 11 604.9 К). Данная формула заметно упрощается для высоких уровней. Поскольку типичные температуры за фронтом ударной волны составляют  $T_e > 0.5$  эВ, уровням с  $k > 10$  соответствуют  $\beta_k \ll 1$ . В этом случае скорость фоторекомбинации обратно пропорциональна кубу главного квантового числа:

$$r_k \propto 1/k^3, \quad \beta_k \ll 1. \quad (4)$$

Хотя при более низких температурах асимптотическая зависимость (4) наступает при больших  $k$ , это не влияет на общую тенденцию поведения скорости фоторекомбинации.

Скорость тройной рекомбинации  $\gamma_k$  согласно принципу детального баланса выражается через скорость ионизации электронным ударом  $q_k$ :

$$\gamma_k = 8\pi^{3/2} a_0^3 \cdot k^5 \beta_k^{3/2} e^{\beta_k} \cdot q_k, \quad (5)$$

формулы для  $q_k$  взяты из работы [9]. Зависимость величин  $q_k$  и  $\gamma_k$  от номера уровня при фиксированной температуре можно выразить в следующем виде:

$$q_k \propto k^{s_q}, \quad \gamma_k \propto k^{s_\gamma}.$$



На рис. 1 приведены графики зависимостей  $s_q$  и  $s_\gamma$  от главного квантового числа для трех значений температуры: I – 1 эВ, II – 2 эВ, III – 3 эВ. Все кривые стремятся к некоторому асимптотическому значению, определяемому температурой  $T_e$ . Из рисунка хорошо видно, что при  $k > 12$  величины  $s_q$  и  $s_\gamma$  лежат в диапазонах

$$2.2 < s_q < 2.6, \quad (6)$$

$$4.2 < s_\gamma < 4.6. \quad (7)$$

Представленные зависимости для  $r_k$  и  $\gamma_k$  показывают, что коэффициент тройной рекомбинации растёт с увеличением номера главного квантового числа, в отличие от скорости фоторекомбинации.

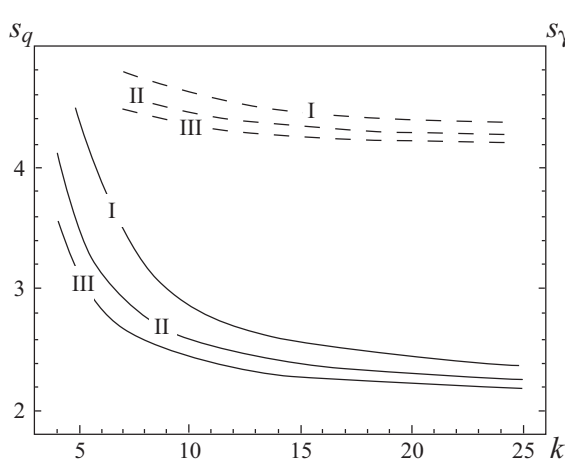


Рис. 1.

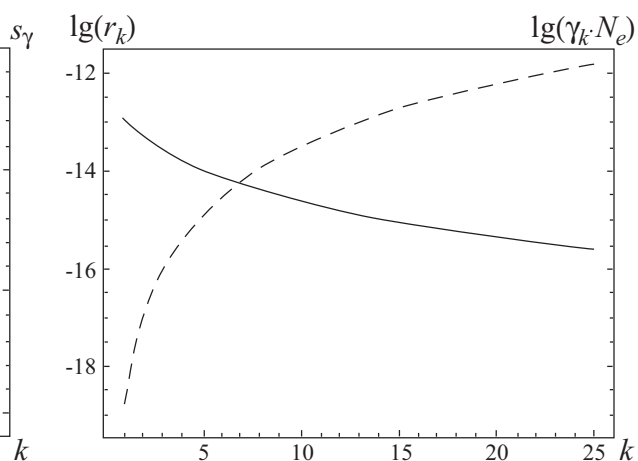


Рис. 2.

Рис. 2 иллюстрирует поведение  $r_k$  и произведения  $\gamma_k N_e$  в зависимости от номера уровня  $k$  при  $T_e = 2$  эВ и  $N_e = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Несмотря на то, что при заданной электронной плотности в атоме водорода реализуется более сорока уровней, скорость тройной рекомбинации начинает преобладать уже при  $k < 25$ : фоторекомбинация существенна примерно до десятого уровня.

После рекомбинации на возбужденные состояния атом может, как перейти в основное состояние, так и снова ионизоваться. Это зависит от соотношения между собой скоростей ударной ионизации  $q_k$  и деактивации на соседний уровень  $q_{k,k-1}$ . На рис. 3 приведены графики логарифма отношения

$$\zeta = \frac{q_{k,k-1}}{q_k} \quad (8)$$

для трех значений температур: 1 эВ, 2 эВ и 3 эВ. Для уровней с  $k > 10$  заведомо преобладает ударная деактивация. Таким образом, с большей вероятностью атом перейдет в менее возбужденное состояние, чем ионизуется. Учёт спонтанных переходов только усилит этот эффект.

Влияние тройной рекомбинации может оказаться важным и в случае межзвёздной среды. Из радионаблюдений известно, что возможны переходы между очень высокими ридберговскими состояниями атомов, вплоть до  $k \sim 1000$  [10]. Рассмотрим некоторую область НП с плотностью  $N_e = 10^4$  см<sup>-3</sup> и температурой  $T_e \approx 10^4$  эВ. Критерий Ингли-

са-Теллера (2) даёт оценку  $K_m = 374$ . Суммарный вклад всех уровней в скорости фото- и тройной рекомбинации составляет:

$$r_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^{K_m} r_k = 4.65 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}, \quad (9)$$

$$\Gamma_{\text{tot}} = N_e \sum_{k=1}^{K_m} \gamma_k = 1.47 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}. \quad (10)$$

Следовательно, тройная рекомбинация может играть существенную роль не только в звёздных атмосферах, но и в условиях межзвёздной среды.

### 3. Вклад высоковозбужденных состояний в полную скорость ионизации атома водорода

Как было выяснено в [6], населенности уровней  $y_k = N_k / N_{HI}$  и степень ионизации  $x = N_{III} / (N_{HI} + N_{III})$  атома водорода (здесь  $N_{HI}$ ,  $N_{III}$  – концентрации нейтрального и ионизованного водорода,  $N_k$  – концентрация атомов водорода на  $k$ -м уровне) являются существенно нестационарными, то есть они определяются не текущими значениями атомно-ионной  $T_{ai}$  и электронной  $T_e$  температур, а всей предысторией процесса. На рис. 3 хорошо видно, что для уровней с  $2 \leq k \leq 6$  скорости ударной ионизации  $q_k$  и деактивации  $q_{k,k-1}$  сравнимы по порядку величины. Отсюда следует, что дискретные состояния связаны с континуумом, поэтому  $y_k$  и  $x$  должны находиться одновременно.

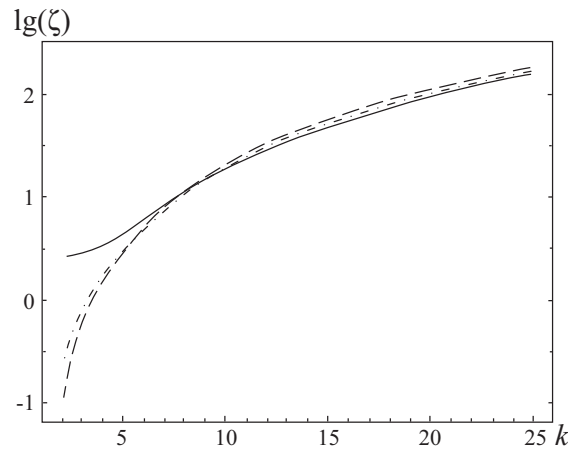


Рис. 3.

Полная скорость ионизации равна

$$Q = \sum_k q_k y_k = q_1 y_1 + S_{ex}, \quad (11)$$

где  $S_{ex}$  – вклад возбужденных уровней с  $k > 1$ . Для оценки роли возбужденных уровней рассмотрим отношение

$$\eta = \frac{Q}{q_1 y_1}. \quad (12)$$

Проведём необходимые расчеты в рамках простой модели плоского однородного слоя со следующими параметрами: толщина слоя –  $dL$ , концентрация газа –  $N$ , две

температуры –  $T_{ai}$  и  $T_e$ . Полагаем, что газ состоит только из водорода  $N = N_{HI} + N_{HII}$ , тогда электронная плотность равна

$$N_e = x \cdot N. \quad (13)$$

Кроме того, пусть известны начальные значения населенностей  $y_{k0}$  и степени ионизации водорода  $x_0$ . Таким образом, можно рассчитать зависимости от времени  $y_k(t)$  и  $x(t)$ .

Систему уравнений удобно записывать для переменных  $v_k = N_k / (N_{HI} + N_{HII})$ , связанных с  $y_k$  соотношением

$$v_k = (1 - x) \cdot y_k, \quad (14)$$

где  $1 - x$  – относительная концентрация нейтрального атома водорода. Таким образом, начальное значение величин  $v_k$  определяется как

$$v_{k0} = (1 - x_0) \cdot y_{k0}.$$

Состояние ионизации  $x$  и населенности  $v_k$  связаны соотношением

$$\sum_k v_k + x = 1. \quad (15)$$

Выпишем систему уравнений из [6]:

$$\begin{aligned} \frac{dv_k}{dt} = & - \left[ q_k N_e + \sum_{k>i} (A_{ki}^* + q_{ki} N_e) + \sum_{k<i} q_{ki} N_e \right] v_k + \\ & + \sum_{i<k} (A_{ik}^* + q_{ik} N_e) + \sum_{i<k} q_{ik} N_e + (r_k + \gamma_k N_e) N_e x. \end{aligned} \quad (16)$$

Число уравнений равно числу уровней  $K_m$  плюс условие нормировки (15).

Величина  $A_{ij}^*$  обозначает вероятность спонтанного перехода с учётом рассеяний

$$A_{ij}^* = \frac{A_{ij}}{\zeta_{ji}}, \quad (17)$$

где  $\zeta_{ji}$  – число рассеяний перед выходом кванта из среды.

Число рассеяний в частотах перехода  $i \rightarrow j$  вычисляется по оптической глубине  $\tau_{ji}$  по модели Бибермана-Холстейна для доплеровского контура [11]:

$$\zeta_{ji} = 2\tau_{ji} \cdot \sqrt{\pi \cdot \ln \tau_{ji}}.$$

Оптическая глубина выражается через сечение поглощения  $\sigma_{ji}$ , населённость нижнего уровня  $v_j$ , концентрацию водорода и толщину слоя.

$$\tau_{ji} = \sigma_{ji} \cdot v_j \cdot N \cdot dL. \quad (18)$$

Формула сечения поглощения для доплеровского контура:

$$\sigma_{ji} = 4\pi^{3/2} \sqrt{\frac{M_H}{m_e} a_0^2} \cdot f_{ji} \cdot \Delta E_{ji} \sqrt{\frac{Ry}{T_{ai}}},$$

где  $M_H, m_e$  – массы атома водорода и электрона,  $f_{ji}$  – сила осциллятора в поглощении,  $\Delta E_{ji}$  – энергия перехода между уровнями.

Значения указанных выше параметров взяты из расчетов [6], они соответствуют типичной ситуации за фронтом ударной волны в атмосферах звёзд типа миры Кита, когда основным донором электронов становится водород.

|                                       |                         |                         |
|---------------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| $N = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ | $dL = 40 \text{ км}$    | $x_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ |
| $T_e = 1.5 \text{ эВ}$                | $T_{ai} = 6 \text{ эВ}$ | $\nu_{10} = 1 - x_0$    |
| $\nu_{k0} = 0 \quad (k > 1)$          |                         |                         |

Населенности возбужденных уровней  $\nu_{k0}$  ( $k > 1$ ) приняты равными нулю, так как они не оказывают существенное влияние на расчёт. Система уравнений решена для трёх значений  $K_m$ : 2, 5 и 25.

Результаты расчётов величины  $\eta$  представлены на рис. 4 сплошными линиями: I – для двухуровневой системы, II – для пятиуровневой, III – для 25-уровневой. Штриховыми линиями изображен логарифм отношения  $\nu = y_k / y_k^B(T_e)$ , где  $y_k^B$  – больцмановское значение населенности при той же температуре: I – второй уровень, II – пятый, III – 25-й (для соответствующих систем). Вклад высоких уровней быстро становится значительным, хотя населенности остаются ниже больцмановских.

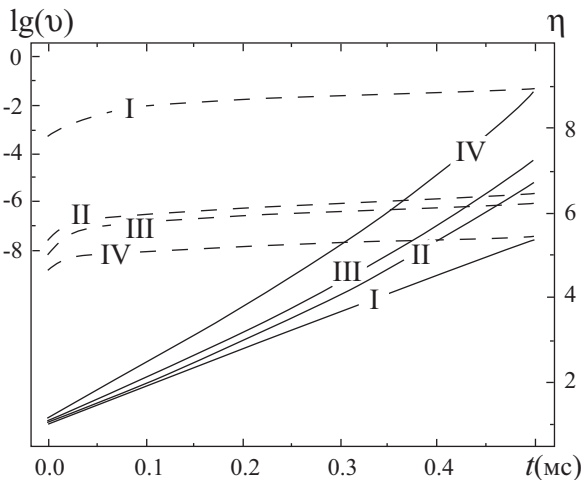


Рис. 4.

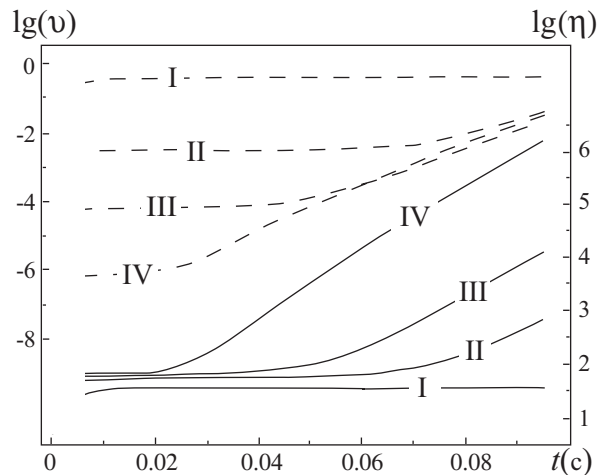


Рис. 5.

На больших временах (порядка десятых долей секунды) различие становится нагляднее. На рис. 5 (обозначения те же самые, что и на рис. 4) показаны графики логарифма величины  $\eta$ . Рост населенностей возбужденных уровней способствует дальнейшему увеличению скорости ионизации.

Основной причиной большого вклада высоковозбужденных уровней является рост коэффициента ионизации и населённости с увеличением главного квантового числа  $k$ :  $y_k \propto k^2$  и  $q_k \propto k^{s_q}$ , где  $2.2 < s_q < 2.6$  (6). Отсюда получаем, что скорость ионизации зависит от  $k$  как  $k^{4.2 \div 4.6}$ . Суммарный вклад высоких уровней  $k \gg 1$ , можно оценить путём интегрирования по  $k$ :

$$S_{ex} \sim \int_{k_{min}}^k \xi^{s_q+2} d\xi \sim k^{s_q+3} \sim k^{5.2 \div 5.6},$$

где  $k_{\min} = 7 \div 10$ , но от него результат интегрирования зависит слабо.

Таким образом, основной вклад в скорость ионизации атома водорода вносят именно высоковозбужденные состояния, поэтому в нестационарных расчётах требуется учитывать все реализуемые уровни.

#### **4. Различие между потерями энергии и охлаждением в задаче о высвечивании газа за фронтом ударной волны**

В настоящем параграфе проведено сопоставление охлаждения газа, то есть уменьшения его тепловой энергии, и изменения его полной энергии в задаче о высвечивании газа за фронтом ударной волны. Для этого выбран участок из результатов расчётов, соответствующий наибольшему вкладу водорода в охлаждение. Уравнения и полное решение задачи описаны в работе [6].

В звёздах холоднее класса G при нестационарном охлаждении газа за фронтом потери полной энергии определяются излучением при свободно-свободных, свободно-связанных и связано-связанных переходах, причём основной вклад вносят радиационные переходы между дискретными уровнями. За изменение тепловой энергии отвечают тройная и фоторекомбинация, тормозное излучение, а также ионизация и дискретные переходы электронным ударом. Определяющую роль играют ударные процессы: ионизация, возбуждение и деактивация.

Радиационные потери атома водорода описываются формулой

$$W = X \cdot \sum_{u>l} A_{ul}^* E_{lu} \nu_u. \quad (19)$$

где  $E_{lu}$  – энергия перехода между нижним  $l$  и верхним  $u$  уровнями.

Скорость изменения тепловой энергии  $C$  равна разности между возбуждением  $C_{ex}$  и деактивацией  $C_{de}$ :

$$C = C_{ex} - C_{de}, \quad (20)$$

которые определяются формулами

$$C_{ex} = X \cdot N_e \cdot \sum_{l<u} q_{lu} E_{lu} \nu_l, \quad C_{de} = X \cdot N_e \cdot \sum_{u>l} q_{ul} E_{lu} \nu_u. \quad (21)$$

В стационарном случае, когда соблюдается баланс населенностей уровней, радиационные потери равны разности между охлаждением при возбуждении и нагревом при деактивации:

$$W^{st} = C_{ex}^{st} - C_{de}^{st}. \quad (22)$$

Но за фронтом ударной волны такое утверждение оказывается несправедливым. Населенности уровней атома водорода  $\nu_k$ , как показали точные расчёты [6], нестационарные, и их значения значительно ниже стационарных, откуда следует, что  $W < C$ .

Эта ситуация показана на рис. 6, на котором изображен фрагмент результатов расчетов эволюции газа за фронтом ударной волны при следующих начальных параметрах: температура газа – 3000 К, концентрация –  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, скорость натекания газа на фронт – 50 км/с. Штриховая кривая описывает эволюцию электронной температуры  $T_e(t)$  со временем. Две верхние сплошные кривые демонстрируют поведение радиационных потерь и скорости охлаждения. Из рисунка хорошо видно, что скорость радиационных потерь меньше на один-два порядка, чем скорость охлаждения, в зависимости от стадии высвечивания. И это различие сохраняется на протяжении основного времени высвечивания газа.

Уменьшение радиационных потерь связано с ростом влияния рассеяний в линиях дискретных переходов. График на рис. 7 показывает зависимость оптической глубины в

линиях  $Ly_{\alpha}$ ,  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $P_{\alpha}$  от времени. Лаймановская серия почти с самого начала оказывается запертой. Потери осуществляются за счёт излучения в сериях Бальмера и Пашена. Рассеяние в этих сериях становится существенным только на поздних стадиях высвечивания.

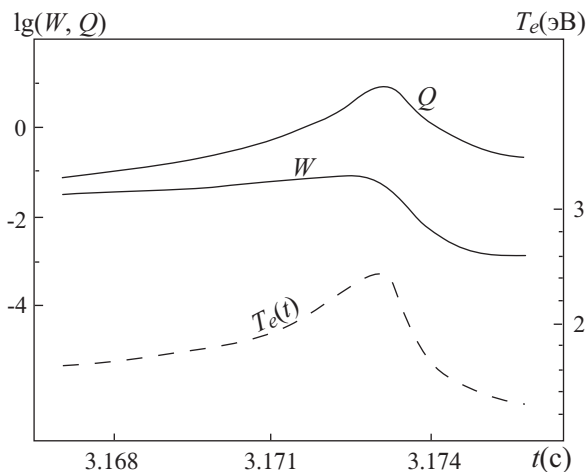


Рис. 6.

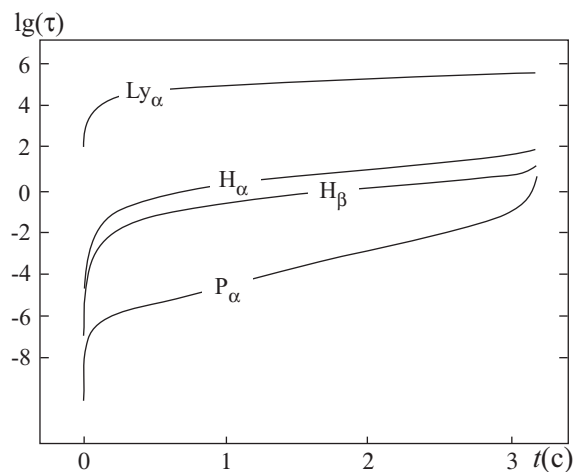


Рис. 7.

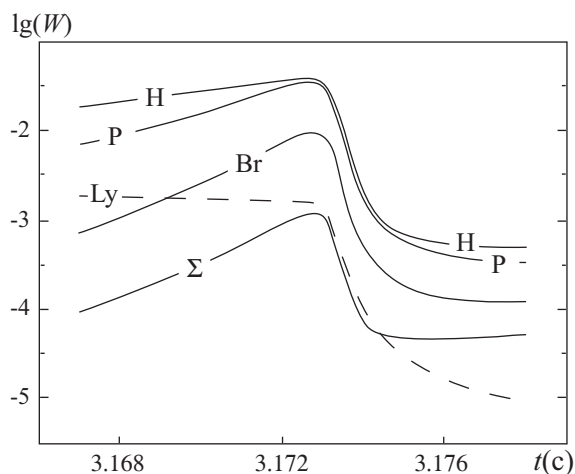


Рис. 8.

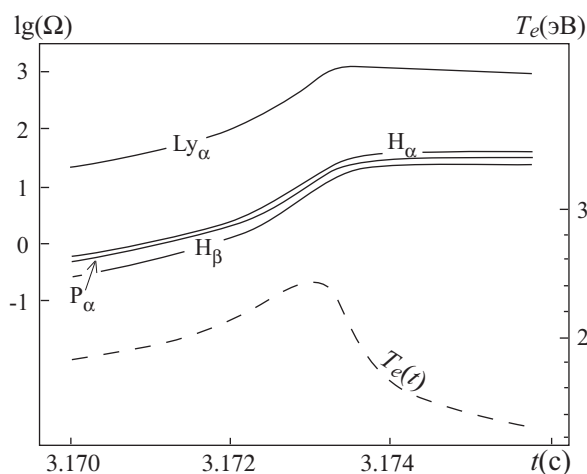


Рис. 9.

На рис. 8 представлены графики, иллюстрирующие вклад в высвечивание каждой из серий: лаймановской  $Ly$  (штриховая), бальмеровской  $H$ , пашеновской  $P$ , Бреккета  $Br$ ,  $\Sigma$  – суммарный вклад всех остальных серий. Основной вклад дают бальмеровская и пашеновская серии, которые фактически равны, ещё на порядок меньше – серия Бреккета и другие серии. А серия Лаймана, которая обычно является самой сильной, оказывается на два порядка слабей.

Рассмотрим влияние ионизации и деактивации с помощью «фактора подавления»  $\Omega_{ul}$ , равного по определению

$$\Omega_{ul} = \frac{(q_{ul} + q_u) \cdot N_e}{A_{ul}^*}. \quad (23)$$

Если  $\Omega_{ul} < 1$ , вероятность выхода кванта из системы почти равна единице. В противном случае более вероятно, что квант останется в системе. На рис. 9 построены графи-

ки  $\Omega_{ul}$  для линий  $Ly_\alpha$ ,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $P_\alpha$ . Хорошо видно, что излучение в лаймановской серии почти сразу подавлено, для бальмеровской и пашеновской серии  $\Omega_{ul}$  принимает существенное значение в области максимума электронной температуры.

Ионизация и деактивация электронным ударом, как было сказано во втором параграфе, являются конкурирующими процессами. Кроме того, они оказывают различное влияние на потери тепловой энергии: деактивация приводит к возврату энергии системе, а ионизация  $\rho$  к её уменьшению. Оценим их роль с помощью параметра  $\rho$ , равного отношению

$$\rho = \frac{C_{de}}{C_{ex}}. \quad (24)$$

Малая величина  $\rho$  означает низкую эффективность деактивации. В случае, когда отношение близко к единице, величина  $1 - \rho$  представляет собой долю потерянной тепловой энергии.

Введем величину  $\rho_l$  для соответствующей спектральной серии.

$$\rho_l = \frac{\sum_{u>l} q_{ul} E_{lu} v_u}{v_l \sum_{l<u} q_{lu} E_{lu}}. \quad (25)$$

На рис. 10 показаны графики для величин  $\eta$  и  $\eta_l$ , определяемых формулами:

$$\eta = \log(1 - \rho), \quad \eta_l = \log(1 - \rho_l). \quad (26)$$

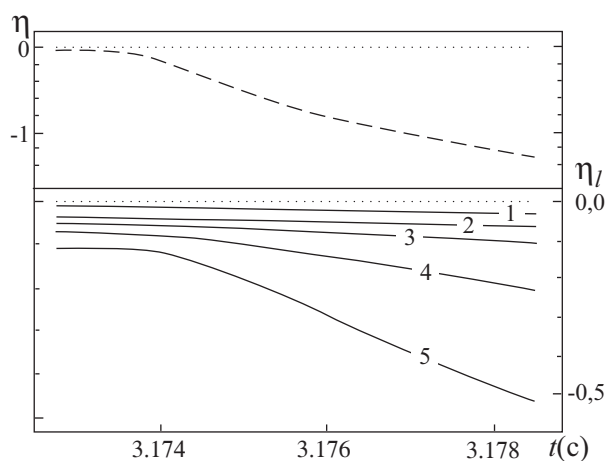


Рис. 10.

Верхний рисунок показывает, что доля потерь тепловой энергии  $C$  на поздних стадиях высвечивания составляет не менее 10% от  $C_{ex}$ . Вместе с рис. 9 он объясняет причину расхождения  $W$  и  $C$ : скорость охлаждения ослабляется в меньшей степени, чем скорость потерь полной энергии.

На нижней половине рисунка изображены величины  $\eta_l$  для серий от Лаймана до Пфунда. Деактивация для первых трёх серий незначительна, но она увеличивается с ростом серий. Объяснением этому служит рассмотренный ранее вклад ионизации электронным ударом.

## 5. Заключение

В результате проведенных расчетов получены следующие выводы:

- Вклад тройной рекомбинации на высоковозбужденные состояния в полную скорость рекомбинации может превышать соответствующий вклад фоторекомбинации на нижние уровни для условий звездных атмосфер и межзвездной среды ( $N_e > 10^4 \text{ см}^{-3}$ ).

- Деактивация высоковозбуждённого состояния атома водорода происходит гораздо быстрее, чем их ударная ионизация, поэтому рекомбинация на высокие уровни с большой вероятностью приводит к переходу в основное состояние.
- Скорость ионизации определяют, главным образом, высоковозбуждённые состояния.
- Таким образом, при решении задачи о высвечивании газа за фронтом ударной волны нужно учитывать все уровни, реализуемые в атоме водорода при данных условиях.
- При нестационарном охлаждении газа за фронтом ударной волны скорость радиационных потерь может быть на один–два порядка больше скорости охлаждения газа. Причиной различия служит ионизация электронным ударом с уровней  $2 \leq k \leq 6$ , которая приводит к тому, что тепловая энергии газа переходит во внутреннюю энергию дискретных состояний водорода.
- Основной вклад в потери энергии газом на излучение вносят бальмеровская и пашеновская серии. Вклад серии Бреккета и последующих составляет не более 10%. Лаймановская же серия даёт только 1% от всего излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-03-03302 и гранта научной школы НШ 9670.2016.2.

#### Литература

1. С.Б. Пикельнер, Изв. КрАО, **12**, 93, 1954
2. В.Г. Горбацкий, Астрон. ж., **38**, 256, 1961
3. M.W. Fox, P.R. Wood, ApJ, **297**, 455, 1985
4. Yu.A. Fadeev, D. Gillet, A&A, **354**, 349, 2000
5. Yu.A. Fadeev, D. Gillet, A&A, **420**, 423, 2004
6. O.M. Belova, K.V. Bychkov, E.S. Morchenko, B.A. Nizamov, Astronomy reports, **58**, 650, 2014.
7. Ч. Каули, Теория звёздных спектров, М.: Мир, 1974.
8. O.M. Белова, К.В. Бычков, Астрофизика, в печати
9. L.C. Johnson, Astrophys. J., **174**, 227, 1972.
10. S.V. Stepkin et al., Mon. Not. R. Astron. Soc., **374**, 852, 2007.
11. Л.М. Биберман, В.С. Воробьёв, И.Т. Якубов, М.: Наука, 1982

### THE ROLE OF EXCITED LEVELS OF HYDROGEN ATOMS IN NONSTATIONARY COOLING GAS BEHIND A SHOCK WAVE BY THE EXAMPLE OF MIRA VARIABLE STARS

**Belova O.M.**

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

In stellar atmospheres and regions of interstellar medium, in which the electron density is higher than  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , three-body recombination on the hydrogen atom levels with large principal quantum number  $k \gg 1$ , accompanied by electron impact deactivation  $k \rightarrow k - 1$ , can play a more significant role than photorecombination on the lower states. It is estimated the input of Hydrogen high-excited levels to the ionization rate of the gas behind a shock wave in stellar atmospheres. For levels with  $k > 10$  this input can exceed ionization coefficients from the ground state. It is studied the difference in the behavior of energy and its heat component on cooling of partially ionized gas behind the shock wave in the atmosphere of the giant star, taking into account scattering lines of discrete transitions. Lyman series is locked, and the energy carried out in the Balmer and Paschen series, the contribution of the other spectral series is small. Despite scattering in spectral lines and electron impact deactivation, cooling rate remains high due to the impact ionization of excited states with principal quantum number from 2 to 6.



## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЗВЁЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

**Боронина С.В., Холтыгин А.Ф.**

*Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия*

*Исследовано распределение плотности магнитных звёзд по галактическим координатам и изменение их пространственной плотности с расстоянием.*

### Введение

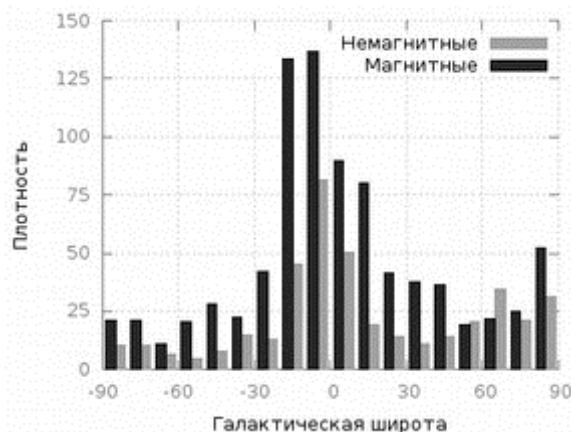
К магнитным звёздам относятся звёзды главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Ресселла спектральных классов O, B, A и F, на поверхности которых обнаружены крупномасштабные магнитные поля напряжённостью от нескольких сотен до десятков тысяч Гс. Происхождение магнитного поля этих звёзд не вполне ясно. Ранее предполагалось, что оно возникает в результате работы динамо-механизма, аналогично тому, как формируется магнитное поле Солнца и звёзд солнечного типа [1]. В то же время следует помнить, что Солнце, не имеет сильного и регулярного крупномасштабного поля и не является магнитной звездой. А его внутреннее строение отличается от строения звёзд ранних спектральных классов. Динамо-механизм в таких звёздах мало эффективен [6].

Более популярна гипотеза, согласно которой магнитное поле звезды является остатком поля молекулярного облака, из которого она сформировалась [2]. Таким образом, если изучить положение магнитных звёзд в Галактике, можно ожидать увеличения их количества в местах с наиболее сильным галактическим полем: в спиральных рукавах, областях звездообразования, и т. п.

На данный момент наиболее полным каталогом магнитных звёзд является каталог Бычкова и др. (2009) [3]. Он содержит звёзды, для которых магнитные поля вообще когда-либо измерялись до 2009 года, в связи с чем «магнитных» звёзд в нём существенно больше, чем «немагнитных». Каталог был разбит на две части в соответствии с определением, что «магнитными» считаются звёзды со значением поля не менее 100 Гс, оставшиеся – «немагнитными».

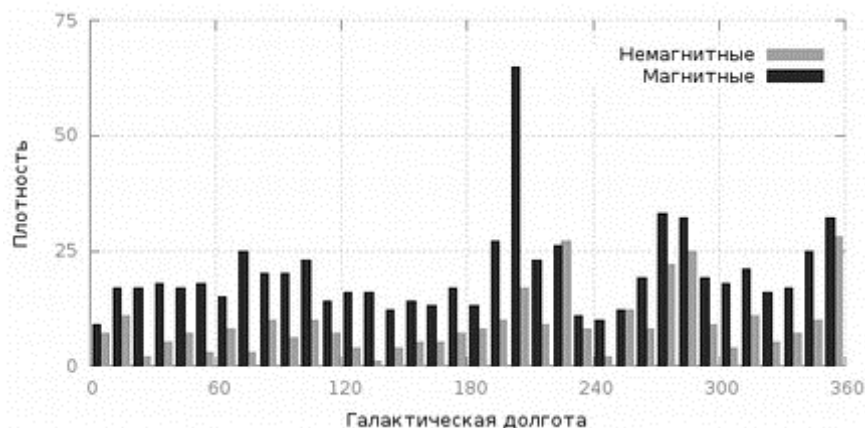
### Галактические координаты

Мы построили распределения звёзд каталога Бычкова и др. (2009) по галактическим широте и долготе (рис. 1 и 2).



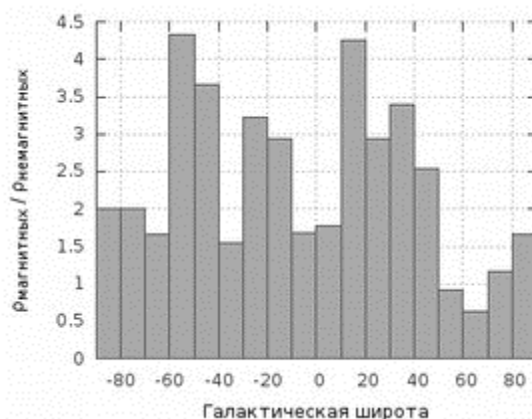
**Рис. 1.** Распределение плотности магнитных и немагнитных звёзд по галактической широте.

На рис. 1 показана зависимость количества звёзд в одном стерadiansе от галактической широты. Явно прослеживается концентрация звёзд к плоскости Галактики. При этом существуют заметные отклонения от неё, например, вблизи северного полюса Галактики плотность звёзд с измеренным магнитным полем выше, чем в средних широтах или вблизи южного полюса. Причины этого отклонения ещё только предстоит изучить. На рис. 2 показана зависимость числа звёзд от галактической долготы. На ней хорошо видны несколько областей с повышенной плотностью магнитных звёзд.



**Рис. 2.** Распределение плотности магнитных и немагнитных звёзд по галактической долготы.

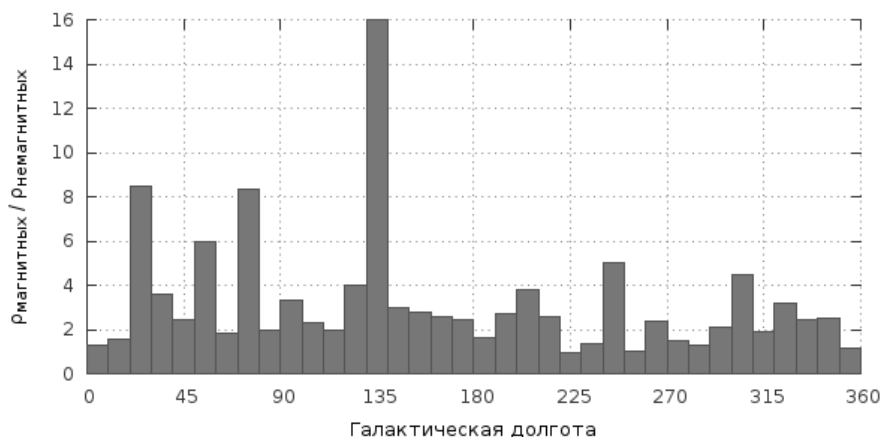
Чтобы определить, в каких направлениях в Галактике среди звёзд каталога больше всего доля магнитных звёзд, удобно рассмотреть отношение их числа к числу немагнитных звёзд. На рис. 3 показана зависимость отношения числа магнитных звёзд к числу немагнитных от галактической широты, а на рис. 4 приведена аналогичная зависимость от галактической долготы.



**Рис. 3.** Изменение отношения числа магнитных звёзд к числу немагнитных с галактической широтой.

Как видно из рис. 4, отношение числа звёзд достигает максимального значения при  $140^\circ$  галактической долготы. Однако, это не является существенным в соответствии с данными, представленными рис. 2, т. к. вызвано почти полным отсутствием в данной области немагнитных звёзд, а не большим количеством магнитных. Таким образом, следует анализировать одновременно и количества звёзд, и их отношения. При таком подходе, заслуживает внимания область с галактической долготой в  $210^\circ$ , где число магнитных звёзд действительно велико, как в сравнении с немагнитными, так и в сравнении со средней плотностью магнитных звёзд. Анализируя рис. 1 и 3, можно заключить, что существенный максимум плотности магнитных звёзд достигается при  $-20^\circ$

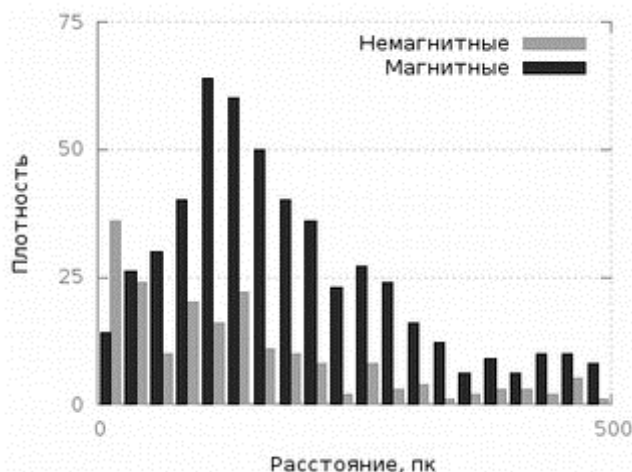
галактической широты. Эти координаты соответствуют положению Туманности Ориона, в которой находится галактический рукав с одной из важнейших областей звездообразования.



**Рис. 4.** Отношение числа магнитных звёзд к числу немагнитных в зависимости от галактической долготы.

### Расстояние

Используя объекты, для которых удалось найти значения параллаксов, можно получить зависимость пространственной плотности  $\rho(R)$  магнитных и немагнитных звёзд от расстояния  $R \leq 500$  пк, где  $R$  – расстояние от звезды до Солнца (рис. 5). Пространственная плотность вычисляется как отношение числа звезд в шаровом слое с расстояниями в интервале  $[R, R+\Delta R]$  к его объему.



**Рис. 5.** Зависимость пространственной плотности магнитных и немагнитных звёзд от расстояния до Солнца.

Во-первых, следует обратить внимание на то, что на небольшом расстоянии от Солнца немагнитных звёзд больше, чем магнитных. Этот факт можно связать с тем, что в окрестности Солнца уже не происходит активного звездообразования. Кроме того, у большинства «немагнитных» звёзд в каталоге параллаксы не измерены. Мы считали, что эти звёзды находятся за пределами рассматриваемой нами области  $R \leq 500$  пк. В среднем оказалось, что параллаксы немагнитных звёзд меньше, чем у магнитных, что говорит о большем расстоянии до них. Открытым остаётся вопрос о связи этого наблюдения с положением наблюдателя или особенностями измерения величины магнитного поля у далёких звёзд.

Обнаружено убывание пространственной плотности звёзд каталога с расстоянием, это может быть отражением того, что звёзды ранних спектральных классов лежат в диске Галактики. Другими словами, близкие звёзды наблюдаются во всех направлениях, а с увеличением расстояния наблюдаемые звёзды всё больше концентрируются к плоскости диска Галактики. Также, это может быть связано с трудностями спектральных наблюдений далёких звёзд и измерения расстояний до них.

### **Заключение**

Нами был произведён анализ положения звёзд каталога Бычкова и др. (2009) в пространстве. При этом нам встретились некоторые трудности. Во-первых, до конца не известно, почему именно эти звёзды вошли в каталог, т. е., почему именно для них в своё время были измерены магнитные поля. Если измерялись преимущественно те звёзды, у которых ожидалось обнаружение поля, то мы имеем дело с серьёзной наблюдательной селекцией, которая не могла не отразиться на результате. Во-вторых, среди звёзд каталога магнитных звёзд заметно больше, чем немагнитных, что говорит о явной наблюдательной селекции. Учитывая, что большая часть немагнитных звёзд не вошла в каталог Бычкова и др. (2009), следует заключить, что выводы о соотношении чисел «магнитных» и «немагнитных» звёзд и их отношения являются сугубо предварительными.

Тем не менее, уже на данном этапе исследований, можно сделать заключение о повышенной плотности магнитных звёзд в направлении на Туманность Ориона. Отметим также малую плотность магнитных звёзд в окрестности Солнца. Оба этих факта могут быть связаны с положением областей звездообразования и свидетельствуют в пользу гипотезы реликтового поля. Малое число магнитных звёзд вблизи Солнца, возможно, связано с отсутствием в данной области звёзд молодого возраста, учитывая, что магнитное поле звезды может существенно ослабевать в ходе её эволюции на главной последовательности [4, 5].

В дальнейшем предполагается провести более тщательный анализ имеющихся данных с учётом общего распределения звёзд в Галактике и расположения областей звездообразования. Ожидаемое в ближайшее время уточнение параллаксов звёзд должно существенно улучшить приведённую зависимость числа магнитных звёзд от расстояния.

### **Литература**

1. R. Arlt, 2013, *Astron. Nachr*, **334**, 109
2. J. Braithwaite, H.C. Spruit, 2004, *Nature*, **431**, 819
3. V.D. Bychkov, L.V. Bychkova and J. Madej, 2009, *MNRAS*, **394**, 1338.
4. A.F. Kholtygin, S.N. Fabrika, N.A. Drake et al. 2010, *Kin. Phys/ Cel. Bod.*, **26**, 181
5. O. Kochukhov; S. Bagnulo, 2006, *A&A.*, **450**, 763
6. K.B. MacGregor, J.B. Cassinelli, 2003, *ApJ*, **586**, 480

### **MAGNETIC STARS SPACE DISTRIBUTION**

**Boronina S. V., Kholtygin A. F.**

*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

The magnetic stars space distribution is explored. Magnetic and non-magnetic stars from the catalog Bychkov et. al. (2009) were considered separately. The star density distribution on the galactic latitude and the longitude together with the magnetic to non-magnetic stars ratio were obtained. The magnetic stars concentration in the Orion Nebula direction was revealed. The magnetic and non-magnetic stars number density dependence from distance is considered.

## **СЕЗОННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КАЧЕСТВА АСТРОНОМИЧЕСКОГО ВИДЕНИЯ БОЛЬШОГО СОЛНЕЧНОГО ВАКУУМНОГО ТЕЛЕСКОПА**

**Ботыгина Н.Н.<sup>1</sup>, Копылов Е.А.<sup>1</sup>, Лукин В.П.<sup>1</sup>, Селин А.А.<sup>1</sup>,  
Коваadlo П.Г.<sup>2</sup>, Шиховцев А.Ю.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ИОА СО РАН, г. Томск  
<sup>2</sup>ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск

*Приведены результаты оптических измерений качества астрономического видения на Большом солнечном вакуумном телескопе (БСВТ) в весенний и летний периоды. Замечено, что в летнее время измерений качество видения в среднем в 2,5 раза выше, чем в весеннее. Информация о сезонной изменчивости качества астрономического видения может быть полезной при планировании научных экспериментов на БСВТ, а также для улучшения характеристик существующей адаптивной системы.*

Для изучения процессов, происходящих на Солнце, оптическими методами необходимо получение качественных изображений Солнца. Искажения изображений на телескопах наземного базирования обусловлены абберациями волнового фронта, вносимыми атмосферной турбулентностью на пути распространения излучения до входной апертуры телескопа; абберациями оптических элементов, формирующих изображение; абберациями, связанными с погрешностями юстировки элементов оптической схемы; и абберациями, вызванными павильонной турбулентностью.

Для уменьшения искажений, вызванных атмосферной турбулентностью, в оптическую схему телескопов внедряются адаптивные оптические системы (АОС). Эффективность коррекции изображения зависит от соответствия параметров АОС условиям астрономического видения во время регистрации изображения. Качество астрономического видения принято характеризовать радиусом Фрида  $r_0$  или параметром пропорциональным  $r_0 / \lambda$  ( $\lambda$  – длина волны излучения). Зная радиус Фрида, можно оперативно подобрать оптимальные параметры адаптивной системы для получения хорошего качества изображения. В АОС солнечных телескопов в качестве измерителей аббераций волнового фронта, как правило, используются корреляционные датчики Шэка-Гартмана. При работе адаптивной системы в режиме с разомкнутым контуром управления корреляционный датчик Шэка-Гартмана может быть использован для оценки радиуса Фрида ( $r_0$ ). Измерения радиуса Фрида при различных атмосферных условиях необходимы для накопления данных о сезонной и суточной изменчивости качества видения в месте расположения телескопа. Анализ накопленных данных может оказаться полезным для специалистов в области физики Солнца при планировании исследований процессов на Солнце, а также для разработчиков АОС при усовершенствовании уже существующей адаптивной системы.

В данной работе приведены результаты измерения радиуса Фрида в оптической схеме АОС Большого солнечного вакуумного телескопа Байкальской астрофизической обсерватории. Большой солнечный вакуумный телескоп (БСВТ) – самый большой телескоп на Евразийском континенте и основной инструмент Байкальской астрофизической обсерватории. БСВТ расположен на расстоянии примерно 1 км от берега озера Байкал на сопке на высоте приблизительно 400 м над уровнем Байкала и 700 м над уровнем моря. БСВТ является зеркально-линзовой системой (рис. 1, 2). Полярный сидеростат с плоским зеркалом диаметром 1 м установлен на вертикальной колонне высотой 25 м. сидеростат направляет свет вдоль полярной оси на двухлинзовый объектив

(диаметр – 760 мм, фокусное расстояние – 40 м), расположенный в верхнем торце трубы телескопа. БСВТ является зеркально-линзовой системой.

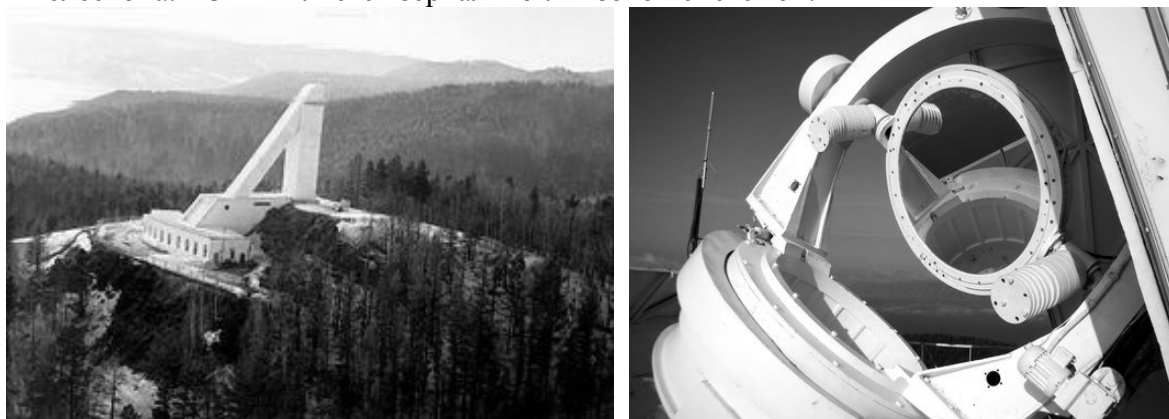


Рис. 1. Большой солнечный вакуумный телескоп Байкальской астрофизической обсерватории (слева) и зеркало сидеростата (справа)

Для устранения влияния флуктуаций плотности воздуха на качество изображения в трубе телескопа создается вакуум. Расчётное пространственное разрешение телескопа составляет 0.2 угл. сек. Уникальность телескопа заключалась в том, что телескоп работает совместно со спектрографом высокого разрешения.



Рис. 2. Оптическая схема БСВТ с элементами адаптивной оптики

Для оценки радиуса Фрида из измерений углов наклона ВФ на субапертурах маски Шэка-Гартмана используется дифференциальный метод измерений [1, 2], позволяющий уменьшить ошибку определения  $r_0$ , связанную с вибрациями элементов кон-

струкции телескопа. Вычисления радиуса Фрида проводились по формуле, полученной из выражения для дисперсии разности углов наклона ВФ на двух субапертурах в направлении их разноса в плоскости входного зрачка телескопа.

$$r_0 = \left( \sigma_{\alpha_1 - \alpha_2}^2 \right)^{-3/5} 0,528 \lambda^{6/5} D^{-1/5} \left[ 1 - 0,562(R)^{-1/3} \right]^{3/5},$$

где  $\alpha_1 - \alpha_2$  – разность углов наклона ВФ на двух субапертурах в направлении их разноса,

$\lambda$  – длина волны излучения,

$r_0$  – радиус Фрида,

$D$  – размер субапертуры в плоскости входного зрачка,

$R$  – нормированное на размер субапертуры расстояние между центрами двух субапертур.

Размер субапертур и наклоны ВФ в плоскости входного зрачка телескопа рассчитывались с использованием коэффициента увеличения телескопической системы "объектив телескопа - окуляр". Дисперсия оценивалась по реализации длительностью 60 секунд (6000 кадров). Гартманограмма регистрировалась с частотой 90 кадр/с. Датчик работал на длине волны излучения 0,535 мкм. Измерения проводились одновременно на 20-и парах разнесённых субапертур. Размер субапертуры 57 и 38 пикс, масштаб пикселя 7,4 мкм. На рисунке 3 приведено главное окно программы датчика ВФ, в левой верхней части которого показано регистрируемое камерой изображение, в правой верхней части – выбранная конфигурация гартманограммы. В двух маленьких окнах, расположенных ниже окна гартманограммы, выводятся ограниченное окно анализа изображения, сформированное указанной пользователем субапертурой, и функция взаимной корреляции опорного и текущего изображений.

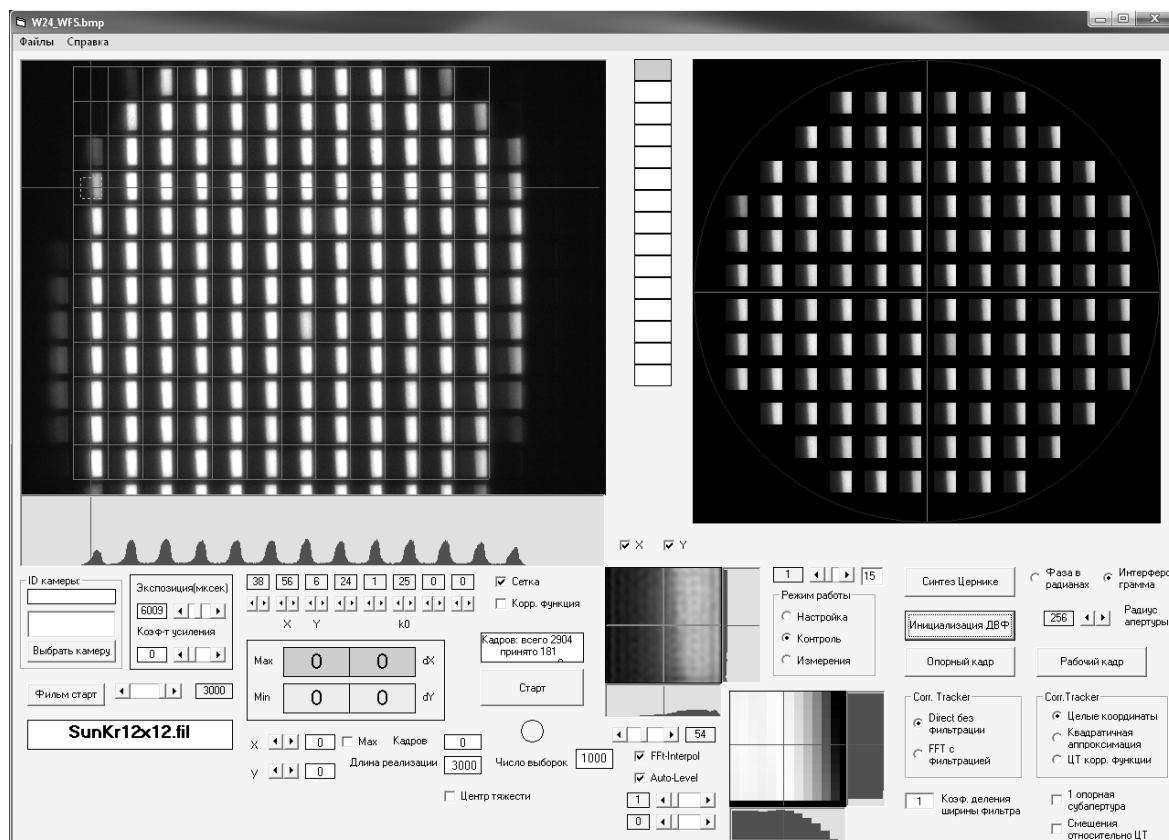


Рис. 3. Главное окно программы АОС.

Измерения радиуса Фрида проводились в различное время года. При отсутствии на Солнце достаточно контрастных объектов (солнечных пятен и пор), по которым хорошо работает корреляционный датчик Шэка-Гартмана, оценка  $r_0$  проводилась по измерению смещения небольшого фрагмента изображения края солнечного диска в направлении перпендикулярном линии края [3]. Выборочные результаты измерений приведены в таблице 1. Дата и время измерений определялись сроками и продолжительностью экспедиций. Измерения проводились на длине волны излучения  $0.535 \pm 0.10$  мкм на нескольких парах разнесённых субапертур, в таблице представлены средние значения и среднеквадратические отклонения радиуса Фрида.

Таблица 1.

| Дата и время измерений | Радиус Фрида ( $r_0$ ), мм | Качество видения ( $r_0 / \lambda$ ), угл. сек | Состояние озера Байкал          |
|------------------------|----------------------------|--|---------------------------------|
| 13.02.2012 13:17       | $15,5 \pm 1,76$            | 7,19   | Ледовый покров озера Байкал     |
| 13.02.2012 13:19       | $15,5 \pm 1,44$            | 7,19   |                                 |
| 13.02.2012 13:26       | $15,7 \pm 1,33$            | 7,10   |                                 |
| 13.02.2012 13:30       | $14,1 \pm 0,90$            | 7,90   |                                 |
| 13.02.2012 13:33       | $14,8 \pm 1,08$            | 7,53   |                                 |
| 13.02.2012 13:35       | $15,5 \pm 1,75$            | 7,19   |                                 |
| 11.03.2015 09:27       | $20,71 \pm 1,32$           | 5,38   |                                 |
| 11.03.2015 09:33       | $20,43 \pm 1,33$           | 5,46   |                                 |
| 12.03.2015 13:34       | $18,30 \pm 1,20$           | 6,09   |                                 |
| 19.08.2009 13:17       | $52,54 \pm 1,36$           | 2,12   | Водная поверхность озера Байкал |
| 17.08.2011 15:51       | $51,62 \pm 1,12$           | 2,16   |                                 |
| 20.08.2011 09:35       | $49,57 \pm 4,27$           | 2,25   |                                 |
| 20.08.2011 13:32       | $38,02 \pm 0,61$           | 2,93   |                                 |
| 12.09.2015 10:20       | $41,14 \pm 1,37$           | 2,71   |                                 |
| 12.09.2015 10:24       | $31,55 \pm 1,80$           | 3,53   |                                 |
| 12.09.2015 10:49       | $45,65 \pm 1,80$           | 2,44   |                                 |
| 12.09.2015 10:55       | $50,94 \pm 2,82$           | 2,19   |                                 |
| 12.09.2015 10:57       | $46,84 \pm 1,90$           | 2,38   |                                 |
| 13.09.2015 10:00       | $26,45 \pm 1,33$           | 4,21   |                                 |

Из таблицы видно, что в летнее время года качество астрономического видения приблизительно в 2.5 раза выше, чем при ледовом покрове озера Байкал. В летнее время большая холодная акватория озера Байкал стабилизирует воздушную среду за счёт минимизации приземных потоков, вследствие чего происходит уменьшение пульсаций температуры воздуха [4] и улучшение качества астрономического видения.

#### Литература

1. Sarazin M., Roddier F. Differential Image Motion Monitor // Astron. and Astrophys. 1990. № 227. P. 294-300
2. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Дифференциальный оптический измеритель параметров атмосферной турбулентности. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т.11. № 11. С. 1219-1223.
3. Лукин В.П., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Григорьев В.М., Емалеев О.Н., Ковадло П.Г., Коняев П.А., Копылов Е.А., Скоморовский В.И., Трифонов В.Д., Чупраков С.А. Развитие элементов адаптивной оптики для солнечного телескопа // Журнал «Оптика атмосферы и океана». 2011, т. 24, № 12, с. 1099–1104.
4. Ботыгина Н.Н., Ковадло П.Г., Копылов Е.А., Лукин В.П., Туев М.В., Шиховцев А.Ю. Оценка качества астрономического видения в месте расположения Большого солнечного вакуумно-



го телескопа по данным оптических и метеорологических измерений // Оптика атмосферы и океана Т.26. №11. 2013. С. 942-947

**SEASONAL CHANGES IN THE QUALITY OF ASTRONOMICAL VISION  
LARGE VACUUM SOLAR TELESCOPE**

**Botygina N. N.<sup>1</sup>, Kopylov E. A.<sup>1</sup>, Lukin V.P.<sup>1</sup>, Selin A. A.<sup>1</sup>,  
Kovadlo P. G.<sup>2</sup>, Shekhovtsev A. Y.<sup>2</sup>**  
*IAO SB RAS<sup>1</sup>, Tomsk, Russia*  
*ISTP SB RAS<sup>2</sup>, Irkutsk, Russia*

The results of optical measurements of the quality of astronomical seeing on the Large solar vacuum telescope (LSVT) in spring and summer are shown. It is noticed that in the summer measurements, the quality of vision is higher on average 2.5 times than in the spring. Information on the seasonal variability of the astronomical quality of vision can be useful in the planning of scientific experiments for the LSVT, as well as to improve the performance of existing adaptive system



## **ИСТОЧНИК ПУЛЬСИРУЮЩЕГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ АЕ ВОДОЛЕЯ**

**Глобина В.И.<sup>1,2</sup>, Ихсанов Н.Р.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

*Рассмотрена проблема генерации пульсирующего рентгеновского излучения взрывной переменной АЕ Водолея. Она представляет собой тесную двойную систему, состоящую из красного карлика и быстровращающегося ( $P_s = 33$  с) белого карлика с сильным магнитным полем. Излучение системы в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах содержит пульсирующий компонент, период которого совпадает с периодом вращения белого карлика. Однако рентгеновские пульсации имеют существенное отличие - в них не удается обнаружить первую гармонику с периодом 16.5 с. Если происхождение периодического излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах связывают с наличием на поверхности белого карлика двух горячих пятен в области магнитных полюсов, то природа пульсирующего рентгеновского компонента остается неясна. Ввиду отсутствия признаков аккреции на белый карлик аккреционный механизм, применяемый для объяснения нагрева магнитных полюсов в случае взрывных переменных, к данной системе не применим. В данной работе предлагается механизм нагрева магнитных полюсов заряженными частицами, ускоренными в магнитосфере белого карлика. Предполагается, что первичное ускорение частиц происходит в токовом слое в магнитопаузе, но основную долю энергии частицы получают при ускорении в электрическом поле, генерируемом вблизи магнитных полюсов за счет осевого вращения белого карлика. Оценки концентрации частиц, необходимой для такого нагрева, подтверждают правдоподобность подобного предположения.*

### **1. Введение**

АЕ Водолея является маломассивной тесной двойной системой, расположенной на расстоянии  $100 \pm 30$  пк [1]. Она состоит из красного и белого карликов. По природе компонентов и характеру излучения данная система принадлежит к классу взрывных переменных. Открытие 33-с когерентных пульсаций в оптическом и рентгеновском диапазонах позволили определить период вращения белого карлика  $P_s \cong 33.08$  с [2, 3]. В оптических и УФ-пульсациях обнаружена также первая гармоника с периодом 16.5 с. Дальнейшие исследования на телескопе им. Хаббла позволили отождествить источник 33-с и 16.5-с осцилляций в оптическом и УФ-диапазоне с двумя горячими пятнами, расположенными диаметрально противоположно на поверхности белого карлика [4]. Оценена температура этих пятен  $T \sim 26\,000$  К и занимаемая ими площадь  $S_p \sim 10^{16}$  см<sup>2</sup>. Интересное открытие было сделано в ходе наблюдений за эволюцией 33-с оптических осцилляций [5] – было установлено, что период вращения белого карлика стабильно увеличивается с темпом  $\dot{P} = (5.64 \pm 0.02) \times 10^{-14}$  с/с. Соответствующий темп потери вращательной энергии белым карликом более чем в 5 раз превосходит болометрическую светимость всей системы. Данное свойство характерно лишь для радиопульсаров – нейтронных звезд, находящихся в состоянии эжектора. По этой причине для объяснения торможения белого карлика в АЕ Водолея была привлечена модель эжектирующего пульсара, в соответствии с которой энергия вращения белого карлика расходуется на генерацию электромагнитных волн и релятивистского ветра. Наличие в системе эжектирующего белого карлика является нестандартным явлением для класса взрывных переменных. На данный момент известен лишь один объект, кроме АЕ Водолея, демонстрирующий данную особенность – AR Скорпиона [6].

Присутствие в излучении системы пульсирующего рентгеновского компонента с периодом, равным периоду вращения белого карлика, ставит перед нами вопрос о природе источника данного излучения. В отличие от оптического и ультрафиолетового диапазона, рентгеновские пульсации с периодом 16.5 с не обнаружены [7, 8]. В случае со взрывным переменным механизмом, ответственным за рентгеновское излучение системы, является аккреция вещества на поверхность белого карлика. Но, как будет показано ниже, параметры системы исключают возможность аккреции.

В данной работе мы предлагаем механизм нагрева магнитных полюсов белого карлика заряженными частицами, ускоренными в его магнитосфере. Первичное ускорение происходит в токовом слое на границе магнитосферы, а основное ускорение, в процессе которого частицы набирают необходимую энергию, происходит в индуцированном электрическом поле у магнитных полюсов белого карлика. Мы предполагаем, что, вероятнее всего, такими частицами являются протоны. Концентрация нагреваемых частиц, необходимая для обеспечения наблюдаемой светимости пульсирующего рентгеновского излучения, удовлетворяет параметрам системы.

## **2. Свойства рентгеновского излучения АЕ Водолея**

Наблюдения системы АЕ Водолея в рентгеновском диапазоне проводились практически на всех телескопах, доступных для данного диапазона (Einstein, Ginga, ASCA, XMM-Newton, Chandra, SUZAKU, NuSTAR). Рентгеновская кривая блеска АЕ Водолея демонстрирует переменность излучения, имеющую вспышечный характер (например, [7]). Сравнение кривых блеска в различных диапазонах показывает наличие корреляции рентгеновских вспышек со вспышками в оптическом и УФ-диапазоне [7,9]. Рентгеновское излучение системы состоит из двух компонентов: пульсирующего излучения с периодом, равным периоду вращения белого карлика, и неппульсирующего излучения. Полная светимость рентгеновского излучения в области энергий 0.4 - 10 кэВ составляет  $7.3 \times 10^{30}$  эрг/с в состоянии покоя и  $2.1 \times 10^{31}$  эрг/с во время вспышки [7]. Анализ спектра неппульсирующего компонента показывает, что основной вклад в спектр вносит участок, соответствующий диапазону энергий 0.1–1 кэВ [7, 9].

На всех телескопах, с помощью которых проводились наблюдения АЕ Водолея, зарегистрированы пульсации рентгеновского излучения, имеющие синусоидальный профиль, со средним периодом 33.08 секунды, совпадающим с периодом осевого вращения белого карлика [7, 10]. Обнаруженные осцилляции являются когерентными по отношению к аналогичным осцилляциям в оптическом и УФ диапазоне. Данный факт, а также отсутствие 16.5-с рентгеновских пульсаций, говорит о том, что, по-видимому, источник рентгеновской пульсирующей компоненты локализован в окрестности одного из горячих пятен. Можно предположить, что он представляет собой кольцо некоторой ширины, окружающее пятно. На рентгеновскую активность лишь одного из магнитных полюсов указывают и результаты одновременных наблюдений, проводившихся на ROSAT и HST. Известно, что оптические и УФ-пульсации имеют профиль, состоящий из двух пиков разных амплитуд, разделенных по фазе на величину 0.5 [4]. Наблюдения показали, что рентгеновский пик совпадает с главным пиком в УФ-диапазоне, в то время как меньший УФ-пик соответствует рентгеновскому минимуму [11].

В ходе наблюдений было установлено, что доля пульсирующего компонента от общего рентгеновского излучения меняется существенным образом при переходе от состояния покоя к вспышке: в состоянии покоя она составляет  $16\% \pm 1\%$ , во время вспышки –  $7\% \pm 1\%$  [10]. Столь существенное различие объясняется тем, что во время вспышки происходит увеличение, главным образом, неппульсирующей компоненты рентгеновского излучения ( $\sim$  в 5 раз). Амплитуда импульса тоже увеличивается, но в

меньшей степени ( $\sim$  на 50%) [9]. Зная долю пульсирующего рентгеновского излучения можно оценить его светимость – она составляет примерно  $10^{30}$  эрг/с.

### **3. Неприменимость аккреционного механизма**

Рентгеновское излучение взрывных переменных, как правило, интерпретируется в рамках аккреционного механизма. Но в случае АЕ Водолея подобное объяснение рентгеновского пульсирующего компонента встречается с рядом трудностей. Главная проблема состоит в том, что параметры системы исключают возможность аккреции вещества на белый карлик. Аккреция в двойной системе может происходить в том случае, если центробежная сила, действующая на границе магнитосферы белого карлика, не препятствует проникновению вещества в его магнитное поле. Это возможно в том случае, если радиус коротации белого карлика  $r_{cor} = (GM_{WD}/\omega_s^2)^{1/3}$  превосходит его альвеновский радиус  $r_A = (\mu^2/\dot{M}(2GM_{WD})^{1/2})^{2/7}$ . Здесь  $\mu$  и  $M_{WD}$  – дипольный магнитный момент и масса белого карлика,  $\dot{M}$  – темп переноса массы в системе,  $\omega_s = 2\pi/P_s$  – угловая скорость осевого вращения белого карлика. Оценку величины магнитного поля белого карлика можно получить из модели эжектирующего пульсара, позволяющей объяснить замедление вращения белого карлика [12]. В рамках такого подхода оценка величины магнитного поля белого карлика лежит в интервале от 100 МГц в области магнитных полюсов до 50 МГц в области магнитного экватора, что соответствует величине магнитного момента  $\mu \sim 10^{34}$  Гс·см<sup>3</sup>. В этом случае альвеновский радиус  $r_A \cong 4.2 \times 10^{10}$  см оказывается на порядок превышающим радиус коротации белого карлика  $r_{cor} \cong 1.4 \times 10^9$  см, что говорит о невозможности протекания аккреционного процесса.

Дополнительным аргументом в пользу неаккреционной природы пульсирующего рентгеновского излучения АЕ Водолея является оценка размеров источника данного излучения. Мы считаем, что источником является кольцо, окружающее горячее пятно в области одного из магнитных полюсов. Тогда оценка ширины излучающего кольца, необходимой для реализации наблюдаемой светимости пульсирующего рентгеновского компонента ( $L_{Xp} \approx 10^{30}$  эрг/с) в предположении чернотельного излучения, дает значение порядка всего нескольких сантиметров:  $d \sim (1-10)$  см. Это значение существенно ниже типичных значений основания аккреционной колонки ( $\sim 10^2$  см). Под шириной излучающего кольца мы понимаем разность между его внешним и внутренним радиусами.

## **4. Ускорение заряженных частиц в магнитосфере белого карлика**

### **4.1. Ускорение в токовом слое на границе магнитосферы**

При взаимодействии вещества, теряемого нормальным компонентом, и магнитосферы белого карлика происходит генерация тороидальной компоненты магнитного поля: из-за большой относительной скорости движения вещества и вращения магнитосферы исходное дипольное поле в магнитопаузе вытягивается в тороидальном направлении. В результате этого на границе магнитосферы появляются компоненты магнитного поля противоположной направленности. Иными словами, образуется токовый слой, в котором сближаются до малых расстояний противоположно направленные силовые линии, происходит их перезамыкание и появляется электрическое поле, способное ускорить заряженные частицы по направлению к магнитным полюсам.

Для определения энергии, до которой смогут ускориться частицы в токовом слое, рассмотрим модель линейного ускорителя:

$$\varepsilon_0 \cong eE_0a_0. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  – энергия одной частицы,  $a_0$  – толщина токового слоя,  $E_0$  – напряженность электрического поля, генерируемого в токовом слое. Для оценки энергии будем считать, что  $E_0 \cong B_A$ , где  $B_A = B(r_A)$  – величина магнитного поля на границе магнитосферы. Для толщины токового слоя воспользуемся оценкой ее критического значения, при котором начинается турбулизация плазмы в токовом слое, как это было сделано в работе Л. Пустильника для случая солнечной вспышки [13]:

$$a_0 \approx \frac{B_A}{4\pi n e u_{cr}}, \quad (2)$$

где  $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$  – концентрация плазмы,  $u_{cr} = v_{Te} = \sqrt{\frac{kT}{m_e}} \approx 3.7 \times 10^7 \text{ см/с}$  при  $T \approx 10^4 \text{ К}$ . Величину магнитного поля в магнитопаузе оценим в предположении дипольной конфигурации магнитного поля белого карлика:  $B_A = \frac{\mu}{r_A^3} \approx 200 \text{ Гс}$ . Тогда толщина токового слоя на границе магнитосферы белого карлика равна

$$a_0 \approx 300 \text{ см.}$$

Энергия, приобретаемая частицей в ускорителе такой длины, оказывается равной

$$\varepsilon_0 \approx 2.6 \times 10^{-5} \text{ эрг} \cong 16 \text{ МэВ.}$$

Зная энергию одной частицы, можно оценить, какое количество частиц в секунду должно поступать на магнитный полюс для того, чтобы обеспечить наблюдаемую светимость пульсирующего рентгеновского излучения  $L_{Xp} \approx 10^{30} \text{ эрг/с}$ . Полученное значение составляет примерно  $10^{34}$  частиц/с. Этому значению соответствует концентрация  $n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Приблизительные оценки реальной концентрации заряженных частиц у магнитных полюсов, основанные на исследовании движения вещества от точки Лагранжа L1 до магнитных полюсов белого карлика, дают значение примерно  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . При получении данной оценки последовательно оценивалось значение концентрации частиц в точке L1, затем на расстоянии, соответствующем радиусу циркуляризации, и на границе магнитосферы белого карлика. Концентрация частиц в магнитопаузе оказалась равной приблизительно  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Далее мы предположили, по аналогии с солнечными вспышками, что ускоряться в токовом слое будет примерно 1% частиц, в результате чего и была получена соответствующая оценка. Сравнение двух оценок ( $10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $10^9 \text{ см}^{-3}$ ) показывает, что ускорения лишь в токовом слое недостаточно, частицы должны приобрести дополнительную энергию.

#### **4.2. Ускорение внутри магнитосферы**

Дальнейшее ускорение частиц происходит в электрическом поле, генерируемом вблизи магнитных полюсов белого карлика вследствие его осевого вращения. Именно здесь частицы приобретают энергию, необходимую для обеспечения наблюдаемой светимости пульсирующего рентгеновского излучения. Ускорение происходит в электрическом поле, описанном в работе [14]:

$$\varphi_{AS}(r) \cong 2\sqrt{2}E_{AS}R_{WD} \left[ \left( \frac{r}{R_{WD}} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3)$$

$$E_{AS} = \frac{1}{8\sqrt{3}} \left( \frac{\omega_s R_{WD}}{c} \right)^{5/2} B_0. \quad (4)$$

Здесь  $R_{WD} \cong 10^{8.8} \text{ см}$  – радиус белого карлика,  $B_0 = 10^8 \text{ Гс}$  – величина магнитного поля в области магнитных полюсов. Тогда энергия  $\varepsilon_{pole} = e\varphi_{AS}(r_A)$ , приобретаемая частицей, равна

$$\varepsilon_{pole} \approx 50 \text{ эрг} \cong 3 \times 10^{13} \text{ эВ.}$$

Этой энергии соответствуют лоренц-факторы  $\gamma_e \sim 10^7$  и  $\gamma_p \sim 10^4$  для электронов и протонов, соответственно. После ускорения в токовом слое заряженные частицы двигаются по направлению к магнитным полюсам вдоль силовых линий магнитного поля. Максимальная энергия, до которой в магнитосфере белого карлика могут быть ускорены электроны, ограничена высоким темпом потерь их энергии на изгибное излучение. В случае протонов потери на изгибное излучение меньше в силу меньшего значения лоренц-фактора. Это позволяет предположить, что нагрев поверхности белого карлика будет происходить вследствие ее бомбардировки ускоренными протонами.

Также оценено необходимое количество частиц в секунду, которые должны поступать на поверхность белого карлика, для обеспечения наблюдаемой светимости пульсирующего рентгеновского излучения. Оно составило примерно  $10^{28}$  частиц/с, что соответствует концентрации  $10^8 \text{ см}^{-3}$ . Очевидно, что это значение соответствует вероятному значению концентрации частиц у магнитных полюсов белого карлика ( $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ ).

### 5. Заключение

В данной работе предпринята попытка объяснения пульсирующего рентгеновского излучения взрывной переменной АЕ Водолея. Рентгеновское излучение взрывных переменных имеет аккреционную природу, но параметры рассматриваемой системы исключают возможность аккреции вещества на белый карлик. Мы предлагаем модель источника, основанную на идее нагрева поверхности белого карлика в области магнитных полюсов заряженными частицами, ускоренными в его магнитосфере. Особенностью пульсирующего рентгеновского компонента АЕ Водолея является отсутствие пульсаций с периодом 16.5 с. Данное свойство пока что не нашло своего объяснения. По нашим предположениям, такая особенность может быть вызвана асимметрией первичного ускорения частиц по знаку заряда внутри токового слоя на границе магнитосферы белого карлика. Этот вопрос будет подробно рассмотрен в следующих работах.

### Литература

1. *M. Friedjung*, *New Astron.* **2**, 319 (1997).
2. *J. Patterson*. *Astrophys. J.* **234**, 978 (1979).
3. *J. Patterson, D. Branch, G. Chincarini, E.L. Robinson*. *Astrophys. J.* **240**, L133 (1980).
4. *M. Eracleous, K. Horne, E.L. Robinson, et al.* *Astrophys. J.* **433**, 313 (1994).
5. *O.C. de Jager, P.J. Meintjes, D. O'Donoghue, E.L. Robinson*. *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.* **267**, 577 (1994).
6. *T.R. Marsh, B.T. Gänsicke, S. Himmerich, et al.* *Nature* **537**, 374 (2016).
7. *C.-S. Choi, T. Dotani, P.C. Agrawal*. *Astrophys. J.* **525**, 399 (1999).
8. *K. Reinsch, K. Beuermann, H. Hanusch, et al.* *Proc. Magnetic Cataclysmic Variables*, Eds. D. Buckley and B. Warner, *ASP Conference Series* **85**, 115 (1995).
9. *C.-S. Choi, T. Dotani*. *Astrophys. J.* **646**, 1149 (2006).
10. *K. Itoh, S. Okada, M. Ishida, H. Kunieda*. *Astrophys. J.* **639**, 397 (2006).
11. *M. Eracleous, K. Horne, J.P. Osborne, et al.* *Proc. Magnetic Cataclysmic Variables*, Eds. D. Buckley and B. Warner, *ASP Conference Series* **85**, 392 (1995).
12. *N.R. Ikhsanov, N.G. Beskrovnaya*. *Astron. Reports*, **56**, 595 (2012).
13. *L.A. Pustil'nik*. *Sov. Astron.* **19**, 195 (1975).
14. *J. Arons, E.T. Scharlemann*. *Astrophys. J.* **231**, 854 (1979).

## ON THE SOURCE OF PULSED X-RAY EMISSION OF AE AQUARIII

**Globina V.I.<sup>1,2</sup>, Ikhsanov N.R.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>*The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo*

<sup>2</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute*

<sup>3</sup>*Saint-Petersburg State University*

Cataclysmic variable AE Aquarii is a low-mass close binary system containing a red dwarf and a very fast rotating magnetized white dwarf ( $P_{\text{spin}} = 33$  s). The optical, UV and X-ray emission of the system contain pulsed component at the spin period of the white dwarf. In contrast to optical and UV pulsations, X-ray pulsations with  $P = 16.5$  s haven't been detected. UV and optical oscillations are identified with two hot spots located in the regions of magnetic poles on the white dwarf surface. The nature of the X-ray pulsed emission of AE Aqr is not yet understood. X-ray emission of cataclysmic variables is generated due to accretion but this process cannot be applied to AE Aqr. We suggest mechanism of magnetic poles heat by charged particles accelerated into the white dwarf magnetosphere. We assume that the primary acceleration occurs in the current sheet at the magnetospheric boundary. The next phase is particles acceleration in electric field generated due to rotation of magnetized white dwarf. Validity of such assumption is confirmed by estimations of required particles density.



## **НАБЛЮДЕНИЯ СПУТНИКОВ УРАНА НА 26-ДЮЙМОВОМ РЕФРАКТОРЕ ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ С 2007 ПО 2016 ГОД**

**Ершова А.П., Рощина Е.А., Измайлов И.С.**

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

*Представлены результаты наблюдений Урана и четырёх его главных спутников (Ариэль, Умбриэль, Титания, Оберон). Наблюдения проводились в 2007–2016 годах на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории с ПЗС-камерой в качестве приемника излучения. Измерены экваториальные координаты спутников. В качестве опорного каталога взят UCAC4. Измеренные координаты сравнивались с эфемеридными, полученными на основе теории движения спутников Урана Lainey 2015 и планетной теории INPOP13c. Значения разностей О-С не превосходят 0".5, средние погрешности измерений координат лежат в интервале от 0".02 до 0".07.*

### **1. Введение**

Для исследований динамики планетных систем и вопросов формирования и эволюции Солнечной системы, а также для обеспечения эфемеридами космических миссий необходимы высокоточные теории движения больших планет и их спутников. Построение таких теорий требует обширного наблюдательного материала [2].

В двадцатом веке в Пулковской обсерватории проводились фотографические наблюдения Урана. Координаты планеты относительно звёзд измерялись непосредственно, спутники Урана для фотографического метода были недоступны.

В 2007 году начались наблюдения системы Урана с ПЗС-камерой. На ПЗС-снимках удаётся получить пригодные для измерения изображения четырёх из пяти главных спутников Урана: Ариэля, Умбриэля, Титании и Оберона. Для этих четырёх спутников точности измерений получились на уровне других аналогичных работ [1, 7]. Миранда находится на слишком малом угловом расстоянии от Урана, поэтому её изображение на снимках, используемых в данной работе, выделить нельзя.

Первые результаты наблюдений системы Урана с ПЗС на 26-дюймовом рефракторе в Пулково были опубликованы в 2013 году в работе Е.А. Рощиной и др. [10]. В качестве опорного каталога тогда был взят UCAC2 [11]. Были представлены результаты наблюдений, проводившихся в период 2007–2011. В настоящей работе объём наблюдательных данных значительно больше: наблюдения покрывают период с августа 2007 по январь 2016 года. Измерения проводились с каталогом UCAC4 [12], что позволило получить в поле зрения больше опорных звёзд.

### **2. Наблюдения и измерения**

Наблюдения Урана в Пулковской обсерватории (код обсерватории – 084) в период с 2007 по 2016 год выполнялись с конца августа по начало января на 26-дюймовом рефракторе с ПЗС-камерой FLI Pro Line 09000 в качестве приёмника излучения. Координаты местоположения телескопа –  $59^{\circ}46'15''$  с.ш.,  $30^{\circ}19'23''$  в.д, высота над уровнем моря около 85 м. Диаметр объектива телескопа равен 0.65 м. Фокусное расстояние – 10.5 м. Центральный масштаб в фокальной плоскости –  $19''.80/\text{мм}$ . Поле зрения составляет  $12' \times 12'$ , масштаб  $0''.24/\text{пиксель}$ ,  $3056 \times 3056$  пикселей размером по 12 мкм каждый.

По результатам наблюдений за одну ночь получалось по одному нормальному месту каждого доступного наблюдением спутника. Нормальные места вычислялись на основе измерений индивидуальных положений (как правило, пяти). В свою очередь, для каждого из таких измерений использовались несколько сложенных ПЗС-кадров,

что позволяло снизить влияние шумов. Наблюдения выполнялись сериями: 30 сентября 2007 года – 20 кадров с экспозициями по 20 секунд (складывались по 4), 21 октября 2007 года 130 кадров с экспозициями по 3 секунды (складывались по 25), по 40 кадров с экспозициями 10 секунд (складывались по 8) во все остальные ночи. Перемещение спутников по небесной сфере за время выполнения серии снимков аппроксимировалось линейно, вычислялся средний момент для совокупности кадров данной ночи и нормальное место, соответствующее этому моменту.

Обработка наблюдений и измерения координат производились при помощи программного пакета izmcsd, разработанного И.С. Измайловым [5, 6]. В ситуации, когда влияние ореола от планеты на изображение спутника оказывалось значимым, производилось вычитание ореола: распределение яркости аппроксимировалось рядом обратных степеней по формуле (1). Коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  оценивались методом наименьших квадратов.  $r$  – расстояние до точки, координаты которой выбираются следующим образом.

$$I(r_i) = a + \frac{b}{r_i} + \frac{c}{r_i^2} + \frac{d}{r_i^3} \quad (1)$$

$$\text{Здесь } r_i = \sqrt{(x_i^2 - x_0)^2 + (y_i^2 - y_0)^2}$$

Выделяется область  $A$ , содержащая объект, изображение которого предполагается освободить от влияния ореола. В этой области вводится сетка  $4 \times 4$  клетки. Каждый из узлов сетки по очереди принимаем за точку  $(x_0, y_0)$  и для него решается система нормальных уравнений. Затем выбираем тот узел, для которого при решении системы невязки получились наименьшими. Повторяем то же самое, но в качестве области  $A$  берём объединение ячеек, прилегающих к пикселю, которому соответствовали наименьшие невязки. Рекурсивно повторяем процедуру до тех пор, пока область  $A$  не будет состоять из 4 пикселей. Тогда на очередном шаге мы получим именно тот пиксель, координаты которого в итоге берём за  $(x_0, y_0)$  в формуле (1).

Координаты центров изображений спутников и опорных звёзд вычислялись при помощи аппроксимации профилей изображений функцией Лоренца (2).

$$I(x, y) = \frac{c}{(1+AR)^\alpha} + D \quad (2)$$

$$R = \sqrt{(x_i^2 - x_0)^2 + (1 - B)(y_i^2 - y_0)^2 + E(x - x_0)(y - y_0)}$$

$I(x, y)$  – значение яркости в пикселе с координатами  $x$  и  $y$

$(x_0, y_0)$  – координаты центра изображения

$\alpha$  – определяет форму аппроксимирующей кривой, в рассматриваемом случае  $\alpha = 1.4$

$A, B, C, D, E$  – параметры модели

Параметры функции Лоренца определялись путём решения избыточной системы уравнений нелинейным методом наименьших квадратов. Затем определялись координаты центров изображений спутников и опорных звёзд в плоскости ПЗС-снимка. Астрометрическая редукция наблюдений производилось методом шести постоянных. При редукции также происходил учёт дифференциальной рефракции первого порядка. В качестве опорного каталога был взят UCAC4 [12]. На кадре удавалось выделить не менее 8 опорных звёзд. Большинство снимков были отождествлены более чем по 10 звёздам.

Погрешности измерений оценивались по стандартным формулам.

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - x_{mean})^2}{N-1}} \quad (3)$$

$$\varepsilon_x = \sigma_x / \sqrt{N} \quad (4)$$

Если погрешность одного измерения превышала 0."3 для Ариэля и Умбриэля и 0."1 для Титании и Оберона, данные измерения выбрасывались из рассмотрения. Средние значения погрешностей нормальных мест  $\varepsilon$ , удовлетворяющих указанному критерию, приведены в таблице 1. В скобках указаны соответствующие погрешности одного измерения  $\sigma$ .

**Таблица 1.**

|                                      | Ариэль      | Умбриэль    | Титания     | Оберон      |
|--------------------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| $\varepsilon_\alpha (\sigma_\alpha)$ | 0.06 (0.11) | 0.05 (0.09) | 0.02 (0.03) | 0.02 (0.03) |
| $\varepsilon_\delta (\sigma_\delta)$ | 0.06 (0.11) | 0.07 (0.11) | 0.02 (0.03) | 0.02 (0.04) |

### **3. Результаты и сравнение с теорией**

С 2007 по 2016 год было накоплено почти 7000 ПЗС-кадров с изображениями Урана. В таблице 2 указано, сколько ночей наблюдался каждый из четырёх спутников, что соответствует числу полученных за год нормальных мест, в скобках указано количество измеренных за весь год индивидуальных положений. Результаты, полученные по наблюдениям в январе 2016-го года причислены к результатам 2015-го.

**Таблица 2.**

|          | 2007   | 2008   | 2009    | 2010   | 2011    | 2012    | 2013    | 2014    | 2015     |
|----------|--------|--------|---------|--------|---------|---------|---------|---------|----------|
| Ариэль   | 0 (0)  | 0 (0)  | 3 (15)  | 0 (0)  | 0 (0)   | 2 (10)  | 2 (10)  | 2 (10)  | 7 (35)   |
| Умбриэль | 0 (0)  | 2 (10) | 4 (20)  | 4(20)  | 4 (20)  | 4 (20)  | 14(70)  | 8 (40)  | 11 (55)  |
| Титания  | 3 (13) | 5 (25) | 11 (55) | 5 (25) | 15 (75) | 12 (60) | 19 (91) | 15 (74) | 21 (105) |
| Оберон   | 4 (21) | 7 (35) | 11 (55) | 5 (25) | 18 (90) | 13 (65) | 18 (88) | 19 (94) | 21 (105) |

Полученные нормальные места неравномерно распределены по всему периоду наблюдений. Существует общая тенденция увеличения количества измеренных координат от 2007 к 2016 году. Этот эффект был отмечен в работе [1] и связан с изменением угла между картинной плоскостью и экваториальной плоскостью Урана. В начале рассматриваемого периода экваториальная плоскость планеты, а значит, и плоскости орбит спутников были почти перпендикулярны плоскости изображения. Вследствие этого, обращаясь по орбитам вокруг Урана, его спутники большую часть времени находились либо за планетой, либо непосредственно перед, то есть их координаты на ПЗС-снимке измерить было нельзя. По мере движения по орбите вокруг Солнца Уран разворачивается таким образом, что угол между его экваториальной плоскостью и картинной плоскостью уменьшается.

Поэтому спутники с большей вероятностью окажутся на снимке на достаточном расстоянии от планеты, чтобы можно было измерить их координаты.

Продемонстрируем этот эффект, сосчитав коэффициент  $K$  – отношение числа полученных за наблюдательный сезон нормальных мест всех спутников к числу ночей, когда наблюдался Уран. Под наблюдательным сезоном подразумевается период с конца августа по начало января, при этом январские наблюдательные ночи приписываются предыдущему году. Рисунок 1 иллюстрирует рост этого соотношения.

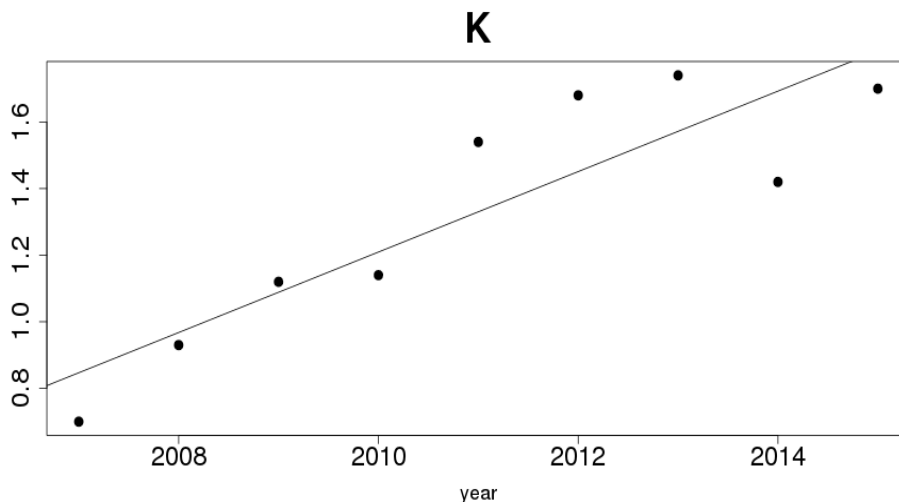


Рис. 1. Соотношение полученных за год нормальных мест к числу наблюдательных ночей

Полученные координаты сравнивались с планетной теорией INPOP13c [4] и теорией движения спутников Урана Lainey 2015 [9]. Эфемериды были предоставлены сервисом MULTI-SAT [3]. Ряды разностей  $O-C$  представлены на графиках (рисунки 2–9), средние значения  $O-C$  приведены в таблице 3.

Таблица 3.

|                          | Ариэль | Умбриэль | Титания | Оберон |
|--------------------------|--------|----------|---------|--------|
| Среднее $(O - C)_\alpha$ | 0.043  | 0.025    | -0.009  | -0.001 |
| Среднее $(O - C)_\delta$ | -0.074 | -0.069   | -0.014  | -0.019 |

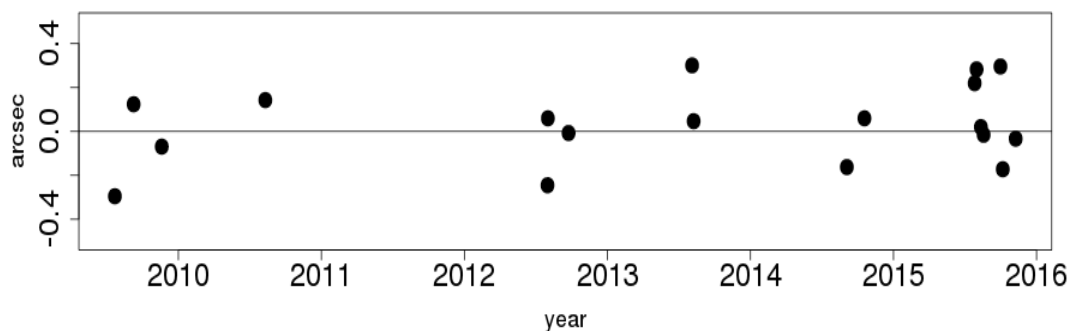
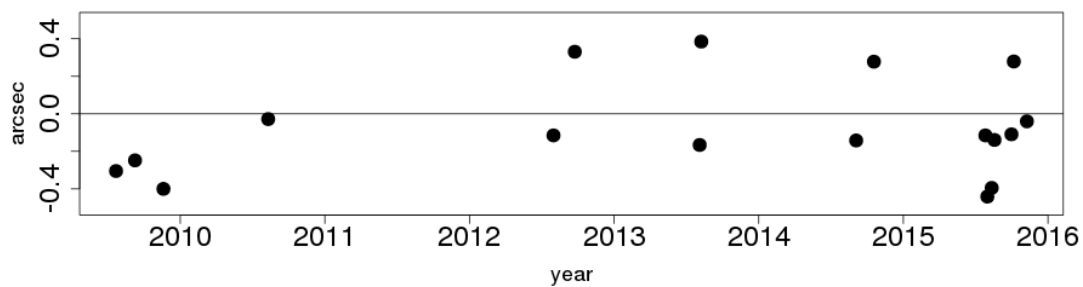
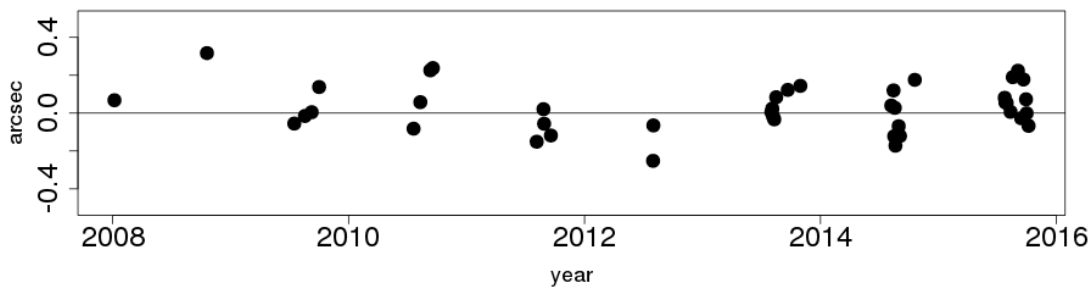


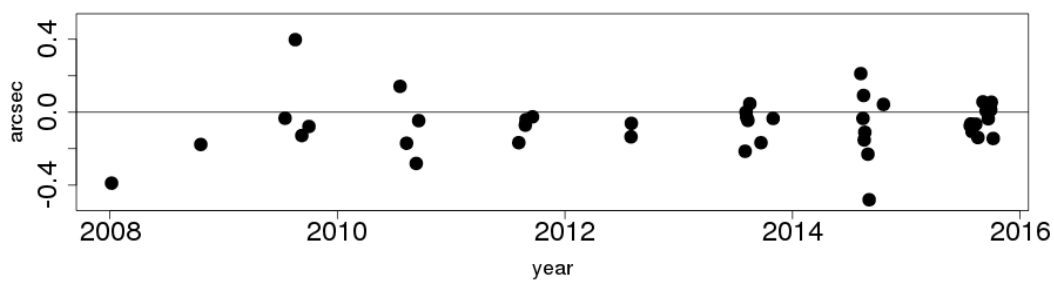
Рис. 2. Ариэль,  $(O - C)_\alpha$



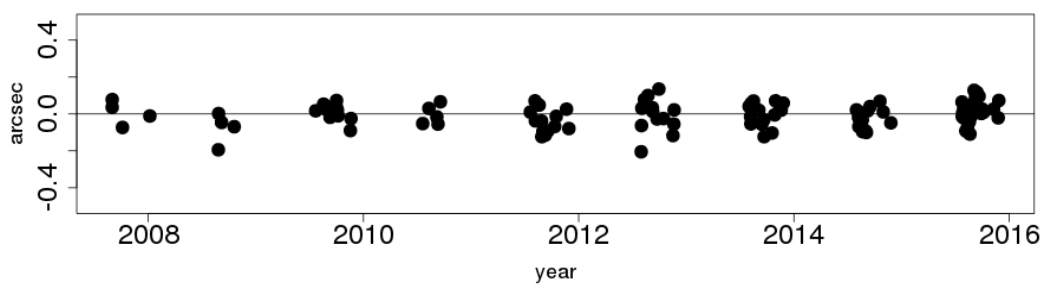
**Рис. 3.** Ариэль,  $(O - C)_\delta$ .



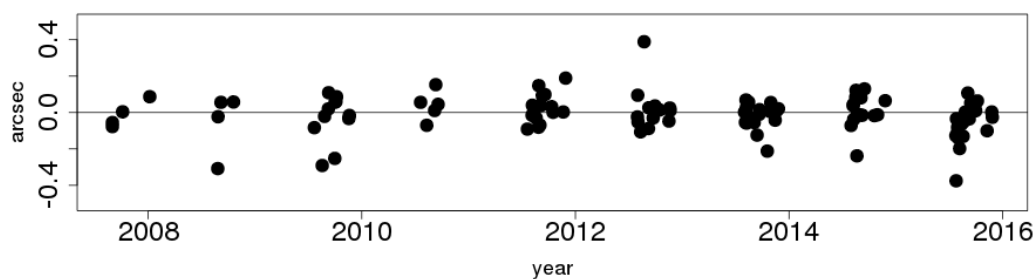
**Рис. 4.** Умбриэль,  $(O - C)_\alpha$ .



**Рис. 5.** Умбриэль,  $(O - C)_\delta$ .



**Рис. 6.** Титания,  $(O - C)_\alpha$ .



**Рис. 7.** Титания,  $(O - C)_\delta$ .

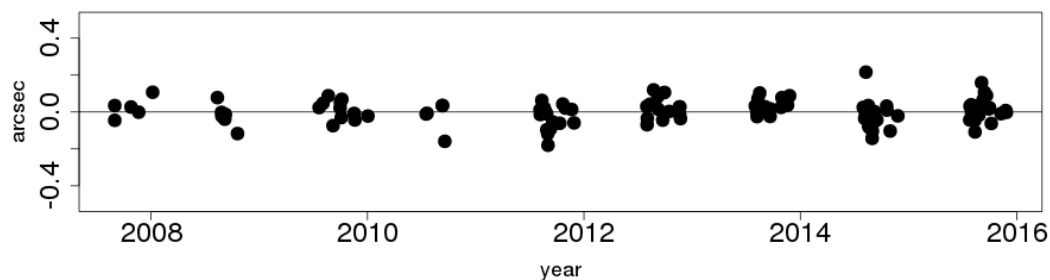


Рис. 8. Оберон,  $(O - C)_\alpha$ .

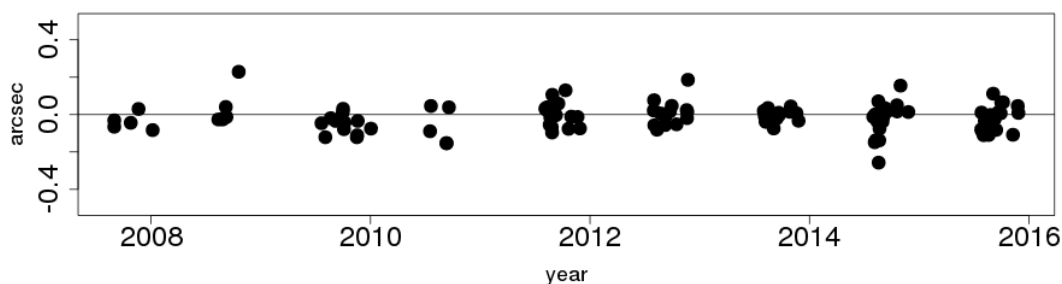


Рис. 9. Оберон,  $(O - C)_\delta$ .

Наблюдения показывают хорошее согласие с теорией. Разности (O-C) для Ариэля и Умбриэля, в среднем, больше, поскольку эти спутники находятся ближе к Урану, из-за чего их сложнее наблюдать, и, как следствие, теории их движения менее точны.

#### 4. Заключение

Представлены результаты наблюдений Урана и его спутников, проводившиеся в Пулковской обсерватории на 26-дюймовом рефракторе в период с августа 2007 по январь 2016 года. Анализ наблюдений показывает, что методы наблюдения и их обработки, в частности, метод вычитания ореола планеты, дают хорошие результаты и могут быть с успехом применены и в дальнейшем для подобных задач наблюдения спутников планет. Наблюдённые положения главных спутников Урана, как правило, близки к эфемеридным. Измеренные положения Урана и его спутников опубликованы в пулковских астрометрических базах данных (<http://puldb.oscar.spb.ru>) и в базах данных CDS (<http://cdsportal.u-strasbg.fr/>).

#### Литература

1. Camargo J.I.B., Magalhaes F.P., Vieira-Martins R., Assafin M., Braga-Ribas F., Dias-Oliveira A., Benedetti-Rossi G., Gomes-Junior A. R., Andrei A.H. and da Silva Neto D.N., Astrometry of the main satellites of Uranus: 18 years of observations // *Astronomy & Astrophysics*, 2015, Volume 582, id.A8, 12 pp.
2. Emelyanov N. Precision of the ephemerides of outer planetary satellites // *Planetary and Space Science*. 2010. V. 58. P. 411–420.
3. Emel'yanov N.V. and Arlot J.-E., The natural satellites ephemerides facility MULTI-SAT // *Astron., Astrophis.*, 2008, vol. 487, pp. 759–765.
4. Fienga A., Manche H, Laskar J., Gastineau M., and Verma A., INPOP new release: INPOP13c, 2014, arXiv:1405.0484
5. Izmailov I.S., Kiselev A.A., Kiseleva T.P., and Khrutskaya E.V., Using a CCD-camera in Pulkovo programs of observations of binary and multiple stars and satellites of major planets with the 26-inch refractor // *Astron. Lett.*, 1998, vol. 24, no. 5, pp. 665–672.
6. Izmccd is a software packet for processing digital images of celestial objects, 2005, Izmailov, I.S., <http://www.izmccd.puldb.ru/>

7. *Khovritchev, M.Yu.* Astrometric observations of the Uranian satellites with the Faulkes Telescope North in 2007 September, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2009, Volume 393, Issue 4, pp. 1353–1358.
8. *Kiseleva T.P., Khrutskaya E.V.*, Pulkovo astrometric observations of bodies of the Solar System from 1898 to 2005: observational database // *Solar. Syst. Res.*, 2007 vol. 41, no. 1, pp. 72–80.
9. *Lainey V.*, A new dynamical model for the Uranian satellites // *Planetary and Space Science*, 2008, Volume 56, Issue 14, p. 1766–1772.
10. *Roshchina, E.A.; Izmailov, I.S.; Kiseleva, T.P.* Astrometric observations of satellites of Uranus using a 26-inch refractor in 2007-2011 // *Solar System Research*, 2015, Volume 49, Issue 3, pp.173–178.
11. *Zacharias, N., Urban, S.E., Zacharias, M.I., Wycoff, G.L., Hall, D.M., Monet, D.G., and Rafferty, T.J.*, The second US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog(UCAC2) // *Astron. J.*, 2004, vol. 127, pp. 3043–3059.
12. *Zacharias, N.; Finch, C. T.; Girard, T. M.; Henden, A.; Bartlett, J.L.; Monet, D. G.; Zacharias, M.I.*, The Fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC4) // *The Astronomical Journal*, 2013, Volume 145, Issue 2, article id. 44, 14 pp.

#### **ASTROMETRIC OBSERVATION OF THE MAIN URANIAN SATELLITES AT THE PULKOVO OBSERVATORY IN 2007–2016**

**Ershova A.P., Roshchina E.A., Izmailov I.S.**

*Main (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, Saint Petersburg*

In this paper we present the results of the observations of the Uranian satellites made with the 26-inch refractor at the Pulkovo Observatory in 2007–2016. Almost 7000 CCD frames were analyzed and reduced using the UCAC4 catalog. Coordinates of Uranus were determined indirectly using the satellite positions and their ephemeris relative to the planet. The (O-C) differences were calculated for each object using the INPOP13c planetary theory and Lainey's theory of the satellites' motion. The mean values of the standard errors of (O-C) are within 0.02 to 0.07 arcsec. The (O-C) absolute values are less than 0.5 arcsec. They are in a good agreement with the ephemeris.





## **МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СИНГУЛЯРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УГЛОВОГО МОМЕНТА АТМОСФЕРЫ**

**Зотов Л.В.<sup>1,2,4</sup>, Сидоренков Н.С.<sup>3</sup>, Бизуар К.<sup>4</sup>, Пастушенкова М.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский институт электроники и математики – Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

<sup>3</sup>Гидрометцентр России, Москва

<sup>4</sup>Парижская обсерватория, SYRTE Париж, Франция

*Вариации во вращении Земли в первую очередь вызваны изменениями момента импульса атмосферы (ААМ). Изменение скорости вращения Земли тесно связано с изменением его наиболее сильно меняющейся осевой компоненты  $\chi_3$ . С использованием многоканального сингулярного спектрального анализа (МССА) выполнено исследование данных по моменту импульса атмосферы ААМ на сетке широт и долгот по данным NCEP/NCAR с 1948 по 2011 г. Применение МССА совместно к компонентам массы и движения позволило выделить годовые, полугодовые, четырехмесячные, квазидвухлетние, пятилетние и низкочастотные колебания, а также выявить главные компоненты (ГК) связанные с Эль-Ниньо Южным Колебанием (ЭНЮК). Результаты исследования могут быть полезны для изучения распространения Эль-Ниньо в атмосфере. Компонента тренда, возможно, отражает изменения атмосферной циркуляции, связанные с изменениями климата.*

### **1. Введение**

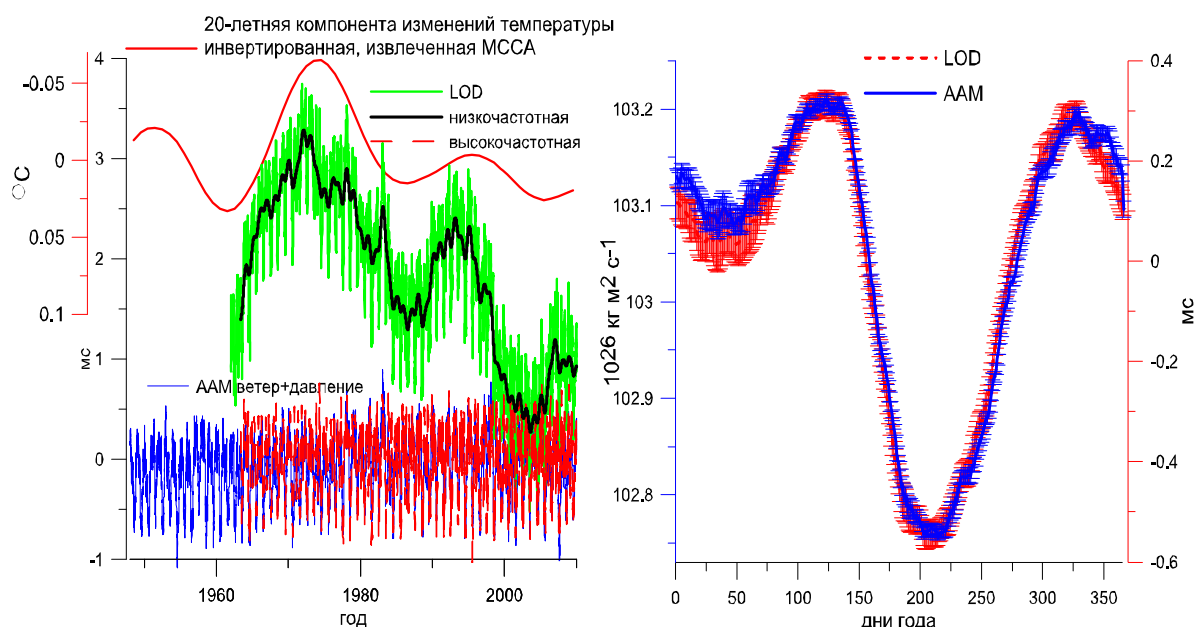
В последние десятилетия было установлено, что обмен моментом импульса между атмосферой, океаном и твердой Землей является основной причиной колебаний скорости вращения Земли (изменения продолжительности суток, LOD) и движения полюсов [17, 20, 32]. Влияние атмосферы на скорость вращения Земли особенно велико на периодах год и менее в связи с тем, что атмосфера более подвижна, чем океан, и ее зональный поток не столь ограничен континентами, как течения в океане. Осевая (зональная) компонента вектора углового момента атмосферы подвержена наибольшим изменениям ( $\sim 5 \cdot 10^{25} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ) [30, 31]. Т.о. изучение зональной циркуляции и осевой компоненты ААМ имеет огромное значение для объяснения вариаций в скорости вращения Земли. Меридиональные компоненты ААМ, в свою очередь, возбуждают движение полюсов.

ААМ может быть вычислен на основе метеорологических данных и моделей глобальной циркуляции. Такие центры, как американский метеорологический центр NCEP/NCAR, японский JMA, европейский ECMWF [35] предоставляют данные по ААМ, получаемые в ходе реанализа данных. Проинтегрированный по всем широтам и долготам ААМ называется эффективным угловым моментом атмосферы (ЕААМ) и может использоваться для сравнения с изменениями продолжительности суток после вычитания прочих эффектов, таких как зональные приливы и др. Такие сравнения, выполнявшиеся многими авторами [2, 4; 10, 18, 21, 22], показали, что в широком частотном диапазоне – от нескольких дней до нескольких лет – атмосфера вызывает основную часть изменений в продолжительности суток LOD.

Этот вывод подтверждает рис. 1, где слева представлены графики ЕААМ и LOD. При этом мы разделили высокочастотные и низкочастотные колебания LOD (зональные приливы удалены), используя фильтр Пантелеева [40] с частотой среза  $f_0 = 1/500 \text{ сут}^{-1}$ . Видно, что высокочастотные колебания LOD хорошо согласуются с изменениями ААМ (суммой компонент ветра и ИВ-давления). Коэффициент корреляции на интервале

1962–2010 гг. составляет  $r = 0.959 \pm 0.001$ . Высокочастотные компоненты ААМ и LOD, усредненные на всем интервале по дням года, представлены на рис. 1 справа. Коэффициент корреляции между этими кривыми составляет  $r = 0.992 \pm 0.002$ . Это не оставляет сомнений в том, что обмен угловым моментом между атмосферой и твердой Землей на внутrigодовых периодах практически не требует дополнительного вклада океана.

Что касается низкочастотных колебаний LOD, для их объяснения недостаточно только вклада атмосферных процессов, и требуется возбуждение со стороны океана и ядра [5, 17, 20]. Недавно мы показали [40], что такая климатическая характеристика, как глобальная приповерхностная температура на Земле антикоррелирована с низкочастотными изменениями LOD на декадных шкалах времени 60 и 20 лет, (см. рис. 1 слева). Для прояснения причин этого явления необходимы исследования изменений зональной циркуляции атмосферы, связанных с естественными колебаниями и климатическими процессами. В этой работе предприняты попытки такого исследования с применением МССА к картам ААМ.



**Рис. 1.** Высокочастотные и низкочастотные изменения продолжительности суток LOD, изменения эффективного углового момента атмосферы ЕААМ (давление+В-ветер) и инвертированная 20-летняя компонента изменений глобальной температуры (слева). Изменения ЕААМ и LOD, усредненные по дням года на интервале 1962–2010 гг. (справа).

Влияние атмосферы на скорость вращения Земли может быть разделено на влияние ветров и давлений. Таким образом, осевая компонента ЕААМ  $\chi_3$  включает две компоненты: давления (массы)  $\chi_3^P$  и ветра (движения)  $\chi_3^W$ . Первая связана с изменениями тензора инерции атмосферы, а вторая связана с относительным моментом импульса зональных ветров. Земля ускоряется, когда атмосферный момент инерции  $\chi_3^P$  возрастает в результате перераспределения воздушных масс. В соответствии с законом сохранения момента импульса увеличение  $\chi_3^W$  также приводит к замедлению скорости вращения Земли и к увеличению LOD. Западные ветра, принимая угловой момент от Земли, дают положительный вклад в ААМ, при этом уменьшая скорость вращения Земли. Усиление восточных ветров, наоборот, ускоряет Землю и замедляет суперротацию атмосферы. В среднем, за 70 суток (оборотов Земли) атмосфера совершает 71 оборот [32]. Это видно из положительного среднего значения углового момента ветров

$\langle \chi_3^W \rangle = 1.4 \cdot 10^{26} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , его стандартное отклонение составляет  $\sigma(\chi_3^W) = 2.3 \cdot 10^{25} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Для давления среднее составляет  $\langle \chi_3^P \rangle = 102 \cdot 10^{26} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , стандартное отклонение  $\sigma(\chi_3^P) = 0.4 \cdot 10^{25} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Изменчивость компоненты ветра больше, чем давления, однако последняя имеет большее среднее значение. Из рис. 1 видно, что максимумы ААМ приходятся на 1/05 и 7/12, минимумы – на 4/08 и 27/02, что определяется сезонным изменением ветров.

Связь между глобальным вращением планеты и её оболочек имеет большое значение не только для астрометрии и геодинамики, но и для метеорологии и климатологии, для моделирования атмосферы и океана. Распределения ветров и давлений, которые представлены данными ААМ, связаны с LOD и динамикой вращения Земли. В нашем исследовании особое внимание уделено региональным аспектам изменений ААМ. Целью было изучение осевых компонент ААМ, представленных в виде карт (многомерных временных рядов) на сетке широт и долгот с помощью многоканального сингулярного спектрального анализа (МССА). Являясь обобщением метода эмпирических ортогональных функций (ЭОФ), хорошо известного в атмосферных и климатических исследованиях [15, 24, 26, 29, 33], МССА, в то же время, более гибок, чем простой метод ЭОФ [39]. Исследование осевого ААМ на интервале 1970–1998 гг. уже выполнялось в работах [6–8]. В них ААМ усреднялся по 20 долготным поясам и обрабатывалось МССА. МССА также применялся к 1104 ячейкам пространственных карт ААМ в работе [3]. Там также была выделена компонента, связанная с Эль-Ниньо на периодах 5 и 2 года, и показано полярное движение углового момента на графиках Ховмеллера. Наша работа расширяет предыдущие исследования для региональных компонент ААМ на сетке широт и долгот для интервала 1948–2010 г. Нами впервые применен совместный МССА для компоненты массы и движения. Новый метод совместного включения двух компонент позволяет точнее выявлять коррелированные изменения в обеих компонентах. Анимированные карты позволяют оценить поведение различных компонент, учитывая их связь с различными модами климатических колебаний, таких как Эль-Ниньо. Компоненты получаются без предварительной фильтрации непосредственно в результате МССА. Исходные данные и метод их вычисления представлены в следующем разделе. Математическая основа метода МССА и результаты представлены в третьем и четвертом разделах. В заключении обсуждается вопрос о применимости результатов к исследованиям вращения Земли и перспективы метода.

## 2. Использованные данные и теория

Уравнения Эйлера-Лиувилля для вращающейся Земли дает для малых вариаций  $m_3$  угловой скорости вращения Земли выражение:

$$m_3 = \psi_3. \quad (1)$$

Здесь справа стоит осевая компонента возбуждения, которая может рассматриваться как входной процесс, приводящий к изменениям в скорости вращения Земли. Возбуждение зависит от изменений тензора инерции Земли возникающих вследствие перераспределения масс, а также от относительного углового момента ветров и течений. Процессы в атмосфере, океане, земном ядре и мантии влияют на вращение планеты, вызывая соответствующее возбуждение. Момент внешних сил также играет свою роль. В данной работе мы ограничимся рассмотрением осевой компоненты атмосферного возбуждения.

В уравнении (1) переменная  $m_3$  может быть выражена через изменения продолжительности суток LOD как  $m_3 = -\Delta\text{LOD}/\text{LOD}$  [9, 14]. Вместо возбуждающих функций принято использовать функции эффективного углового момента ЕААМ  $\chi_3$ , осевая

компонента которых отличается только знаком  $\psi_3 = -\chi_3$ . Хорошее согласие между изменениями LOD и EAAM проиллюстрировано Рис.1 и позволяет считать, что выполняется равенство  $\Delta\text{LOD}/\text{LOD} = \chi_3$ , и все полученные в данной работе компоненты ААМ сказываются на вращении Земли, приводя к соответствующим изменениям LOD. Для того, чтобы сразу оценивать эффект в LOD, мы перевели величины EAAM в величины, принятые для LOD, домножив  $\chi_3$  на стандартное число миллисекунд в году  $\text{LOD}=86\,400\,000$  мс. Региональный АММ будет дан в миллисекундах на кв. градус.

Нами использованы данные реанализа NCEP/NCAR, полученные на основе климатических моделей с ассимиляцией всех имевшихся у агентства метеорологических наблюдений. Интерполированные поля ветра и давления доступны в рамках этого реанализа с 1948 года с шагом в 6 часов. Данные для различных высот (уровней давления) расположены по ссылке <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html>.

Эти данные были преобразованы в карты ААМ нашими коллегами (Y.H. Zhou) в центре астродинамики Шанхайской обсерватории. В каждой ячейке широтно-долготной карты компонента давления вычисляется по формуле

$$X_3^P(\lambda, \varphi) = \frac{0.756R^4}{C_m g} p_s(\lambda, \varphi) \cos^3 \phi, \quad (2)$$

а компонента ветра – по формуле

$$X_3^W(\lambda, \varphi) = \frac{R^3}{C_m \Omega g} \int u(\lambda, \varphi, p) \cos^2 \phi dp, \quad (3)$$

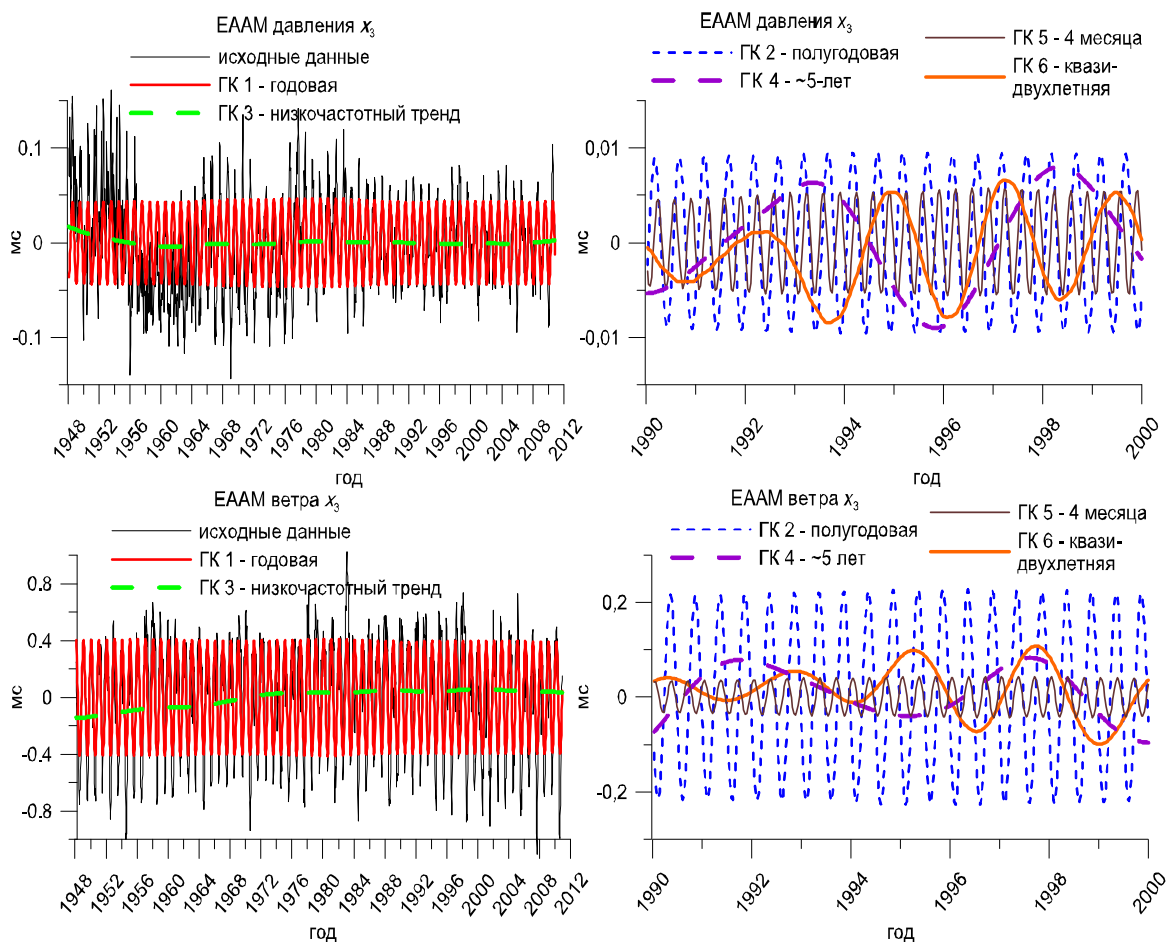
где  $R$  и  $\Omega$  – средний радиус и скорость вращения Земли,  $C_m$  – главный момент инерции мантии относительно оси вращения,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\lambda$  и  $\varphi$  – долгота и широта, приписанные ячейке,  $p$  – уровень давления,  $p_s$  – приземное давление,  $u$  – скорость зональных ветров, проинтегрированная по выбранной ячейке широтно-долготной карты. Компонента давления, приведенная к поверхности в формуле (2), вычислялась с учетом гипотезы обратного барометра (ИБ) [36], предполагающей компенсацию изменений атмосферного давления над поверхностью океана изменением его уровня. Выражение (3) предполагает интегрирование по всем уровням атмосферного давления (барических высот). Эта компонента учитывает не только поверхностные, но и высотные, к примеру, тропосферные ветра [28].

Обработка исходных 6-часовых карт на сетке  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  за 50 лет довольно трудоемка, поэтому мы преобразовали их к сетке  $5^\circ \times 5^\circ$  и временному разрешению 10 дней. Это уменьшило объем вычислений в 240 раз и позволило выполнить их на персональном компьютере с 4-х ядерным процессором AMD и 32 Гб оперативной памяти.

Интегрирование ААМ по всем широтам и долготам дает эффективный угловой момент EAAM

$$\chi_3^{P,W} = \iint X_3^{P,W}(\lambda, \varphi) d\lambda d\varphi. \quad (4)$$

Сравнение интегрального EAAM с данными, предоставленными Бюро геофизических флюидов Международной службы вращения Земли IERS ([http://www.iers.org/IERS/EN/DataProducts/Geophysical FluidsData/geoFluids.html](http://www.iers.org/IERS/EN/DataProducts/Geophysical%20FluidsData/geoFluids.html)) показало полное их согласие. Исходные данные EAAM ветра и давления представлены на рис. 2 слева, а спектры – на рис. 3 жирной линией. Отчетливо выделяются периоды год, полгода и треть года.



**Рис. 2.** Главные компоненты (ГК) ААМ давления (*вверху*) и ветра (*внизу*), проинтегрированные по всем широтам и долготам. *Слева* годовая ГК 1 и тренд ГК 3 сопоставлены с исходными данными. *Справа* даны графики с 1990 по 2000 год, представляющие ГК, связанные с полугодовым (ГК 2), квазипятилетним (ГК 4), четырехмесячным (ГК 3) и двухлетним колебаниями (ГК 6).

### 3. Многоканальный сингулярный спектральный анализ

Многоканальный сингулярный спектральный анализ, также называемый расширенным ЭОФ, является обобщением сингулярного спектрального анализа ССА для многокомпонентных (многоканальных) временных рядов [11–13, 16, 27]. ССА, в свою очередь, основан на МГК, обобщенном для временных рядов таким образом, что вместо обычной корреляционной матрицы анализируется траекторная матрица. Ее получают вложением временного ряда в пространство размерности  $L$ . Параметр  $L$  именуют лагом, или длиной “гусеницы”. При  $L = 1$  ССА вырождается в МГК (траекторная матрица без задержки/лага становится ковариационной матрицей). Алгоритм ССА включает четыре этапа: (а) формирование траекторной матрицы, (б) ее разложение по сингулярным числам (SVD), (в) группировку сингулярных чисел и (г) восстановление главных компонент (ГК) посредством генкелизации. Алгоритм ССА описан детально в [4, 12, 13]. МССА содержит ту же последовательность операций.

Вначале (а) мы выбираем параметр задержки  $L$ . Для каждой ячейки данных на широтно-долготной карте мы располагаем временным рядом длины  $N$ . Будем считать каждый такой ряд каналом, а значения в нем обозначать  $C_{ij}(t_k)$ , где  $k = 0, \dots, N-1$  задает моменты времени, а  $i, j$  – индексы ячейки на карте. Для каждого канала многомерного временного ряда строится траекторная матрица

$$X_{Cij} = \begin{pmatrix} \Delta Cij(t_0) & \Delta Cij(t_1) & \cdots & \Delta Cij(t_{K-1}) \\ \Delta Cij(t_1) & \Delta Cij(t_2) & \cdots & \Delta Cij(t_K) \\ \cdots & \cdots & \ddots & \vdots \\ \Delta Cij(t_{L-1}) & \Delta Cij(t_L) & \cdots & \Delta Cij(t_{N-1}) \end{pmatrix} \quad (5)$$

где  $K = N - L + 1$ .

Все траекторные матрицы  $X_{Cij}$  для всех каналов  $Cij$  встраиваются в большую блочную матрицу  $X$

$$X = [X_{C0,0}, X_{C1,0}, X_{C0,1}, X_{C1,1}, X_{C2,0}, \dots, X_{Cij}, \dots, X_{Cl,m}]^T \quad (6)$$

В нашей реализации мы располагаем блоки один под другим. Эта многокомпонентная траекторная матрица, содержащая блоки для каждого канала, может быть использована для вычисления ковариационной матрицы с задержкой  $A = X^T X$ .

На втором этапе (б) сингулярное разложение SVD применяется к матрице  $X$

$$X = USV^T.$$

В результате получают набор сингулярных чисел  $s_i$ , стоящих по диагонали матрицы  $S$  в порядке убывания (см. рис. 2) и соответствующих им  $v_i$  (левых) и  $u_i$  (правых) собственных векторов. Если решать задачу на собственные значения для  $A = VS^T SV^T$ , тогда собственные значения будут квадратами сингулярных чисел  $\lambda_i = s_i^2$ , а левые собственные вектора  $v_i$  (столбцы матрицы  $V$ ) составят базис из эмпирических ортогональных функций (ЭОФ).

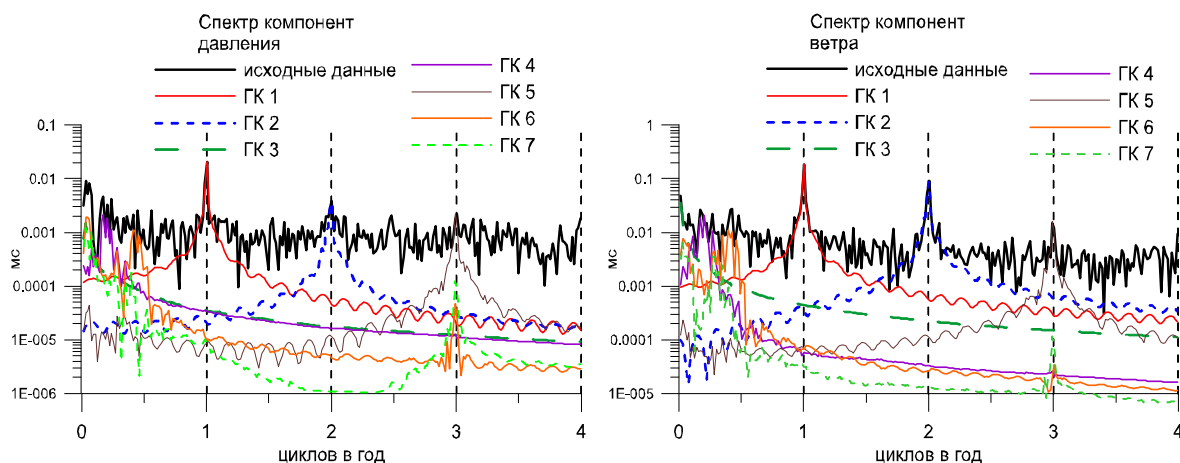
Компоненте с номером  $i$  соответствует матрица

$$X^i = s_i u_i v_i^T.$$

В МССА мы восстанавливаем векторную ГК из матрицы, зная ее структуру, соответствующую структуре  $X$ . Это делается посредством генкелизации (г), позволяющей восстановить каждый канал  $i$ -й ГК из соответствующих блоков матрицы  $X^i$ , организованной как в (6). Положим, нам требуется восстановить канал  $Clm$ . Тогда каждый  $k$ -й отсчет может быть получен усреднением вдоль побочной диагонали соответствующего блока матрицы  $Y = X^i_{Clm}$ . Первые и последние  $L$  элементов ГК вычисляются по меньшему числу значений матрицы  $Y$ , поэтому соответствующие значения рядов будут менее состоятельными. Считается, что компоненты вдоль боковых диагоналей матрицы  $Y$  практически совпадают, и матрица почти Генкелева. Когда это строго не выполняется, появляются краевые эффекты.

Группировка (в) компонент необходима, если некоторые из сингулярных чисел (СЧ) связаны с одной и той же ГК и имеют сходное поведение, что можно выявить, вычислив  $w$ -корреляции, и другими способами [13]. В таких случаях ( $s_i$ ) должны быть сгруппированы вместе и восстановлены как одна ГК. Это может быть сделано как до, так и после генкелизации (г) простым поэлементным суммированием компонент. Особенности группировки и теоремы о разделимости компонент представлены в [13, 38]. В результате получим набор ГК с убывающими по амплитуде модами изменчивости.

Основной параметр алгоритма – временной лаг  $L$ , который определяет размерность пространства вложения временного ряда, выбирается эвристически на основе рекомендаций, приведенных в [13, 38]. Он не должен превышать  $N/2$ , и желательно выбирать его так, чтобы ожидаемы во временном ряде периодичности укладывались в задаваемый  $L$  интервал целое число раз. Мы провели сравнение для  $L$  соответствующего 2, 5, 6, и 18 годам и пришли к выводу, что результаты весьма схожи. В данном исследовании было выбрано значение  $L$  эквивалентное 6 годам ( $L = 219$  при шаге данных 10 дней), как наиболее оптимальное.



**Рис. 3.** Спектры выделенных ГК для давления (слева) и ветра (справа). Жирной сплошной кривой показаны спектры исходных данных. Остальные кривые отражают спектры главных компонент: ГК 1 имеет годовую периодичность, ГК 2 – полугодовую, ГК 3 соответствует низкочастотным колебаниям, ГК 4 – квазипятилетней моде, связанной с ЭНЮК, ГК 5 имеет четырехмесячную периодичность, ГК 6 и ГК 7 связаны с квазидвухлетним и низкочастотным колебаниями, коррелированными с ЭНЮК.

#### 4. Совместный МССА компонент ААМ ветра и давления

Перед МССА-обработкой средние по компонентам ветра и давления за 62 года были вычтены. Карты средних полей представлены на рис. 4 вместе с интегральными графиками сумм по широтам и долготам. Они отражают постоянную составляющую распределения давлений и ветров на планете.

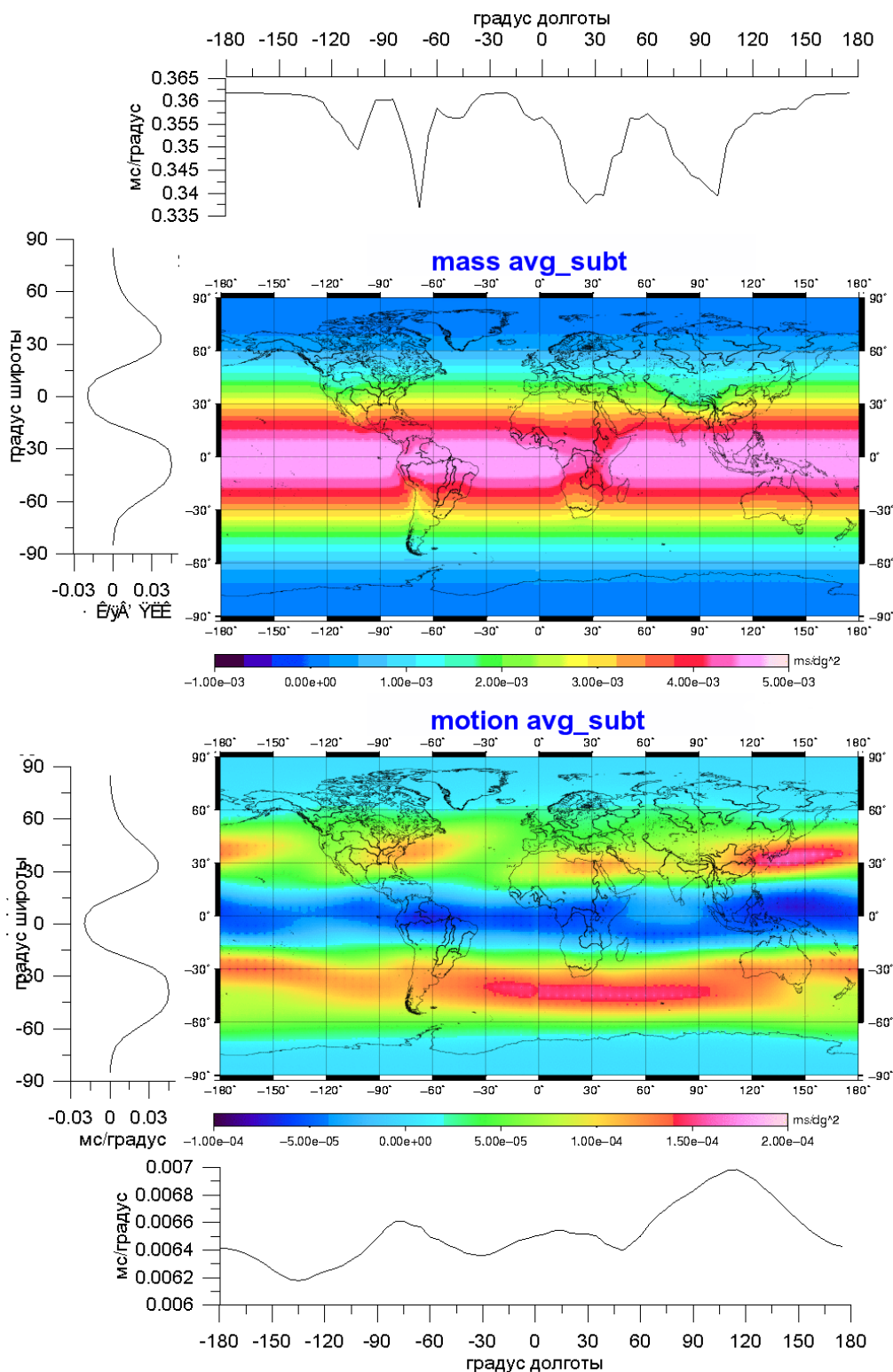
*Среднее давления*, рис. 4 вверху, показывает, что основной вклад поступает из экваториального пояса и быстро спадает на широтах  $\pm 30^\circ$ . В среднем, компонента массы дает больший вклад в суммарный ААМ, чем компонента движения (ветров). Вклад полярных и горных районов мал, что видно из интегральных кривых.

*Среднее ветра*, рис. 4 внизу. Минимум зональных ветров простирается вдоль экватора, а максимумы находятся на широтах  $\pm 45^\circ$ . Это связано с преобладанием восточных ветров в стратосфере на низких широтах, дающих отрицательный вклад в ААМ. Картина меняется на обратную на “конских широтах”  $\pm 30^\circ$  в обоих полушариях. Широты от  $30^\circ$  до  $60^\circ$  к северу и к югу характеризуются западными тропосферными потоками. Западные ветра, преобладающие здесь, содержат избыточный угловой момент (атмосфера вращается немного быстрее планеты в целом). Согласно теории зональной циркуляции Н.С. Сидоренкова [31, 23] угловой момент перераспределяется от экваториальных широт, где он закачивается в атмосферу от твердой Земли, к умеренным широтам, где он наоборот передается от атмосферы к твердой Земле, благодаря работе тепловой машины, переносящей теплый тропический воздух на более высокие широты, с одновременным сокращением его расстояния от оси вращения Земли.

После вычитания среднего мы применили МССА совместно к компонентам массы и движения ААМ. Это позволило выделить ГК, представляющие связанные изменения в ветрах и давлении. Соответствующие карты были размещены в интернете [http://lnfm1.sai.msu.ru/\\_tempus/science/MSSA/ATMZ/](http://lnfm1.sai.msu.ru/_tempus/science/MSSA/ATMZ/).

На рис. 2 представлены интегральные кривые ЕААМ для выделенных компонент давления вверху и ветра внизу. Их спектры даны на рис. 3, откуда отчетливо ясно, каким спектральным компонентам соответствуют те или иные ГК. Оба эти рисунка убеждают нас в том, что МССА позволил эффективно разделить компоненты с периодами 5, 2, 1 год, полгода и треть года от долгопериодического тренда и шумов. В таблице 1

представлены стандартные отклонения для изменчивости первых семи ГК массы и движения. Они вобрали в себя основную изменчивость сигнала. Компоненты с большими номерами имеют меньшую амплитуду и, в основном, имеют шумовую природу. Они в данной работе не исследуются.



**Рис. 4.** Усредненные карты значений осевых компонент ААМ давления (вверху) и ветра (внизу). Графики сверху, снизу и слева от карты показывают значения, просуммированные по меридианам и параллелям.



*ГК 1 давления* (получена группировкой 1 и 2 сингулярных чисел СЧ) отражает годовой цикл изменчивости давления. На континентах изменения более заметны, чем на океанах. В январе положительные значения ААМ преобладают в северном полушарии, отрицательные – в южном. Это связано с антициклонической активностью и увеличением массы воздуха в зимнем полушарии, перераспределением масс воздуха с океана на континенты. Начало года при этом соответствует глобальному минимуму ГК1 ЕААМ (рис. 2, слева вверху). Области, ускоряющие вращение Земли, при этом доминируют над областями, замедляющими ее. К концу июня ситуация меняется на обратную: максимумы становятся минимумами, минимумы – максимумами. Противоположный знак аномалий в горных районах и прилегающих к ним долинах хорошо согласуется с результатами Сидоренкова [31].

*ГК 1 ветра* (1+2 СЧ) отражает годовое колебание, имеющее интегральный максимум в начале года и противоположное по фазе компоненте давления ГК 1. Амплитуда компоненты ветра на порядок больше чем компоненты давления (см. таблицу 1), именно она определяет годовую изменчивость ААМ, годовой минимум и максимум LOD (рис. 1 справа). Влияние компоненты ветра над океанами несколько сильнее влияния над континентами. Зоны одного знака простираются зональными поясами с некоторым наклоном к северо-востоку. Картина наиболее контрастна в конце января, когда зона конвергенции смещается к югу, полоса минимума находится в южном полушарии, а полоса максимума ААМ находится в северном полушарии на широтах около 30°. Картина меняется на обратную в конце июля. В это время наблюдается минимум ААМ ветров и LOD, что говорит об ускоренном вращении Земли.

*ГК 2 давления* (3+4 СЧ) соответствует полугодовому колебанию. Экстремум этой компоненты запаздывает примерно на месяц относительно экстремумов и нулей годовой компоненты ГК 1. В январе и июле ГК 2 имеет максимум над Африкой, особенно к югу от Сахары, Бразилией, Мексикой и югом США, минимум над Восточной Канадой, Австралией и Азией. Интегральный ЕААМ давления имеет в эти месяцы максимум. Картина меняется на обратную в апреле и октябре.

*ГК 2 ветра* (3+4 СЧ) также имеет период полгода с интегральным минимумом в начале и середине года, совпадающими с экстремумами и нулями годового колебания. Карта ГК 2 довольно сложна. Зона максимума на 25° с.ш. в Тихом океане сопровождается минимумом в Атлантике, Западной Сахаре, Мексике, северном и экваториальном Тихом океане, в Индийском океане к западу от Австралии. Картина меняется на обратную с полупериодом в 3 месяца.

*ГК 3 давления* (5 СЧ) отражает медленные изменения (тренд). Карта разности для ГК 3 с 1948 по 2011 гг. представлена на рис. 5 (слева). Видно, что за этот период давление возросло над Южной Америкой, Африкой, Западной Европой, Азией и Австралией. При этом тренд показывает увеличение ААМ давления над континентами и уменьшение над океанами. На рис. 5 слева внизу представлена интегральная кривая уменьшения этой ГК.

**Таблица. 1** Стандартные отклонения (СКО) выделенных главных компонент в миллисекундах.

Умножение на  $\sqrt{2}$  даст амплитуду для гармоник.

|                          | все  | ГК 1 | ГК 2 | ГК 3 | ГК 4 | ГК 5 | ГК 6 | ГК 7 |
|--------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| масса $\cdot 10^{-2}$    | 4.84 | 3.14 | 0.73 | 0.34 | 0.54 | 0.42 | 0.57 | 0.28 |
| движение $\cdot 10^{-1}$ | 3.77 | 2.84 | 1.60 | 0.61 | 0.53 | 0.30 | 0.39 | 0.17 |

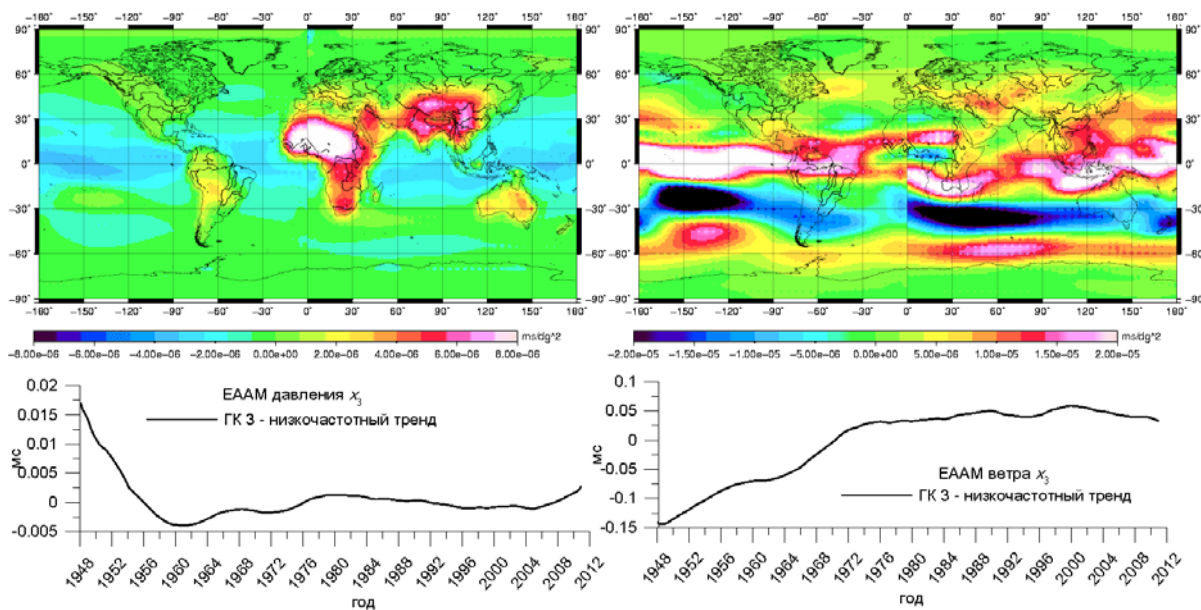


Рис. 5. Карты трендов с 1948 по 2011 гг. для ГК 3 компонент массы (слева) и движения (справа), внизу соответствующие графики для эффективного EAAM.

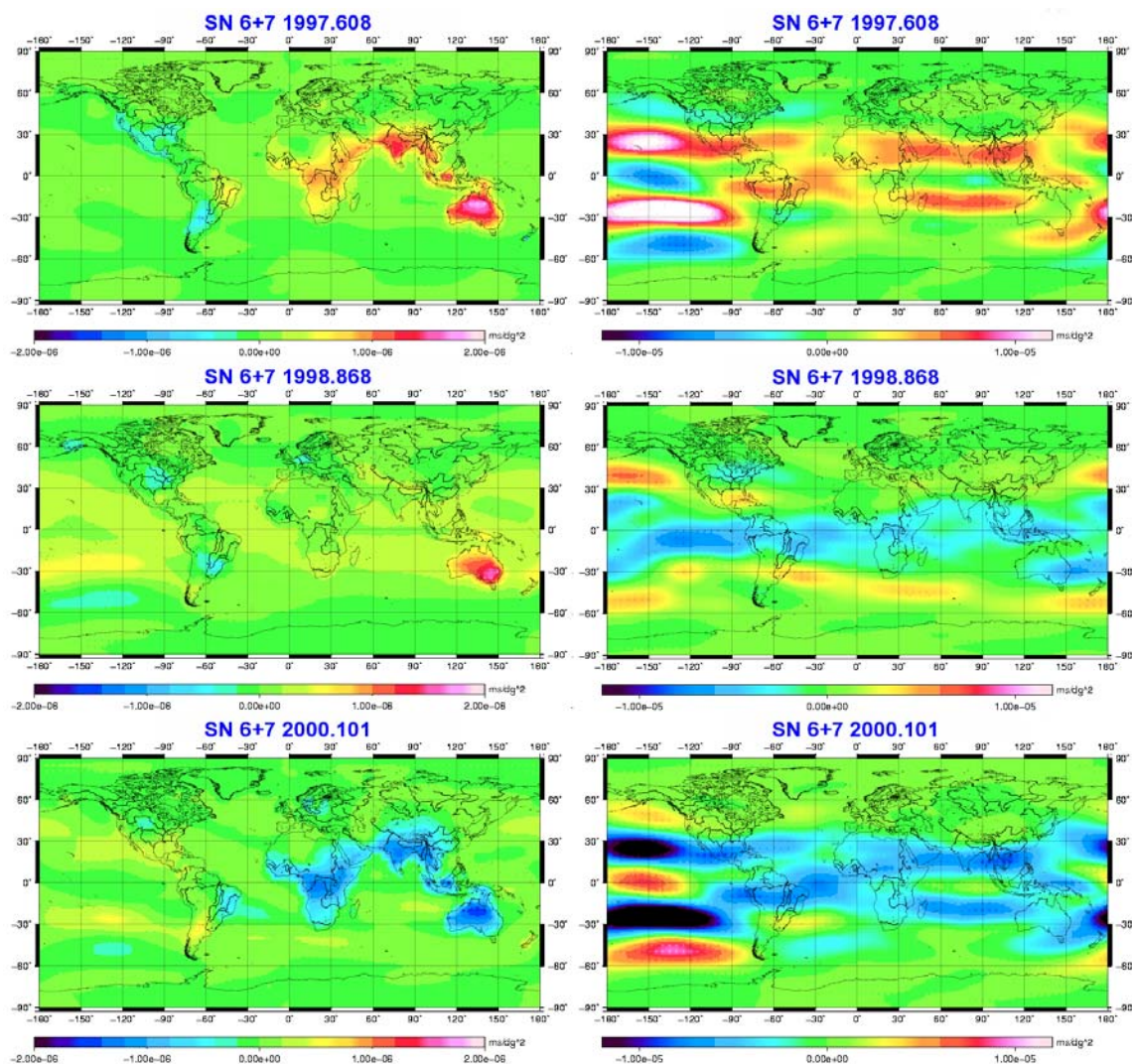
ГК 3 ветра (5 СЧ) представлена картой на рис. 5 (справа). Разность между 1948 и 2011 г. характеризуется увеличением ААМ вдоль экватора и  $60^\circ$  ю.ш., сопровождаемым уменьшением ААМ на широтах  $30^\circ$  ю.ш. Это может быть связано с усилением западной составляющей ветров на экваторе и над антарктическим циркумполярным течением и усилением восточных ветров над  $30^\circ$  ю.ш. Общий рост ветровой EAAM показан графиком на Рис. 5 справа внизу. Не исключено, что этот тренд имеет климатологическую природу, он, в частности, может отражать некоторое усиление ENSO.

Анализ компонент тренда ГК 3, представленных на рис. 5, показывает, что компонента давления ускоряет Землю на  $\sim 0.02$  мс за 60 лет. Но замедляющее воздействие ААМ ветра, связанное с усилением западных ветров, превосходит его и составляет около  $-0.25$  мс за 60 лет. LOD при этом увеличивалась. Заметим, что полученные величины качественно (по знаку и порядку величины) согласуются с оценками возможного влияния процесса глобального потепления на LOD, которые даны в работе [5], на интервале 60 лет они составляют  $-0.05$  мс для ААМ давления и  $+0.11$  мс - для ветра.

В указанной работе [5] возможной причиной таких изменений названы изменение полярного сжатия атмосферы, ускоряющего Землю, с одной стороны, и увеличение западных ветров, особенно в южном полушарии, тормозящее Землю – с другой. Это сходно с тем, что мы наблюдаем для компоненты ГК 3 на рис. 5. Странно то, что изменения ГК 3 ветра особенно велики над Сахарой, где число метеорологических наблюдений мало. Достоверность измерений приповерхностного давления в середине XX в. можно считать более высокой, чем ветра, особенно на больших высотах. Мы не можем быть до конца уверены в том, что выделенный тренд не является артефактом в данных реанализа ААМ NCEP/NCAR.

ГК 4 (6+7 СЧ) имеет период около 5 лет как для компоненты ветра, так и давления. Выборка из трех карт для ГК 3 представлена на рис. 6 слева – для давления, справа – для ветра. Наиболее сильные изменения давления затрагивают континенты вокруг Индийского океана, ветровая компонента наиболее выражена в восточном Тихом океане. Сравнение интегрального EAAM для этих компонент с индексом южного колебания SOI, описывающим активность ЭНЮК на рис 7. показывает сильную связь ГК 4 с фазами Эль-Ниньо южного колебания. Индекс SOI был предварительно сглажен филь-

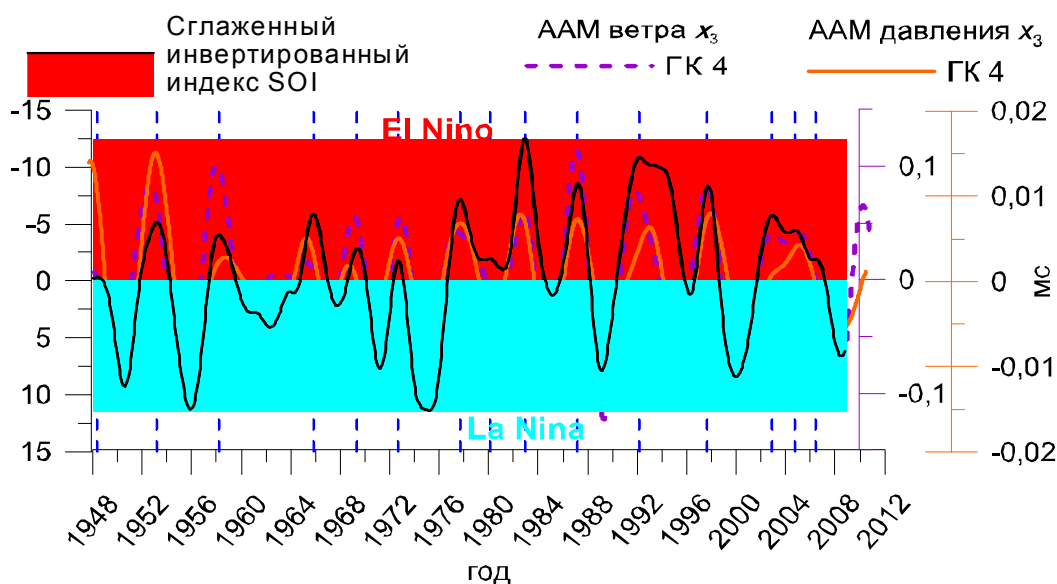
тром Пантелеева с частотой среза 0.3 колебаний в год и инвертирован. Максимумы и минимумы давления и ветра хорошо соответствуют друг другу и экстремумам южного колебания. Коэффициент корреляции со сглаженным индексом SOI для ГК 4 ветра составляет  $r = -0.72 \pm 0.02$ , для ГК 4 давления  $r = -0.56 \pm 0.03$ .



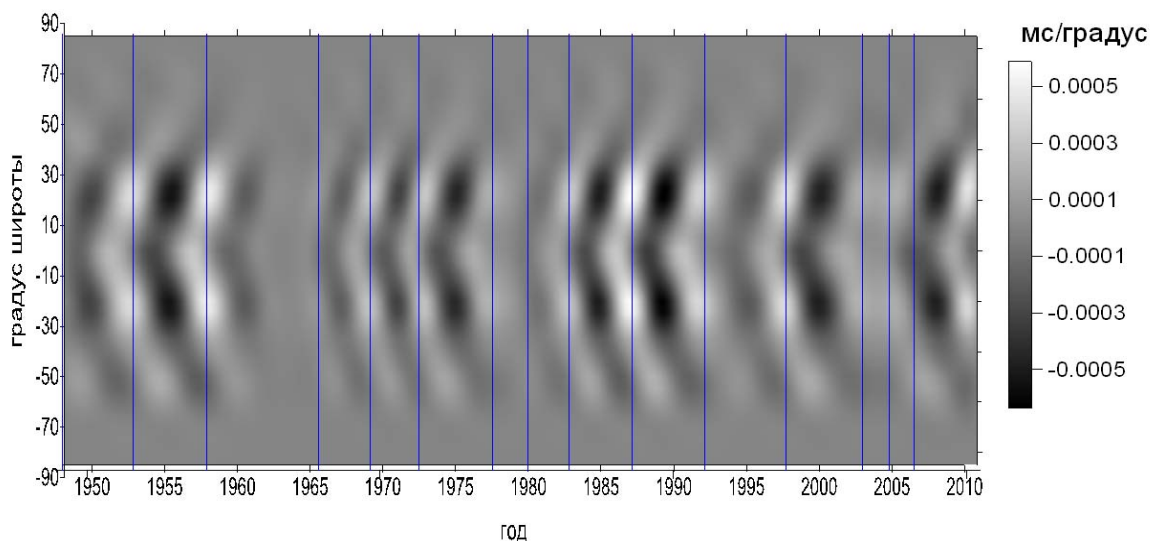
**Рис. 6.** Выборка из трех карт ГК 4 ААМ давления (слева) и ветра (справа). Карты сверху соответствуют развитой фазе Эль-Ниньо, внизу – стадии Ла-Нинья. Карты посередине показывают фазовый переход от стадии Эль-Ниньо к Ла-Нинья.

В фазе Эль-Ниньо глубина термоклина в западном Тихом океане уменьшается, а в южном и восточном регионе Тихого океана увеличивается (по сравнению с нормой), это уменьшает градиент температуры, пассатные ветра ослабевают и иногда даже становятся направленными с запада на восток. Изменения циркуляции захватывают также верхнюю атмосферу, приводя к увеличению осевого ААМ, что и наблюдается на рис. 6 сверху и на рис. 7. При этом LOD увеличивается на величину порядка 0.1 мс. Карта на рис. 6 сверху для ГК 4 давления (слева) отражает его увеличение над Австралией, Индией, Африкой, Амазонкой. В противоположной фазе Ла-Нинья (внизу) картина меняется на обратную. Компонента ветра (рис. 6 справа) во время Эль-Ниньо (вверху) имеет существенную положительную составляющую в восточном Тихом океане на широтах  $\pm 30^\circ$ . Минимум расположен на экваторе и на высоких широтах  $\pm 70^\circ$ . Максимумы во время Эль-Ниньо также присущи Аравийскому полуострову, Индии, Мадагаскару на

широтах  $\pm 20^\circ$ . Минимумы наблюдаются над США и Аргентиной. С развитием Ла-Нинья картина меняется на обратную. Все это говорит о том, что южное колебание – глобальная мода климатической изменчивости атмосферы, распространяющаяся по



**Рис. 7.** ГК 4 АММ давления и ветра, проинтегрированного по всем широтам и долготам в сравнении со сглаженным инвертированным индексом южного колебания SOI.



**Рис. 8.** Долготный график Ховмеллера для ГК 4 ветра, связанной с ЭНЮК. С-образные светлые и темные участки иллюстрируют полярное распространение углового момента ветров в этой моде. Максимумы отфильтрованного и инвертированного индекса SOI, соответствующего стадиям Эль-Ниньо, помечены вертикальными линиями.

всему миру [1, 41]. Анимированные карты показывают, как влияние ЭНЮК распространяется в атмосфере над океанами и континентами, захватывая довольно отдаленные регионы, в т.ч. Евразию. Они могут использоваться для исследований взаимосвязей ЭНЮК с метеорологическими явлениями и для выявления предвестников Эль-Ниньо/Ла-Нинья. В работах [3, 7, 8, 19] на графиках Ховмеллера показано полярное распространение углового момента зональных ветров в цикле ЭНЮК. Это связывается с откликом ветров на изменения температуры. Мы также построили график Ховмелле-

ра (рис. 8), усреднив по долготам ГК 4 ветра. На нем хорошо заметны V-образные (лучше сказать С-образные) сигнатуры. Однако график не дает полной картины. На анимированных картах хорошо видно, что распространение углового момента происходит не вдоль меридианов от экватора к полюсам, но имеет смещение вдоль параллелей, в ходе которого знак аномалий меняется на обратный в динамике, напоминающей шахматный порядок (рис. 6). В ходе Эль-Ниньо положительные и отрицательные аномалии для ветров, четко выраженные в Тихом океане, распространяются на восток. При чередовании Эль-Ниньо/Ла-Нинья знак аномалий меняется на обратный (рис. 6, середина). Поток углового момента при усреднении по долготе формирует картину распространения от экватора к полюсам.

*ГК 5 давления* (9+10 СЧ) имеет период 4 месяца. Минимумы наблюдаются в декабре, апреле и августе. Отрицательные аномалии ААМ при этом возникают в Северной Африке, Европе, Азии за исключением Индии, центральной Амазонке, Антарктиде. Спустя 2 месяца картина меняется на обратную.

*ГК 5 ветра* (9+10 СЧ) имеет сложную структуру на карте и период 4 месяца. Мы не будем ее описывать.

*ГК 6 давления* (11+12 СЧ) также квазидвухлетняя и имеет похожее на ГК 4 поведение (отпечаток) с меньшей амплитудой (см. таблицу 1).

*ГК 6 ветра* (11+12 СЧ) имеет период около 2 лет и связана с квази-двухлетним колебанием (QBO), в свою очередь связанным с ЭНЮК [8, 25,34]. Карты для ГК 6 содержат отпечатки, очень сходные с ГК 4. Этой компоненте также присуще полярное распространение углового момента от экватора к полюсам. Сравнение ГК 6 ветра с отфильтрованным фильтром Пантелеева в диапазоне от  $f_0 = 0.3$  до  $f_0 = 1$  цикла в год индексом SOI дало корреляцию  $r = -0.52 \pm 0.02$ .

*ГК 7* (8 СЧ), по всей видимости, связана с низкочастотной составляющей ЭНЮК. На карте отпечатки как компоненты ветра, так и давления очень схожи с наблюдаемыми для ГК 4 и ГК 6. Период ГК 7 – от 3 до 15 лет, с некоторым включением квазидвухлетней волны. Амплитуда этой компоненты достаточно мала (таблица 1).

#### **4. Заключение и дискуссия**

В данной работе впервые выполнен совместный МССА компонент ветра и давления углового момента атмосферы ААМ, позволивший выделить синхронные изменения сразу двух этих компонент. Было показано, что МССА позволяет эффективно отделить главные компоненты ГК с периодами 5, 2, 1 год, полгода и треть года от низкочастотного тренда и шумов. Получены анимированные карты главных компонент. Низкочастотные, пяти- и двухлетние ГК отражают изменения ветров и давлений по всем широтам и долготам во взаимосвязи с Эль-Ниньо южным колебанием ЭНЮК и квазидвухлетним циклом QBO. Показано, что влияние ЭНЮК на длительность суток LOD находится на уровне 0.1 мс. Сильнейшее Эль-Ниньо 2015 года также замедлило вращение Земли на величину такого порядка.

Полученные анимированные карты отражают отклик ветров и давлений на различные метеорологические и климатические процессы, такие как ежегодное перераспределение воздушных масс, изменение циркуляции зональных ветров, формирование Эль-Ниньо. Они могут способствовать изучению влияния ЭНЮК на разных континентах и его предвестников. Показано также, что эволюция главных компонент, связанных с ЭНЮК имеет комплексный характер и не может быть упрощенно сведена к полярному распространению углового момента, что дополняет ранее полученные результаты [3, 8, 19]. В нашей работе, опираясь на исследования Сидоренкова [31], мы лишь кратко описали основные особенности зональной циркуляции атмосферы, выделенные в разные ГК.

Очевидным приложением полученных результатов является исследование изменений скорости вращения Земли. Каждая составляющая ГК ААМ вносит вклад в интегральный ЕААМ и непосредственно передается твердой Земле, вызывая изменения продолжительности суток LOD в соответствии с уравнением (1). Используемые нами данные по ААМ могут содержать шумы наблюдений и моделирования. МССА помогает отфильтровать их и улучшает разделимость сигналов. Мы попытались собрать аргументы для ответа на вопрос – до какой степени изменения климата и циркуляции атмосферы могут влиять на вращение Земли.

Выявленные низкочастотные компоненты тренда ГК 3 (рис. 5) могут быть связаны как с реальными долговременными процессами в атмосфере, имевшими место с 1948 по 2011 гг., так и с артефактами данных. Полученные тренды усиления западных ветров, особенно в южном полушарии, дают вклад на уровне 0.25 мс, замедляющем вращение Земли. Небольшой тренд давления наоборот ускоряет Землю на 0.02 мс за 60 лет. Эти результаты качественно согласуются с теоретическими расчетами О. де Вирона и др. [5]. Однако это не объясняет антикорреляции глобальной температуры и LOD (рис. 1 слева) – для этого не хватает одного-двух порядков величин.

Помимо влияния на скорость вращения Земли, атмосферный ААМ содержит экваториальные компоненты  $\chi_1, \chi_2$ , влияющие на движение полюса. Их исследование здесь не представлено. О влиянии атмосферы на годовое и Чандлеровское движения полюса можно узнать в [2, 4, 21, 30, 37]. Основными целями представленного здесь исследования было обоснование применимости МССА и его возможностей для обработки многомерных рядов, а также исследование влияния атмосферы на скорость вращения Земли.

**Благодарности:** работа поддержана грантами РФФИ 16-05-00753, 17-05-00989 и НИУ ВШЭ. Первый автор также поддержан позицией в Парижской обсерватории.

#### Литература

1. В.И. Бышев, В.Г. Нейман, Ю.А. Романов, И.В. Серых. Глобальные атмосферные осцилляции в динамике современного климата // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2014. Т. 11. No 1. С. 62–71.
2. A. Brzezinski, Ch. Bizouard, S. Petrov. Influence Of The Atmosphere On Earth Rotation: What New Can Be Learned From The Recent Atmospheric Angular Momentum Estimates? // Surveys in Geophysics, 2002. 23(1), 33–69.
3. R.X. Black, D.A. Salstein, R.D. Rosen. Interannual 503 Modes of Variability in Atmospheric Angular Momentum // J. Climate, 1996, 9, 28342849.
4. B.F. Chao. On the excitation of the Earth's polar motion // Geophys. Res. Lett., 1985, Vol. 12, Iss. 8, pp. 526529.
5. O. de Viron, V. Dehant, H. Goosse, and M. Crucifix. Participating CMIP Modeling Groups, Effect of global warming on the length-of-day // Geophys. Res. Lett., 2002, Vol. 29, Iss. 7, doi:10.1029/2001GL013672
6. J.O. Dickey, S.L. Marcus, J.A. Steppe, R. Hide. The Earth's Angular Momentum Budget on Sub-seasonal Time Scales // Science, 1992, 255, 321-324
7. J.O. Dickey, P. Gegouat, S.L. Marcus. Earth-atmosphere angular momentum exchange and ENSO: The rotational signature of the 1997-98 event // Geophys. Res. Lett., 1999. 26(16), 2477–2480.
8. J.O. Dickey, S.L. Marcus, O. de Viron. Coherent interannual and decadal variations in the atmosphere-ocean system // Geophys. Res. Lett., 2003, 30(11), 27-1-27-4.
9. T.M. Eubanks. Variations in the Orientation of the Earth // American Geophysical Union Monograph, Geodynamics Series, 1993, Vol. 24.
10. T.M. Eubanks, J.A. Steppe, J.O. Dickey, and P.S. Callahan. A spectral analysis of the Earth's angular momentum budget // J. Geophys. Res., 1985, 90(B7).

11. *M. Ghil, R.M. Allen, M.D. Dettinger et al.* Advanced spectral methods for climatic time series, *Rev. Geophys.*, 2002, 40(1), 3.1-3.41.
12. *N. Golyandina, V. Nekrutkin, A. Zhigljavsky.* Analysis of Time Series Structure SSA and Related Techniques // 2001. CHAPMAN & HALL/CRC.
13. *S.A. Golyadina.* Method “Caterpillar-SSA”: prediction of the time series, Snt-Petersburg, 2004, in Russian
14. *R.S. Gross.* Earth rotation variations 532 long period, in *Physical Geodesy* edited by T.A. Herring // *Treatise on Geophysics*, 2007. Vol. 11, Elsevier, Amsterdam.
15. *E.S. Ince, M.G. Sideris, E. Rangelova.* Deriving long-term sea level variations at tide gauge stations in Atlantic North America, *Eos Trans. AGU*, 90(22), 2009. Jt. Assem. Suppl, Abstract CG73A-01
16. *I.T. Jolliffe.* Principal Component Analysis, 2001, Springer.
17. *K. Lambeck.* The Earth’s Variable Rotation; Geophysical Causes and Consequences, 1980, Cambridge University Press.
18. *P. Morgan, R. King, I. Shapiro.* Length of Day and Atmospheric Angular Momentum: A Comparison for 1981-1983, *J. Geophys. Res.*, 1985, 90(B14) 12645–12652.
19. *K.C. Mo, J.O. Dickey, and S.L. Marcus.* Interannual fluctuations in atmospheric angular momentum simulated by the National Centers for Environmental Prediction medium range forecast model // *J. Geophys. Res.*, 1997, 102, 67036713.
20. *W. Munk, G. MacDonald.* The rotation of the Earth. 1960, Cambridge Univ. Press.
21. *J. Nastula, D.A. Salstein.* Regional Geophysical Excitation Functions of Polar Motion over Land Areas, *Geodesy for Planet Earth International Association of Geodesy Symposia*, 2012, 136(3), 499–505.
22. *M. Schindelegger, J. Bohm, D. Salstein, H. Schuh.* High-resolution atmospheric angular momentum functions related to Earth rotation parameters during CONT08// *J. Geod.*, 2011, 85(7), 425–433.
23. *J.P. Peixoto, A.H. Oort.* Physics of climate // *Reviews of Modern Physics*, 1984. Vol. 56, Iss. 3 pp. 365–429.
24. *Cecile Penland, Michael Ghil.* Forecasting Northern Hemisphere 700-mb Geopotential Height Anomalies Using Empirical Normal Modes. *Mon. Wea. Rev.*, 1993, 121, 23552372.22
25. *C. Penland, De. Zh. Sun, A. Capotondi and 561 D.J. Vimont.* A Brief Introduction to El Nino and La Nina, *Climate Dynamics: Why Does Climate Vary?* // *Geophys. Monogr. Ser.* 189, 2010, 216, AGU, Washington, D.
26. *E. Rangelova, W. van der Wal, M.G. Sideris, and P. Wu.* Spatiotemporal Analysis of the GRACE-Derived Mass Variations in North America by Means of Multi-Channel Singular Spectrum Analysis, *Gravity, Geoid and Earth Observation, International Association of Geodesy Symposia 135*, 2010. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
27. *Reager J.T., Thomas B.F., Famiglietti J.S.* River basin flood potential inferred using GRACE gravity observations at several months lead time // *Nature Geoscience*, 2014, doi:10.1038/ngeo2203,
28. *R.D. Rosen, D.A. Salstein.* Contribution of Stratospheric Winds to Annual and Semiannual Fluctuations in Atmospheric Angular Momentum and the Length of Day // *J. Geophys. Res.*, 1985, 90(D5), 8033–8041.
29. *B. Wouters, E. Schrama.* Improved accuracy of GRACE gravity solution through empirical orthogonal function filtering of spherical harmonics // *Geophys. Res. Lett.*, 2007. 34, L23711.
30. *D. Salstein.* Atmospheric excitation of polar motion, *ASP Conference Series*, 2000, 208, 437-446.
31. *N.S. Sidorenkov.* The Interaction Between Earth’s Rotation and Geophysical Processes, Wiley-VCH Verlag, 2009, Weinheim.
32. *Н. Сидоренков, К. Бизуар, Л. Зотов, Д. Салстейн.* Угловой момент атмосферы // *Природа*, 2014, № 4, с. 22–28.
33. *D.-Z. Sun, and F. Bryan (Eds.).* Climate Dynamics: Why Does Climate Vary? *Geophys. Monogr. Ser.*, 189, 216, AGU, 2010, Washington, D.C., doi: 10.1029/GM189.
34. *Wu Yun-Hao.* Spatio-Temporal Variations of Sea-Level for ENSO: Intercomparison Study of Geodetic Satellite Data. Doctoral Dissertation, 2010.

35. *Zhong Min, Yan Haoming, Zhu Yaozhong.* The investigation of atmospheric angular momentum as a contributor to polar wobble and length of day change with AMIP II GCM data // *Advances in Atmospheric Sciences*, 2002. Volume 19, Issue 2, pp 287-296.23.
36. *Y.H. Zhou, D.A. Salstein. and J.L. Chen.* 592 Revised atmospheric excitation function series related to Earth's variable rotation under consideration of surface topography // *J. Geophys. Res.*, 2006. 111, D12108, doi:10.1029/2005JD006608
37. *L.V. Zotov, C. Bizouard.* On modulations of the Chandler wobble excitation // *J. of Geodynamics*, 2012, 62, 30-34. 10.1016/j.jog.2012.03.010
38. *L. Zotov.* Theory of filtering and time series processing, course of lectures. – Moscow State University. 2010.
39. *L. Zotov.* Application of Multichannel singular spectrum analysis to geophysical fields and astronomical images // *Advances in Astronomy and Space Physics*, 2011.2(1), 082-084, Kyiv, Ukraine.
40. *Zotov L., Bizouard C., Shum C.K.* A possible interrelation between Earth rotation and climatic variability at decadal time-scale // *Geodesy and Geodynamics*, 2016, Vol. 7, Issue 3, May 2016, Pages 216-222, KeAi, China, doi:10.1016/j.geog.2016.05.005.
41. *Серых И.В., Сонечкин Д.М.* О влиянии квазипериодических внешних сил на ритмичность Эль-Ниньо. В книге: Триггерные эффекты в геосистемах. – Тезисы докладов III Всероссийского семинара-совещания. Институт динамики геосфер РАН. 2015. С. 95.

#### MULTICHANNEL SINGULAR SPECTRUM ANALYSIS OF THE ATMOSPHERIC ANGULAR MOMENTUM

**Zotov L.V.<sup>1,2,4</sup>, Sidorenkov N.S.<sup>3</sup>, Bizouard C.<sup>4</sup>, Pastushenkova M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Electronics and Mathematics, National Research University  
Higher School of Economics, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Hydro-Meteorological Center of Russia, Global Atmospheric Circulation Laboratory*

<sup>4</sup>*Paris Observatory, Service de la Rotation de la Terre (SYRTE), France*

Earth's variable rotation is primarily produced by the variability of the Atmospheric Angular Momentum (AAM). In particular, the axial AAM component  $\chi_3$ , which undergoes especially strong variations, induces changes in the Earth's rotation rate. In this study we analyzed regional forcing producing the effective axial AAM from 1948 through 2011 using the NCEP/NCAR reanalysis data. Global zonal circulation patterns related to the Length of Day (LOD) variations were described. We then applied the Multichannel Singular Spectrum Analysis (MSSA) jointly to pressure and wind components of AAM, which allowed us to extract annual, semiannual, 4-month, quasi-biennial, 5-year, and low-frequency oscillations. Decomposed principal components (PCs) reveal their strong correlations to the El Nino Southern Oscillation (ENSO). Thus they can be used to study ENSO-induced changes in pressure and wind fields and their coupling to LOD. Finally, the PCs probably have captured slow atmospheric circulation changes possibly related to climate variability.



## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА МАССИВНЫХ КОМПАНЬОНОВ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ**

**Ким В.Ю., Ихсанов Н.Р.**

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

*Пекулярное глобальное ускорение собственного вращения рентгеновского пульсара ОАО 1657-415, наблюдаемое с момента открытия на протяжении более тридцати лет, рассматривается в рамках различных аккреционных сценариев. Показано, что наилучшего соответствия в интерпретации эволюции периода ОАО 1657 достигается в предположении, что захватываемый нейтронной звездой на радиусе Бонди аккреционный поток обладает достаточно сильным собственным магнитным полем, оказывающим существенное влияние на ход аккреции с формированием некеплерова магнито-левитационного диска. В рамках данного сценария разработана методика анализа параметров звездного ветра от массивных компонентов НХМВ систем. На примере объекта ОАО 1657 получены оценки относительной скорости и напряжённости магнитного поля звездного ветра его массивного компаньона.*

### **Введение**

Квазистационарные рентгеновские пульсары составляют подкласс пульсирующих источников, поток излучения которых за все время наблюдений менялся менее чем на порядок [1, 2]. Рентгеновские источники в указанных двойных системах – аккрецирующие нейтронные звезды, которые могут являться хорошей лабораторией для изучения параметров звездного ветра, порождаемого массивным компаньоном. На сегодняшний день основным методом изучения характеристик звездного ветра является анализ спектрального профиля РСуг в данных звездах, позволяющий оценить терминальную скорость ветра  $v_\infty$ , а также темп истечения вещества [4]. К сожалению, не у всех горячих массивных звезд в спектре удается обнаружить вышеописанный профиль [3], вследствие чего возникают трудности в определении параметров ветра для данных объектов. Согласно работе [3]: несмотря на важность изучения звезд на поздних стадиях эволюции, надежных оценок физических параметров горячих звезд-сверхгигантов (В- класса) и их ветров достаточно мало. В данной работе, на примере рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 мы предлагаем новый подход в изучении ветровых параметров: где основным «инструментом» служит аккрецирующая нейтронная звезда, наблюдаемые характеристики которой могут быть использованы для оценки параметров аккреционных структур и звездного ветра в массивных двойных системах.

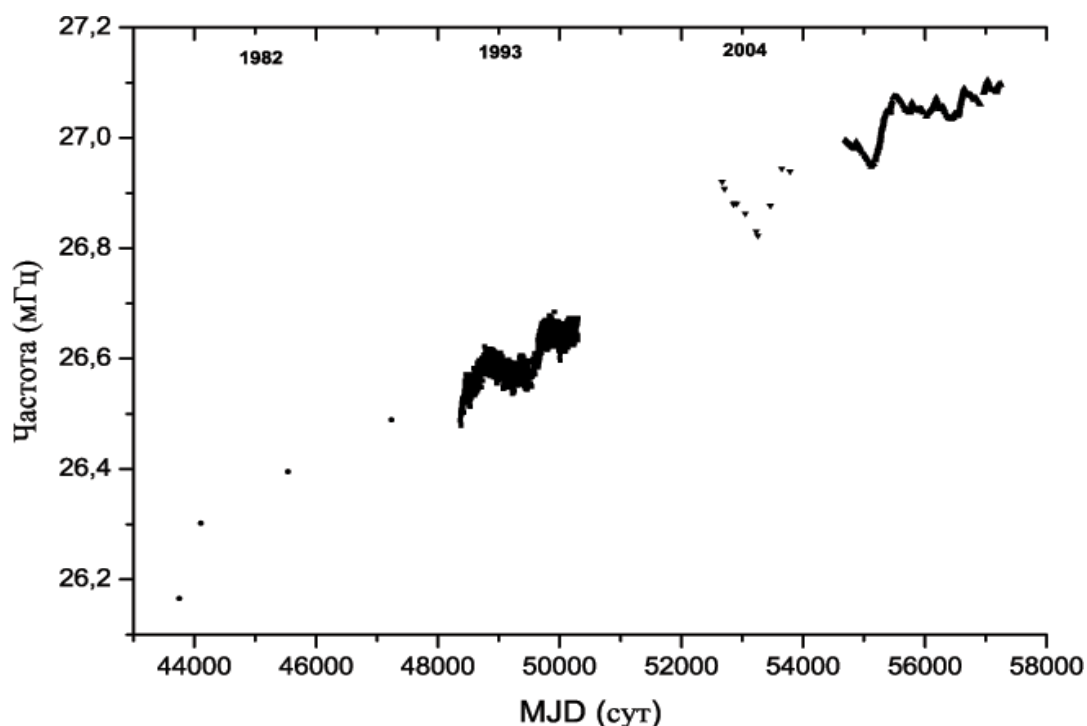
ОАО 1657-415 принадлежит к галактической популяции квазистационарных рентгеновских пульсаров в массивных двойных системах [5]. Он был открыт в 1978 году как затменный рентгеновский источник космической обсерваторией «Коперник» [6]. Последующие исследования космическим телескопом «HEAO-1» в 1979 году определили собственный период вращения ОАО 1657 ( $P_s \approx 38.22$  с) из анализа профилей пульсации, отождествив его с рентгеновским пульсаром в массивной двойной системе, где вырожденным компонентом является нейтронная звезда, аккрецирующая из ветра массивного компаньона [7]. Детальное изучение доплеровских сдвигов, а также изменений регистрируемых потоков излучения при затмениях в данной системе инструментом «BATSE CGRO» позволили оценить величину орбитального периода  $P_{orb} \approx 10.44$  сут [8] и эксцентриситет орбиты  $e \approx 0.104$ . Исследование ОАО 1657 в оптическом и инфракрасном диапазонах телескопом «NTT» (ESO, Чили) позволило идентифицировать его массивный компаньон, как звезду-сверхгигант спектрального класса B0-6 Iab, расположенной на расстоянии  $6.4 \pm 1.5$  кпк [9], с оценкой массы  $M_{opt} \sim 17.5M_\odot$  [10] и

темпом истечения  $2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  [24]. Оценка светимости пульсара в диапазоне 2–10 кэВ на указанном расстоянии составляет  $L_x \approx 3 \times 10^{36}$  эрг/с [9]. Согласно работе [11] за период с августа 2008 по декабрь 2011 г. поток рентгеновского излучения ОАО 1657, регистрируемый космическим аппаратом «Swift» в диапазоне 15–50 кэВ плавно варьировался в промежутке  $1 \times 10^{-9} - 7.5 \times 10^{-9}$  кэВ/см<sup>2</sup> с без резких изменений. Анализ спектра ОАО 1657, полученным космической обсерваторией «ВерроSAX», выявил наличие циклотронной линии с энергией  $\sim 36$  кэВ, соответствующей напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды  $3 \cdot 10^{12}$  Гс [12].

### Наблюдаемая эволюция периода

С момента открытия ОАО 1657 и по настоящее время средняя частота регулярных пульсаций, наблюдаемых в его рентгеновском излучении, монотонно увеличивается (см. рис. 1). Средний темп увеличения частоты в период 1979–2002 составлял:  $\dot{\nu}_{su}^{glob} \sim 8.90 \times 10^{-13}$  Гц/с [13],  $\dot{\nu}_{su}^{glob} \sim 8.27 \times 10^{-13}$  Гц/с (1979–2012 гг.) [11]. За период (1979–2015 гг.) средний темп составлял:  $\dot{\nu}_{su}^{glob} \sim 7.74 \times 10^{-13}$  Гц/с, приведенная нами оценка получена при обработке данных с космических аппаратов (см. рис. 1): «HEAO-1», «Темна», «Ginga», «Einstein», «Integral», «Fermi GMB» [14–16] методом наименьших квадратов в линейном приближении.

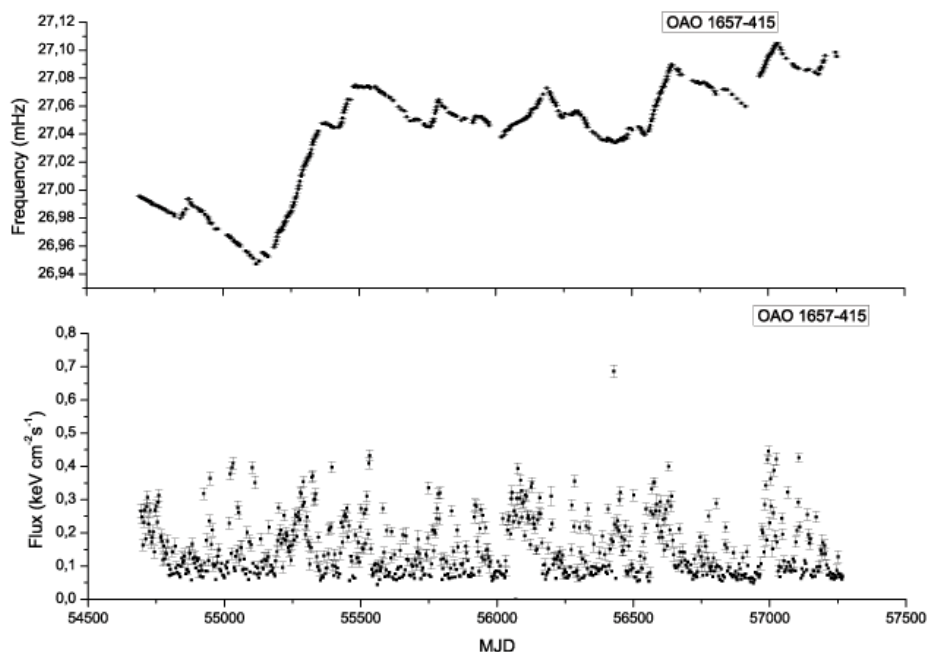
Стоит также отметить, что с момента открытия 1979г. по 2015г. изменение периода составляет  $38.218 - 36.906 = 1.312$  с [14, 16].



**Рис. 1.** Эволюция периода с момента открытия и по 2015 г. квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 по наблюдениям рентгеновских и гамма обсерваторий: «HEAO-1», «Темна», «Ginga», «Einstein», «Integral», «Fermi GMB» [14–16].

На более коротких отрезках времени (от нескольких дней до месяцев) период пульсара испытывает локальные хаотические вариации [13, 17, 18]. На рисунке 2 представлена эволюция периода ОАО 1657 и изменение потока рентгеновского излучения в диапазоне 12–50 кэВ по наблюдениям рентгеновского телескопа Fermi в период 2008–

2015 гг. Вариации периода происходят вследствие обмена угловым моментом между нейтронной звездой и окружающим ее веществом. Темп изменения частоты пульсаций в течение этих эпизодов достигает  $\dot{\nu}_{loc} \approx -3.92 \times 10^{-12}$  Гц/с в момент торможения и  $\approx 6.07 \times 10^{-12}$  Гц/с в момент ускорения вращения нейтронной звезды (см. таблицу 1).



**Рис. 2.** Эволюция периода ОАО 1657 и изменение потока рентгеновского излучения в диапазоне 12–50 кэВ по наблюдениям рентгеновского телескопа «Fermi GMB» в период 2008–2015 гг. [16].

Оценка указанных величин производилась нами при обработке данных с телескопа «Fermi» [16] методом наименьших квадратов в линейном приближении. В работе [17] авторы показали отсутствие корреляции между изменениями периода и наблюдаемого потока излучения. Исследования космической обсерваторией «Suzaku», согласно [19], также показали отсутствие корреляции между временными вариациями спектра и интенсивности излучения в диапазоне 0.2–70 кэВ.

**Таблица 1.** Таблица локальных наблюдаемых темпов изменений частоты вращения в период 54694–57034 MJD.

| MJD           | $\Delta t$ (сут) | $\dot{\nu}_{loc} (\times 10^{-12})$ (Гц/с) |
|---------------|------------------|--|
| 54694 - 54822 | 128              | $-1.20 \pm 0.02$                           |
| 54882 - 55112 | 230              | $-1.96 \pm 0.03$                           |
| 55192 - 55365 | 173              | $6.07 \pm 0.09$                            |
| 55574 - 55738 | 164              | $-1.81 \pm 0.07$                           |
| 55741 - 55783 | 42               | $3.57 \pm 0.73$                            |
| 56020 - 56174 | 154              | $1.94 \pm 0.07$                            |
| 56188 - 56253 | 65               | $-3.92 \pm 0.28$                           |
| 56543 - 56674 | 131              | $6.04 \pm 0.12$                            |
| 56968 - 57034 | 66               | $4.28 \pm 0.10$                            |

### Параметры аккреционного потока

Вышеописанное глобальное ускорение вращения обусловлено передачей углового момента от аккреционного потока, захватываемого на радиусе Бонди, к нейтронной звезде. Максимальная величина ускоряющего момента сил в данном случае ограничена условием  $|K_{su}| \leq |K_{su}^{(0)}|$ , при котором удельного углового момента в захватываемом веществе ( $K_{su}^{(0)} = \xi \dot{M} \Omega_{orb} r^2$ ) [20, 21] должно быть достаточно для наблюдаемого глобального ускорения вращения. Абсолютная величина ускоряющего момента сил  $|K_{su}| = 2\pi I \dot{v}_{su}^{glob}$  при условии  $K_{su} = K_{su}^{(0)}$ , позволяет оценить верхний предел относительной скорости ветра:

$$v_{rel} \leq 273 \xi_{0.2}^{1/4} m^{1/2} I_{45}^{-1/4} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/4} \left( \frac{P_{orb}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{-1/4} \text{ км/с} \quad (1)$$

Здесь  $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$  – угловая орбитальная скорость,  $r_G = 2GM_{ns}/v_{rel}$  – радиус Бонди,  $m = M_{ns}/1.4M_{\odot}$  – нормированная масса нейтронной звезды,  $\dot{M}$  – темп аккреции,  $I_{45} = I/10^{45} \text{ г см}^2$  – нормированный момент инерции нейтронной звезды,  $P_{orb}$  – орбитальный период,  $\xi_{0.2} = \xi/0.2$  – нормированный безразмерный параметр диссипации углового момента [22].

В свою очередь, абсолютная величина относительной скорости выражается как [25]:

$$v_{rel} = \sqrt{v_w^2 + v_{orb}^2}, \quad (2)$$

где  $v_w$  – скорость ветра на орбитальном радиусе  $a_{orb} \approx 3.7 \times 10^{12} \text{ см}$ ,  $v_{orb}$  – орбитальная скорость нейтронной звезды.

$$v_{orb} = \Omega_{orb} a_{orb} = \left( \frac{2\pi G(M_{opt} + M_{ns})}{P_{orb}} \right)^{1/3} \approx 260 \text{ км/с}. \quad (3)$$

Решение уравнения (2) относительно  $v_w$  – скорости ветра на орбитальном радиусе, дает следующую оценку  $v_w \approx 83 \text{ км/с}$ . Стоит отметить, что одной из отличительной особенностей квазистационарных рентгеновских пульсаров является то, что данные объекты вращаются на сравнительно небольшом расстоянии от массивного компаньона, где скорость ветра может быть существенно меньше своего терминального значения [23].

Описанные в предыдущей главе локальные эпизоды ускорения и торможения являются следствием обмена угловым моментом между аккреционным потоком и нейтронной звездой на границе ее магнитосферы. Интерпретация характеристик локальных вариаций периода зависит от реализуемого сценария аккреции и рассматривается в следующих главах в рамках существующих моделей.

### ОАО 1657-415 в немагнитном приближении аккреции

Сценарий немагнитного приближения аккреции основан на предположении, что собственное магнитное поле аккреционного потока не оказывает существенного влияния на ход аккреции. Сам процесс аккреции за пределами магнитосферы нейтронной звезды в рамках данного подхода происходит либо в квазисферическом режиме, либо с формированием Кеплеровского диска [25]. Максимальное значение замедляющего мо-

мента сил  $K_{sd}^{(0)} = k_t \dot{M} \omega_s r_A^2$  [26–28] и, соответственно, верхний предел величины замедления вращения  $\dot{v}_{sd}$  для ОАО 1657 в существующих немагнитных приближениях имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{v}_{sd}^{(0)} &= \frac{K_{sd}^{(0)}}{2\pi I} \approx -2.01 \times 10^{-13} m^{-2/7} I_{45}^{-1} P_{37}^{-1} \\ &\times \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г} / \text{с}} \right)^{3/7} \left( \frac{\mu_{ns}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{8/7} \text{ Гц} / \text{с} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь:  $r_A$  – Альвеновский радиус,  $\mu$  – дипольный магнитный момент.

Приведенная оценка в выражении (4) оказывается существенно меньше большинства локальных наблюдаемых эпизодов замедления вращения ( $\dot{v}_{sd}^{loc}$ ), что в свою очередь ставит под сомнение возможность реализации немагнитного сценария в случае ОАО 1657. Более того, немагнитное приближение аккреции предсказывает зависимость моментов сил  $K_{su/sd}$  от темпа аккреции  $\dot{M}$ , которая, как уже было сказано во введении и первой главе, не наблюдается. Указанные трудности можно преодолеть, если учесть параметры собственного магнитного поля в ветре массивного компаньона, которое в свою очередь оказывает значительное влияние на процесс аккреции на компактный объект. В следующей главе рассматриваются детальные оценки в рамках магнитного приближения аккреции.

### ОАО 1657-415 в приближении ML-аккреции

Как было впервые показано в работе [29], структура аккреционного потока может существенно отличаться от вышеописанных классических приближений, если вещество, захватываемое на радиусе Бонди, обладает собственным магнитным полем. До тех пор пока Альвеновская скорость  $v_A(r) = B_f(r)/[4\pi r(r)]$  в аккреционном потоке меньше скорости свободного падения  $v_{ff}$  собственное магнитное поле потока  $B_f$  не оказывает существенного влияния на его структуру. Таким образом аккрецируемое вещество вначале формирует квазисферический поток. Однако, по мере продвижения к нейтронной звезде в режиме свободного падения давление магнитного поля аккреционного потока возрастает ( $\epsilon_m(r) = B^2(r)/8\pi \propto r^{-4}$ ), значение  $\epsilon_m(r)$  достигает величины динамического давления  $\epsilon_{ram}(r)$  на радиусе Шварцмана [30]:

$$R_{sh} = \beta_0^{2/3} r_G \left( \frac{c_{s0}}{v_{rel}} \right)^{4/3}, \quad (5)$$

где  $\beta_0 = \beta(r_G) = 8\pi r_0 c_{s0} / B_{f0}$  отношение теплового давления в аккрецируемом веществе к магнитному на радиусе Бонди,  $c_{s0} = c_s(r_G)$  – скорость звука,  $B_{f0} = B_f(r_G)$  – магнитное поле аккрецируемого вещества.

Замагниченный аккреционный поток на радиусе  $R_{sh}$  трансформируясь, образует магнито-левитационный (ML) диск, в котором вещество удерживается его собственным магнитным полем [31, 32]. Дальнейшее продвижение потока к компактному объекту происходит по мере диссипации его магнитного поля; проникновение вещества из ML-диска в магнитосферу нейтронной звезды, в общем случае, происходит в диффузном режиме.

Как было показано в работе [33], сценарий ML-аккреции реализуется при условии  $R_{sh} \geq \{r_A, r_{circ}\}$ , где  $r_{circ}$  – радиус циркуляризации вещества. Данное условие достигается при следующем соотношении характеристических скоростей  $\{v_{ca}, v_{cr}\} < v_{rel} < v_{ma}$ , где:

$$v_{cr} \approx 252 \xi_{0.2}^{1/4} m^{11/28} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/28} \left( \frac{P_{orb}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{-1/4} \left( \frac{\mu_{ns}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{8/7} \text{ км/с} \quad (6)$$

$$v_{ca} \approx 156 \xi_{0.2}^{3/7} \beta_0^{1/7} m^{3/7} \left( \frac{P_{orb}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{-3/7} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right)^{-2/7} \text{ км/с} \quad (7)$$

$$v_{ma} \approx 538 \beta_0^{-1/5} m^{12/35} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{3/35} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right)^{2/5} \left( \frac{\mu_{ns}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-6/35} \text{ км/с} \quad (8)$$

Момент сил, приложенный к нейтронной звезде со стороны ML-диска на радиусе магнитосферы, выражается как [33]:

$$K_b = k_t \frac{\mu^2}{(r_{cor} r_{ma})^{3/2}} \left( \frac{\Omega_f}{\omega_s} - 1 \right), \quad (9)$$

где:  $\omega_s = 2\pi/P_s$  – угловая скорость нейтронной звезды,  $r_{ma}$  – внутренний радиус ML-диска [29]:

$$r_{ma} \approx 7.21 \times 10^7 \alpha_{0.1}^{2/13} T_6^{-2/13} m^{1/13} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{-4/13} \left( \frac{\mu_{ns}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{6/13} \text{ см}, \quad (10)$$

угловая скорость вещества на внутреннем радиусе ML-диска [33]:

$$\Omega_f(r_{ma}) = \Omega_f(R_{sh}) = \xi \Omega_{orb} \left( \frac{r_G}{R_{sh}} \right)^2 \Rightarrow \xi \Omega_{orb} \beta_0^{4/3} \left( \frac{v_{rel}}{c_{s0}} \right)^{8/3}, \quad (11)$$

здесь  $T_6 = T_0/10^6 \text{ К}$  – нормированная температура на внутреннем радиусе ML-диска,  $\alpha_{0.1} = \alpha_B / 0.1$  – нормированный безразмерный параметр эффективности диффузии на границе магнитосферы [34].

Если угловая скорость нейтронной звезды существенно больше угловой скорости вещества на  $r_{ma}$  ( $\omega_s \gg \Omega_f(r_{ma})$ ), то выражение 10 преобразуется к тормозящему моменту сил и имеет вид [33]  $K_b \Rightarrow K_{sd}^{(ml)} = -k_t \mu^2 / (r_{cor} r_{ma})^{3/2}$ . Применяя параметры для ОАО 1657, получаем следующую оценку верхнего предела замедления вращения:

$$\dot{\nu}_{sd}^{(ml)} = \frac{K_{sd}^{(ml)}}{2\pi I} \approx -8.20 \times 10^{-12} \alpha_{0.1}^{-3/13} m^{-8/13} I_{45}^{-1} P_{37}^{-1} \times \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{6/13} \left( \frac{\mu_{ns}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{17/13} \text{ Гц/с} \quad (12)$$

Если угловая скорость вещества на внутреннем радиусе ML-диска превосходит скорость вращения нейтронной звезды  $\Omega_f(r_{ma})/\omega_s \geq 2$ , то выражение 10 преобразуется к ускоряющему моменту сил ( $K_b \Rightarrow K_{su}^{(ml)}$ ).

### Параметры замагниченного звездного ветра

Анализ наблюдаемых характеристик ОАО1657 при ML-аккреции, подробно рассмотренный в предыдущей главе, приводит к важным оценкам параметров замагниченного звездного ветра массивного компаньона. Так, в частности: решение уравнения (9) в случае максимального наблюдаемого ускорения вращения  $K_b = 2\pi I \dot{\nu}_{su}^{glob}$ , относительно угловой скорости ML-диска  $\Omega_f$  ( $\Gamma_{ma}$ ) (см. выражение 11) дает важное соотношение между относительной скоростью  $v_{rel}$  и параметром  $\beta_0$ :

$$v_{rel}(\beta_0) \approx 840 \times \beta_0^{-1/2} \xi_{0.2}^{-3/8} P_{37}^{-3/8} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right) \left( \frac{P_{orb}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{3/8} \text{ км/с}. \quad (13)$$

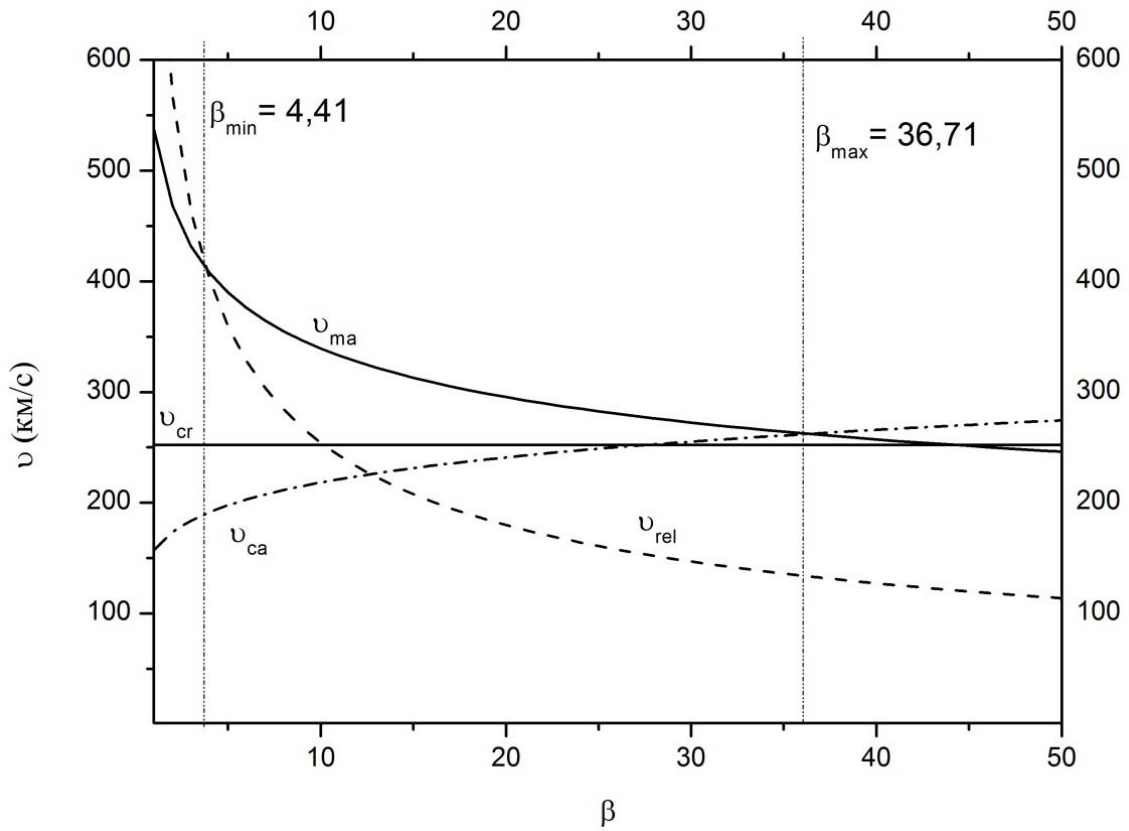


Рис. 3. График зависимости относительных скоростей от параметра  $\beta$  звездного ветра.

На рисунке 3 представлен график зависимости скоростей от  $\beta$ -параметра. Максимально возможная оценка  $\beta$ -параметра реализуется из неравенства  $v_{ca} < v_{ma}$  (см. уравнения 7, 8) [33]:

$$\beta_0^{max} \approx 36.71 \times m^{-1/4} \xi_{0.2}^{-5/4} \left( \frac{\mu_{ns}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-1/2} \times \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right)^2 \left( \frac{P_{orb}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{5/4} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/4}. \quad (14)$$

Минимальное возможное значение данного параметра оценивается из условия, что для относительной скорости ветра  $v_{rel}$  при МЛ-аккреции существует верхний предел  $v_{ma}$  (см. предыдущую главу), следовательно, из неравенства  $v_{rel}(\beta_0) < v_{ma}$ , получаем нижнюю оценку параметра  $\beta_0^{(min)} \simeq 4.41$ .

Таким образом значение  $\beta$ -параметра лежит в диапазоне  $\beta_0^{(min)} < \beta_0 < \beta_0^{(max)}$ , что в свою очередь, позволяет оценить соответственно верхний и нижний предел значения напряженности магнитного поля  $B_f$  в ветре массивного компаньона [33]:

$$B_f = \left( \frac{2 M v_{rel}^3 c_{s0}^2}{(GM_{ns})^2 \beta_0} \right) \quad (15)$$

Подстановка в (15) соответствующих значений максимальных и минимальных параметров, дают следующие оценки верхнего и нижнего предела напряженности магнитного поля в ветре массивного компаньона:

$$B_f^{min} \approx 0.023 \beta_{36.71}^{1/2} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right) \left( \frac{v_{rel}}{273 \text{ км/с}} \right)^{3/2} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/2} \text{ Гс}$$

$$B_f^{max} \approx 0.065 \beta_{4.41}^{1/2} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right) \left( \frac{v_{rel}}{273 \text{ км/с}} \right)^{3/2} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/2} \text{ Гс}$$

### Заключение

Рассмотренные нами наблюдаемые параметры ОАО 1657 для объяснения его ротационной эволюции периодов в рамках различных аккреционных приближений, являются хорошим инструментом для изучения структуры аккреционного потока и звездного ветра массивного компаньона. Так, в частности, было показано, что оценка верхнего предела относительной скорости нейтронной звезды и наблюдаемые эпизоды изменения периода достигают наилучшего согласия в рамках магнитного приближения аккреции, что в свою очередь, позволяет сделать вывод о наличии сильного магнитного поля в ветре массивного компаньона, оказывающего существенное влияние на эволюцию периода пульсара. Присутствие замагниченного ветра может являться следствием наличия сильного магнитного поля в массивном компаньоне, так спектрополяриметрические исследования звезд ранних спектральных классов указывают на наличие магнитных полей с напряженностью от нескольких десятков до тысяч Гаусс [35, 36]. Важным результатом данной работы являются полученные в рамках магнитного приближения аккреции оценки верхних и нижних пределов собственного магнитного поля в звездном ветре ОАО 1657, необходимые для последующих исследований ротационной эволюции нейтронных звезд в среде с замагниченной плазмой. Данные методы исследования могут быть применены и к другим рентгеновским пульсарам, где прямая (спектральная) диагностика параметров массивного компаньона и его ветра затруднительна, что будет отражено в последующих работах.

### Литература

1. *P. Reig, P. Roche*, Mon. Not. R. Astron. Soc., 306, 100–106 (1999).
2. *А.М. Чепенауцук*. Тесные двойные звезды, том 2, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013.
3. *N. Markova, J. Puls*, Astron. and Astrophys., 478, 823–842 (2008).
4. *R. Kudritzki, J. Puls*, Annu. Rev. of Astron. Astrophys., 38, 613–666 (2000).



5. *A.A. Lutovinov, M.G. Revnivtsev, S.S. Tsygankov, R.A. Krivonos*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 431, 1, p.327-341 (2013).
6. *R.S. Polidan, P.W. Sanford, N.E. White, G.S.G. Pollard, M.C. Locke, G.J. Peters, J. Dobias*, *IAU Circ.*, No. 3234, 1 (1978).
7. *N.E. White, S.H. Pravdo*, *Astrophys. J.*, 233, 1, L121-L124 (1979).
8. *D. Chakrabarty, J.M. Grunsfeld, T.A. Prince, L. Bildsten, M.H. Finger R.B. Wilson, G.J. Fishman, C.A. Meegan, W.S. Paciesas*, *Astrophys. J.*, 403, 1, L33-L37 (1993).
9. *D. Chakrabarty, Z. Wang, A.M. Juett, J.C. Lee, P. Roche*, *Astrophys. J.*, 573, 789 (2002).
10. *M. Falanga, E. Bozzo, A. Lutovinov, J.M. Bonnet-Bidaud, Y. Fetisova, J. Puls*, *Astron. and Astrophys.*, 577, A130 (2015).
11. *P.A. Jenke, M.H. Finger, C.A. Wilson-Hodge, A. Camero-Arranz*, *Astrophys. J.*, 759, 124 (2012)
12. *M. Orlandini, D. Fiume, S. Sordo, F. Frontera, A.N. Parmar, A. Santangelo, A. Segreto*, *Astron. and Astrophys.*, 349, L9-L12 (1999).
13. *J. Barnstedt, R. Staubert, A. Santangelo, C. Ferrigno, D. Horns, D. Klochkov, P. Kretschmar, I. Kreykenbohm, A. Segreto, J. Wilms*, *Astron. and Astrophys.*, 486, 293-302 (2008).
14. *F. Nagase*, *PASJ*, 41, 1 (1989).
15. [ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse/pulsar/histories/oao1657415\\_8369\\_10302.fits.gz](ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse/pulsar/histories/oao1657415_8369_10302.fits.gz)
16. <http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/oao1657.fits.gz>
17. *S. Inam, A. Baykal*, *Astron. and Astrophys.*, 353, 617-623 (2000).
18. *F. Nagase, S. Hayakawa, K. Tsuneko, N. Sato, T. Ikegami, N. Kawai, K. Makishima, M. Matsuoka, K. Mitani, T. Murakami, M. Oda, T. Ohashi, Y. Tanaka*, *PASJ*, 36, 667-678 (1984).
19. *P. Pradhan, C. Maitra, B. Paul, N. Islam, B.C. Paul*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 442, 2691-2700 (2014).
20. *K. Davidson, J.P. Ostriker*, *Astrophys. J.*, 179, 585 (1973).
21. *A.F. Illarionov, R.A. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.*, 39, 185 (1975).
22. *M. Ruffert*, *Astron. and Astrophys.* 346, 861 (1999).
23. *A.A. Lutovinov, M.G. Revnivtsev, S.S. Tsygankov, R.A. Krivonos*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.*, 431, 327-341 (2013).
24. *A.B. Mason, J.S. Clark, A.J. Norton, P.A. Crowther, T.M. Tauris, N. Langer, I. Negueruela, P. Roche*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 422, 199-206 (2012).
25. *В.М. Липунов // Астрофизика нейтронных звезд, М.: Наука, 1987.*
26. *Н.И. Шакура, Письма в Астрон. журн.*, 1, 23 (1975).
27. *K. Menou, A.A. Esin, R. Narayan, M.R. Garcia, J.-P. Lasota, and J.E. McClintock*, *Astrophys. J.*, 520, 276 (1999).
28. *Н.П. Ихсанов, Ю.С. Лух, Н.Г. Бескровная*, *Астрон. Журн.* 91, 6, 449-459 (2014).
29. *N. Ikhsanov, M. Finger*, *Astrophys. J.*, 753, 1, 8 (2012).
30. *В.Ф. Шварцман*, *Астрон. журн.* 48, вып. 3, 479 (1971).
31. *G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin*, *Astrophys. and Space Sci.*, 42, 401 (1976).
32. *I.V. Igumenshchev, R. Narayan, M.A. Abramowicz*, *Astrophys. J.* 592, 1042 (2003).
33. *N.R. Ikhsanov, S. Mereghetti*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.*, 454, 4, 3760-3765 (2015).
34. *J.T. Gosling, M.F. Thomsen, S.J. Bame, et al.*, *Journal Geophys. Res.*, 96, 14097 (1991).
35. *H.F. Henrichs, R.S. Schnerr, E. ten Kulve*, *ASP Conference Series*, 337, 114 (2005).
36. *D.J. Mullan, J. MacDonald*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.*, 356, 1139-1148 (2005).

## **RESEARCH OF WIND PARAMETERS FROM MASSIVE COMPANIONS IN HXMB-PULSARS**

**Kim V.Yu, Ikhsanov N.R.**

*Main (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, Saint Petersburg, Russia*

Peculiar global spin-up of the X-ray pulsar OAO 1657-415 observed since a moment of discovery during more than 30 years with episodic and chaotic variations of period is considered within the bounds of different accretion structures. Estimations of rates of rotational changes for OAO 1657 are shown. The best correspondence for interpretation of the period evolution is achieved within an as-

sumption that captured accretion flow by a neutron star on Bondi radius has own sufficiently strong magnetic field, which can influence a process of accretion significantly with formation non-keplerian magneto- levitation disk. Estimations of upper and lower limits of magnetic field strength in stellar wind of massive companion of OAO 1657 are shown.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРИЛОЖЕНИИ К АДАПТИВНОЙ ОПТИКЕ В ГОРНЫХ РАЙОНАХ СИБИРИ**

**Ковадло П.Г.<sup>1</sup>, Лукин В.П.<sup>2</sup>, Носов В.В.<sup>2</sup>, Еселевич М.В.<sup>1</sup>,  
Колобов Д.Ю.<sup>1</sup>, Копылов Е.А.<sup>2</sup>, Шиховцев А.Ю.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия*

*В работе представлены результаты исследований качества изображения в горных районах, где размещаются Саянская солнечная обсерватория и Байкальская астрофизическая обсерватория. Приведены оценки характерных значений и вероятностей повторяемости радиуса когерентности, величина которого определяет качество изображения. Рассматриваются особенности вертикальных изменений флуктуаций показателя преломления воздуха до высот около 20 км в приложении к вопросам адаптивной оптики. Полученные оценки находятся в хорошем согласии с данными прямых оптических измерений дрожания изображений, выполненных с помощью дифференциальных измерителей дрожания изображений.*

### **Введение**

Основной проблемой, возникающей в процессе наблюдений на крупных телескопах наземного базирования, по-прежнему, остается влияние оптических свойств атмосферы на разрешающую способность астрономического инструмента. Прямые наблюдения через земную атмосферу лишь в редких случаях позволяют получить пространственное разрешение около 1 угловой секунды. В то же время для решения задач наблюдательной астрофизики требуется достижение суб-секундного разрешения, а в идеале обеспечение дифракционного предела крупноапертурного телескопа. Развитие астрономических наблюдений с высоким разрешением связано с совершенствованием существующих и появлением новых крупных телескопов наземного базирования с растущей «светособирающей» площадью входного зрачка. С увеличением апертур современных телескопов с потенциально высокой разрешающей способностью возрастают требования к адаптивным оптическим системам.

Впервые идеи по возможности компенсации атмосферных искажений изображений были высказаны в 1953 г. астрономом Х. Бэбкоком и в 1957 г. советским академиком В.П. Линником [2, 7]. Первые пробные эксперименты были проведены в США с системами адаптивной оптики низкого порядка в обсерватории Сакраменто Пик в 1979 г, коррекция искажений осуществлялась с помощью одного деформируемого зеркала оптически сопряженного с плоскостью приемной апертуры. В результате испытаний адаптивной системы было улучшено качество точечного изображения звезды, но не солнечного пятна. Значительные успехи при коррекции изображений солнечных объектов с высоким контрастом, солнечных пятен и пор, были получены в 1992 г. и были связаны с изобретением корреляционного датчика волнового фронта Шака-Гартмана, который применялся в адаптивной системе низкого порядка на телескопе Dunn (DST). Применение систем АО для солнечных телескопов по сравнению со звездными телескопами, технически более сложно. Основные сложности обусловлены тем, что дневная турбулентность более интенсивная, наблюдаются сильные короткопериодные флуктуации, кроме этого системы АО должны работать в видимом диапазоне длин волн и иметь дело с низко-контрастными, протяженными и изменяющимися во времени объектами. Только после 6 лет исследований в 1998 г. были достигнуты определенные успехи в коррекции низкоконтрастных изображений. Адаптивная система, работающая при низком контрасте, с солнечной грануляцией, была успешно протестирована в

северной солнечной обсерватории (NSO), но в отличных астроклиматических условиях [14]. При этом высокого качества изображения с параметром Штреля 0.6 удалось достичь лишь в отдельных редких моментах, в условиях низкой интенсивности турбулентности, когда радиус когерентности был больше 12 см.

В отечественной астрономии первый адаптивный инструмент – Астрономический телескоп АСТ-1200 системы Кассегрена-Чуриловского с составным главным зеркалом был установлен в Крымской астрофизической обсерватории в 1978 г. [5]. Главное зеркало диаметром 1,2 м состояло из семи отдельных шестигранных зеркал. Система управления элементами главного зеркала позволяла обеспечивать коррекцию общего наклона волнового фронта на всей апертуре главного составного зеркала и средних наклонов участков волнового фронта, соответствующих световым размерам отдельных элементов зеркала. После первых испытаний система была усовершенствована и в 1983 г. были проведены эксперименты по адаптации изображений звезд. В результате экспериментов было установлено, что составное адаптивное зеркало успешно позволяет корректировать только наиболее низкочастотные составляющие дрожания изображения.

В 1999 году были начаты работы по созданию и внедрению адаптивной системы в оптический тракт Большого солнечного вакуумного телескопа Байкальской астрофизической обсерватории (БСВТ БАО) [4], и был разработан макетный вариант такой системы. К 2006 г. на основе полученного опыта был создан стенд рабочей системы «Ангара», обеспечивающей коррекцию наклонов волнового фронта и более высоких аберраций [3]. Совершенствование системы АО, направленное на повышение эффективности ее коррекции, особенно для солнечного телескопа, работающего в интенсивной турбулентности – это всегда длительный трудоемкий процесс, в котором важное место занимают вопросы теории дифракции световых волн на атмосферных неоднородностях, качества информации о трехмерной структуре и временных вариациях мелкомасштабной турбулентности атмосферы в конкретном пункте расположения инструмента и др. Особую актуальность исследования атмосферной турбулентности и возможностей адаптации приобретают в связи с появлением новых адаптивных оптических элементов, высокопроизводительной вычислительной техники и развитием методов адаптивной коррекции атмосферных искажений. Особенно четко это проявляется в последние десятилетия.

### **Качество изображений в месте расположения Саянской солнечной обсерватории и обсуждение результатов**

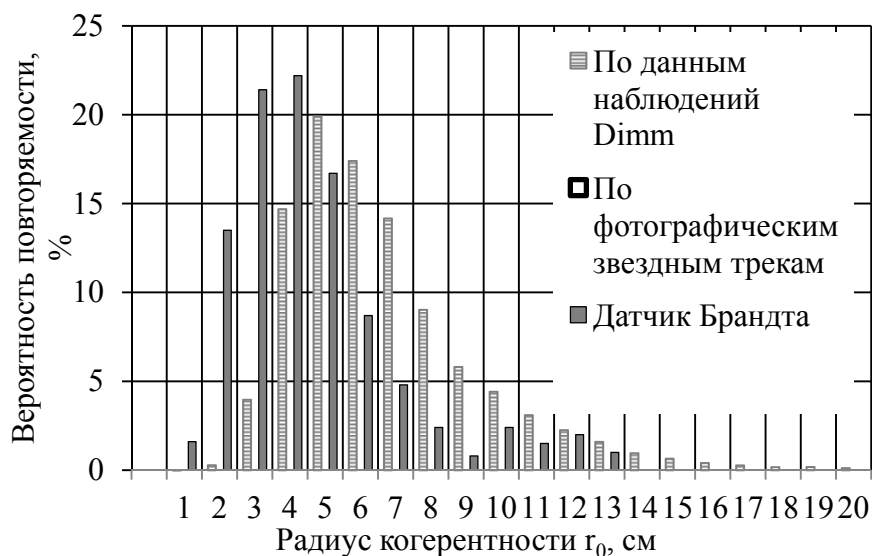
Исследования качества изображения были проведены в месте расположения Саянской солнечной обсерватории, отличающимся высокими астроклиматическими показателями, включая прозрачность атмосферы, продолжительность солнечного сияния и низкий уровень оптической турбулентности.

В оптике для описания качества изображения и фазовых флуктуаций широко применяется радиус когерентности атмосферы  $r_0$ , впервые полученный в теоретических исследованиях Д. Фридом [9]. Этот параметр определяет размер когерентной части электромагнитной волны падающей на апертуру телескопа, его можно отождествить с характерным размером диаметра телескопа, который имеет дифракционное разрешение. В общем случае в приближении справедливости модели Колмогорова разрешающая способность телескопа задается отношением длины волны излучения к  $r_0$ .

Известны ряд инструментов для измерения параметров качества изображения. Наиболее распространенным среди них является дифференциальный измеритель дрожания изображений (DIMM) [17], позволяющий определять качество изображения – seeing во всем «оптически активном» слое атмосферы. Измерения дрожания изображе-

ний, выполненные с помощью DIMM, были проведены в месте расположения Саянской солнечной обсерватории (ССО) за период с 2013 по 2015 гг. в разные сезоны года.

На рис. 1 приведены средние годовые функции вероятности повторяемости значений радиуса когерентности для 0.5 мкм, оцененные из измерений дрожания изображений Солнца и звезд. Значения радиуса когерентности приведены к зениту. Горизонтальной штриховкой показана функция вероятности повторяемости значений радиуса когерентности, полученная по данным дифференциального измерителя дрожания изображений звезд. По оси абсцисс отложены значения радиуса когерентности в см, по оси ординат – вероятность повторяемости в %.



**Рис. 1.** Функции вероятности повторяемости значений радиуса когерентности по данным измерений дрожания изображений

В предположении модели Колмогорова радиус когерентности по данным дифференциального измерителя дрожания изображений оценивался по вариациям центров тяжести изображения двух апертур на основе известного соотношения:  $\sigma_\alpha^2 = K\lambda^2 r_0^{-5/3} D^{-1/3}$ , где  $K$  – постоянная, зависящая от отношения расстояния между субапертурами и их диаметром,  $\lambda$  – длина волны света, в расчетах принимаемая равной 0.5 мкм,  $D$  – диаметр субапертуры. Анализ функции распределения радиуса когерентности, полученное в среднем за год, показывает, что среднее значение  $r_0 = 6.3$  см.

По данным наблюдений звездных треков на телескопе АЗТ-14 за период с 1972 по 1977 г. радиус когерентности оценивался по величине дрожания для круглой апертуры

следующим образом:  $r_0 = \left( \frac{6.74D^{-1/3}}{k^2 \sigma_\alpha^2} \right)^{3/5}$ , где  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число. Распреде-

ление вероятности повторяемости значений радиуса когерентности на рис. 1 по фотографическим звездным трекам показано столбцами без штриховки. В ночное время по результатам обработки звездных треков показано, что среднее значение радиуса когерентности также составляет около 6.3 см.

По данным фотоэлектрических измерений дрожания края Солнца, выполненных с помощью датчика Брандта, установленного в оптической схеме Автоматизированного солнечного телескопа ССО, было оценено распределение радиуса когерентности за периоды наблюдений с 22.09.2013 по 25.09.2013 г., а также с 12.08.2014 по 16.08.2014 г. Распределение вероятности повторяемости значений радиуса когерентности по датчику

Брандта показано на рис. 1 столбцами с полной заливкой. Измерения осуществлялись с частотой 10 Гц. Значения радиуса атмосферной когерентности получены из дисперсии дрожания изображений, осредненных за трехминутный интервал. По результатам наблюдений было обработано 126 реализаций дрожания изображений, полученных при ясном небе. Для дневных наблюдений из-за более интенсивной турбулентности, развития атмосферного пограничного слоя (АПС), среднее значение радиуса когерентности составляет около 4,5 см.

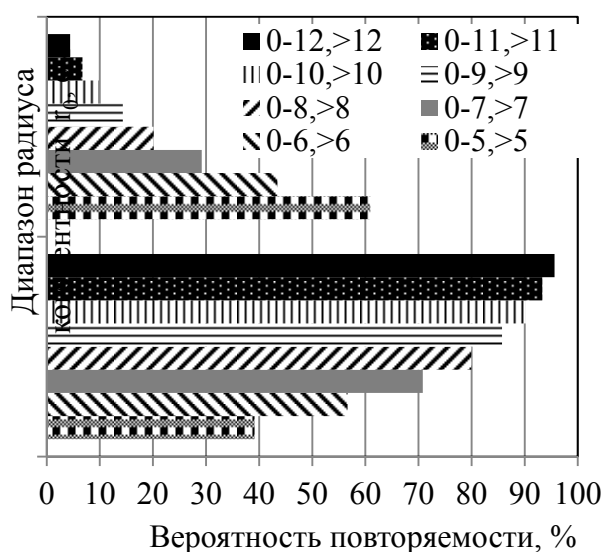
Полученное распределение вероятности (в %) повторяемости значений радиуса когерентности характеризуется правой асимметрией. Подобную форму также обнаруживают распределения характерные для мест расположения телескопа Уильяма Гершеля (WHT) обсерватории Роке-де-лос-Мучачос, вакуумного башенного телескопа (VTT) обсерватории Тейде [10, 16, 18].

Распределение вероятности повторяемости (в %) значений радиуса когерентности для ССО может быть аппроксимировано в виде гамма распределения:

$$f(r_0) = 15,9 \cdot \left(\frac{r_0}{\bar{r}_0}\right)^{k-1} \frac{\exp(-r_0/\bar{r}_0)}{\theta^k \Gamma(k)}, \text{ где } \bar{r}_0 - \text{среднее значение радиуса когерентности.}$$

По данным измерений DIMM показатели этого распределения  $k = 4, \theta = 0.25$ .

Полученные значения радиуса когерентности охватывают широкий диапазон от 2 см до 20 см – в ночные часы и от 1 см до 13 см – в дневные часы. Стоит заметить, что при определении минимальных и максимальных значений радиуса когерентности применяемые инструменты с заданными параметрами селективны к масштабам искажений волнового фронта.



**Рис. 2.** Вероятности повторяемости радиуса когерентности в заданном диапазоне по данным дифференциального измерителя дрожания изображений в месте расположения Саянской солнечной обсерватории.

Для адаптивных систем представляет интерес повторяемость высокого качества изображения – больших значений радиуса когерентности. Например, для разрешения солнечных гранул, характерные размеры диаметра которых составляют порядка 700–1000 км,  $r_0$  должен быть не менее 7 см. В то же время существуют гранулы, размеры которых в несколько раз больше или меньше характерного диаметра. При определении волнового фронта также приходится учитывать степень его деформированности, особенно в дневное время – в условиях интенсивной атмосферной турбулентности по лучу

зрения. Это накладывает серьезные требования к датчику волнового фронта и адаптивной системе в целом.

На рис. 2 показаны вероятности повторяемости радиуса когерентности в заданном диапазоне по данным дифференциального измерителя дрожания изображений в месте расположения Саянской солнечной обсерватории. В верхней части рисунка приведены значения радиуса когерентности, которые лежат в диапазоне строго больше заданного значения, в нижней части – в интервале от 0 см до граничного фиксированного значения.

Анализ рис. 1 и рис. 2 показывает, что вероятность повторяемости ситуаций наибольших значений радиуса когерентности, когда  $r_0 > 12$  см, с суб-секундным разрешением, составляет всего несколько процентов в дневное и ночное время. Высокое качество изображения с  $r_0 > 7$  см наблюдается с вероятностью около 30% в ночное время и около 15% – в дневное при ясном небе. Полученные оценки вероятности повторяемости  $r_0$  могут быть использованы, в том числе, для определения продолжительности наблюдательного времени с заданным качеством.

Конкретная оптическая схема адаптивной системы строится с учетом ее эффективности, оцениваемой по форме функции размытия точки (энергии, вовлеченной в круг заданного радиуса, параметру Штреля) для заданных условий, на основе динамических моделей самой атмосферы – турбулентности и рефракции. Моделирование адаптивных систем, в том числе основанных на новых идеях, производится с учетом особенностей турбулентности, распределения интенсивности турбулентных флуктуаций по лучу зрения [8, 11–13]. Это позволяет рассматривать важные аспекты формирования изображений в телескопе, в частности, возможности минимизации ширины функции размытия точки и получения высокого разрешения, осуществлять выбор оптимальных параметров элементов адаптивной системы и конструировать оптическую схему. Прежде всего, интерес представляют особенности высотного профиля структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха. Высотный профиль структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха определяет величину радиуса когерентности, который может быть оценен по следующему выраже-

нию:  $r_0 = \left( 0.423k^2 \sec \alpha \int_0^H C_n^2(z) dz \right)^{-3/5}$ , где  $C_n^2$  – структурная характеристика флуктуа-

ций показателя преломления воздуха,  $z$  – высота уровня,  $H$  – высота «оптически активной атмосферы»,  $\alpha$  – зенитный угол.

Существующие модели вертикального распределения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха в основном получены по экспериментальным данным измерений, как правило, над достаточно однородной, равнинной поверхностью. В то же время в приложении к крупным астрономическим телескопам оказывается необходимым знать вертикальное распределение турбулентности в горных регионах, где структура турбулентности нарушается, становится неоднородной и анизотропной. В этой связи, естественно, возникла необходимость в разработке модели турбулентности для оценки профиля  $C_n^2(z)$  [1, 15]. Для оценки  $C_n^2$  на заданной высоте используется известное соотношение  $C_n^2 = (AP/\bar{T}^2)^2 C_T^2$ , где  $C_T^2$  – структурная характеристика флуктуаций температуры воздуха,  $A$  – размерный коэффициент, в оптическом диапазоне составляющий  $\sim 80 \cdot 10^{-6}$  К/гПа,  $\bar{T}$  – средняя температура воздуха,  $P$  – атмосферное давление (заданный изобарический уровень). Для расчета структурной характеристики флуктуаций температуры воздуха используется модель, основанная на учете спектральных особенностей перемешивания воздуха в широком спектральном диапа-

зоне. А именно, расчет  $C_7^2$  на заданной высоте производится на основе оцененных значений низкочастотных по заданной известной форме спектра в широком диапазоне частот для свободной атмосферы и атмосферного пограничного слоя. На рис. 3 в широком диапазоне частот в билогарифмических координатах показана схема безразмерного энергетического спектра атмосферной турбулентности для свободной атмосферы и атмосферного пограничного слоя.



Рис. 3. Схема безразмерного энергетического спектра атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов.

По оси абсцисс показаны нормированные частоты, по оси ординат нормированная спектральная плотность флуктуаций температуры. Амплитуды низкочастотных флуктуаций оцениваются по архивным данным в конкретный срок за промежуток времени 5 суток, соответствующий продолжительности т.н. естественного синоптического периода (5–7 суток).

По величине амплитуд колебаний в низкочастотной области и форме энергетического спектра в широком диапазоне частот, включая интервал  $1,65 \cdot 10^{-6} - 2,31 \cdot 10^{-6}$  Гц, можно рассчитать спектральную плотность высокочастотных (мелкомасштабных) флуктуаций. Далее пользуясь расчетным аппаратом, развитым для моделей мелкомасштабной турбулентности, в частности можно оценить структурную характеристику флуктуаций температуры воздуха и радиус когерентности. С помощью данного метода получено хорошее согласие результатов апробации описанной методики с данными прямых длительных наблюдений на Паранальской обсерватории, а также с более короткими реализациями, полученными из прямых оптических и микрометеорологических наблюдений в месте расположения БАО и ССО [6].

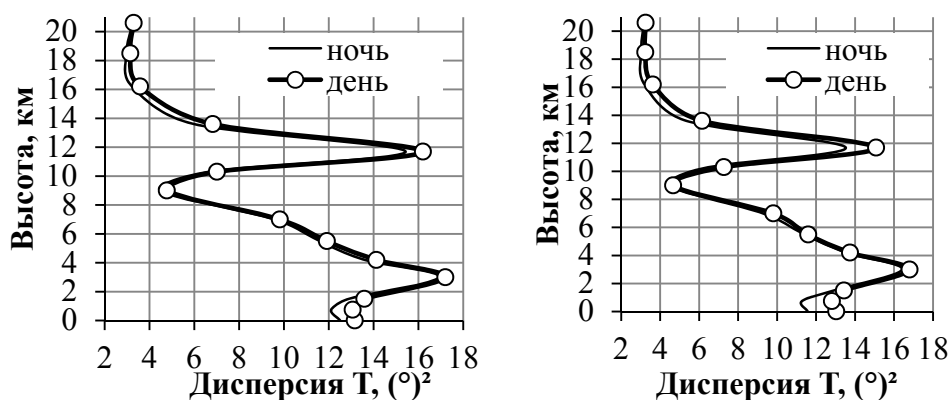


Рис. 4. Вертикальные профили дисперсии температуры в месте расположения ССО (слева) и БАО (справа) для дневного и ночного времени.

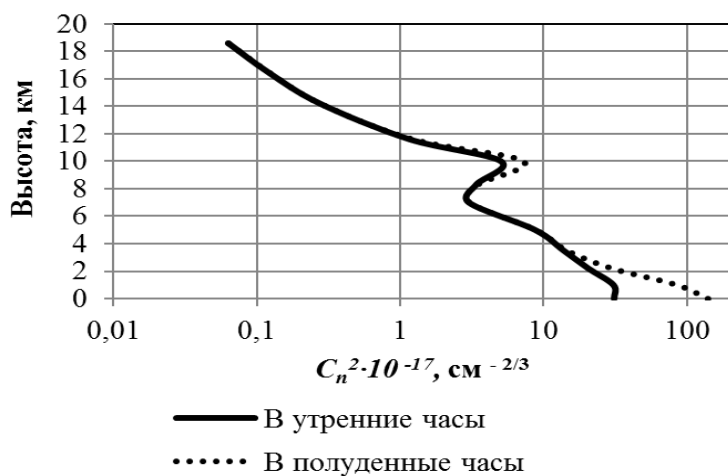


Для определения высот наиболее турбулентных атмосферных слоев в месте расположения БАО и ССО по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis были оценены вертикальные профили дисперсии температуры воздуха рис. 4.

Дисперсия температуры воздуха оценивалась по температурным рядам продолжительностью 5 суток на 14 барических уровнях и усреднялась за промежутки времени с 1984 по 2014 г. Переход от барической системы координат к геометрическим высотам осуществляется в приближении стандартной атмосферы. По оси ординат отложены геометрические высоты, по оси абсцисс – значения дисперсий температуры.

Анализ вертикальных профилей дисперсии температуры в месте расположения ССО позволяет говорить о двух наиболее турбулизированных слоя – о нижнем слое, соответствующим 3 км и 12 км. С учетом высоты обсерватории, расположенной на 2 км высоты слоев соответствуют 1 и 10 км. В месте расположения Байкальской астрофизической обсерватории атмосферные слои расположены на высотах – около 2,5 км и 11,5 км относительно уровня обсерватории. Сравнение ночного и дневного вертикальных профилей дисперсии показывает, что дневная турбулентность оказывается более интенсивной для рассматриваемых обсерваторий. При этом в месте расположения БАО складываются более благоприятные астроклиматические условия по сравнению с ССО. Наибольшие отличия наблюдаются в атмосферном пограничном слое и в слое на уровне 200 гПа и достигают 10–14%.

Для оценки структурной характеристики флуктуаций температуры энергетический спектр турбулентности был аппроксимирован степенной зависимостью  $E_T(f) \sim f^{-3}$  – в наиболее низкочастотной области и  $E_T(f) \sim f^{-5/3}$  – в мезо метеорологической и микрометеорологической области. Приведенная аппроксимация энергетического спектра в широком диапазоне масштабов хорошо выполняется для свободной атмосферы (в среднем выше 1.5 км). При этом в атмосферном пограничном слое в энергетическом спектре вблизи низкочастотной границы трехмерной турбулентности наблюдается «спектральная ступенька»: увеличение энергии мелкомасштабной турбулентности (рис. 3). Результаты расчетов, выполненные по ассимилированным в узлы сетки данным архива NCEP/NCAR Reanalysis в месте расположения ССО, показаны на рис. 5. Средние фоновые значения радиуса когерентности для длины волны 0.5 мкм, соответствующие полученным профилям в месте расположения ССО составляют около 4,5 см (2,2 угл. сек) в дневные часы и 6,3 см – в ночные и утренние. Оцененные по модели значения структурной характеристики показателя преломления близки по величине к результатам прямых оптических наблюдений.



**Рис. 5.** Средние вертикальные профили структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1984 по 2014 г. а) – в месте расположения ССО (высоты приведены относительно уровня обсерватории).

Сегодня дальнейшее развитие теории и практики адаптации связано с совершенствованием методов и подходов, применяемых при детектировании и коррекции оптических искажений в широком поле зрения. Одним из направлений является мультисопряженная адаптивная оптика, принцип которой основан на исправлении турбулентных уже трехмерных оптических искажений в широком поле зрения с помощью нескольких деформируемых зеркал, оптически сопряженных со слоями интенсивной турбулентности, находящихся на определенных расстояниях в атмосфере от апертуры телескопа. Сигналы управления этими зеркалами получаются уже не от одного, а от нескольких датчиков волнового фронта с заданными параметрами в зависимости от уровня турбулентности. Полученные результаты позволяют сформулировать требования к адаптивным системам в части построения их оптических схем, выбора оптимальных параметров адаптивных элементов, оценки эффективности той или иной конфигурации. В частности, отдельные результаты позволили сформулировать требования технического задания на проект адаптивной системы нового трехметрового Крупного солнечного телескопа КСТ-3.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №15-19-20013.

#### Литература

1. *Ковадло П.Г., Шиховцев А.Ю., Кочеткова О.С.* Методика оценки оптической нестабильности земной атмосферы на основе численного анализа сетевых метеорологических данных // Изв. Иркут. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле. 2012. С. 139–149.
2. *Линник В.П.* О принципиальной возможности уменьшения влияния атмосферы на изображение звезды // Оптика и спектроскопия. 1957. Т.25, вып. 4. с. 401–402.
3. *Лукин В.П., Григорьев В.М., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Копылов Е.А., Лавринов В.В., Ковадло П.Г., Скоморовский В.И.* Результаты испытаний адаптивной оптической системы с модифицированным корреляционным датчиком на Большом солнечном вакуумном телескопе // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т.20. № 5. С. 419–427.
4. *Лукин В.П., Фортес Б.В., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринова Л.Н., Петров А.И., Янков А.П., Булатов А.В., Ковадло П.Г., Фирстова Н.М.* Экспериментальная адаптивная оптическая система для Большого солнечного вакуумного телескопа. I. Результаты тестирования и перспективы развития // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 12. С. 1161–1164.
5. *Устинов Н.Д., А.С. Васильев, Ю.П. Высоцкий и др.* Астрономический телескоп АСТ-1200 с составным главным зеркалом // ОМП. 1985. № 11. С. 22–25.
6. *Шиховцев А.Ю.* Исследование оптической нестабильности земной атмосферы и условий коррекции солнечных изображений: диссертация на соискание ученой степени к.ф-м.н. // Иркутск, 2016. – 171 с.
7. *Babcock H.W.* The possibility of compensating astronomical seeing // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1953. № 65. P. 229–236.
8. *Berkefeld T.* EST Adaptive optics performance estimations // Astron. Nachr., 2010. AN 331, № 6, P. 640–643
9. *Fried D.L.* Statistics of a geometric representation of wavefront distortion / D.L. Fried // J. of the optical society of America. 1965. V.55. № 11. P.1427–1435.
10. *Ikhlef R. and oth.* Atmospheric seeing measurements obtained with MISOLFA in the framework of the PICARD Mission / Proc. SPIE. Ground-based and airborne telescopes IV. Amsterdam, 2012. V. 8444.
11. *Kellerer A.* Wide-field solar adaptive optics in a layer-oriented approach // J. Physics, Conference Series 595, 2015. P. 6.
12. *Morreto G.* Optical Set-Up and Design for Solar Multi-conjugate Adaptive Optics at the 1.6m New Solar Telescope, Big Bear Solar Observatory /Third AO4ELT Conference – Adaptive optics for extremely large telescopes, 2013. P. 5.

13. *Raffetseder S.* Optimal mirror deformation for multi conjugate adaptive optics systems / IOP Publishing Ltd, 2016. V. 32, № 2. P.22.
14. *Rimmele T., Marino J.* Solar adaptive optics // *Living Rev. Solar phys.*, 2011. V. 8. P.92.
15. *Shikhovtsev A. Yu., Kovadlo P.G.* Optical turbulence and different parameters of airflow // *SPIE Proceedings 20<sup>th</sup> International Symposium on atmospheric and ocean optics: Atmospheric physics.* 2014. V. 9292. doi: 10.1117/12.2074609
16. *Stix M.* The sun: an introduction 2 ed. / Springer. – 2002. P. 490.
17. *Tokovinin A.* From differential image motion to seeing // *PASP.* 2002. V. 114. P. 1156–1166.
18. *Wilson R.W., Mahony N.O., Packham C., Azzaro M.* The seeing at the William Herschel telescope // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1999. V. 309. P. 379–387.

## **INVESTIGATION OF ASTRONOMICAL SEEING FOR ADAPTIVE OPTICS AT MOUNTAIN SITES OF SIBERIA**

**Kovadlo P.G.<sup>1</sup>, Lukin V.P.<sup>2</sup>, Nosov V.V.<sup>2</sup>, Eselevich M.V.<sup>1</sup>, Kolobov D.Yu.<sup>1</sup>,  
Kopylov E.A.<sup>2</sup>, Shikhovtsev A.Yu.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

<sup>2</sup>*V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia*

The results of seeing research in the mountain regions of Siberia at the Sayan solar observatory and Baykal astrophysical observatory sites are shown. Estimations of typical coherence radius which determines image quality as well as its distribution are given. Features of air index refraction fluctuations at the heights up to 20 km within adaptive optics are discussed. Data obtained are in good agreement with direct optical measurements of image motion performed by differential sensors.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕДЛЕННЫХ БАРОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СИСТЕМАХ

Смирнов А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup>Пулковская обсерватория

*Функция распределения для обобщенно-политропных моделей использована для построения серии численных моделей анизотропных дисков. Показано, что при любой степени радиальной вытянутости орбит звезд такие системы являются неустойчивыми относительно образования бара. Этот результат полностью отличается от результатов прошлых работ. Найдены скорости узора и амплитуды образующегося бара. Рассчитаны начальные распределения прецессий орбит. Показано, что в таких системах соблюдается все условия для возникновения неустойчивости радиальных орбит, ответственной за формирование медленного бара.*

### 1. Введение

Из данных наблюдений известно, что примерно 50% спиральных галактик в центре имеют характерную вытянутую крупномасштабную структуру – “бар”. Свойства бара зависят от Хаббловского типа подстилающей галактики [3]. Как правило, у ранних типов галактик профиль поверхностной яркости бара плоский, у поздних – экспоненциальный. Обычно бары сильно вытянуты. Например, для Галактики отношение большой полуоси к малой равно примерно 3:1.

Несколько связанных между собой вопросов до сих пор находятся в центре внимания астрономов. Каковы механизмы образования баров? Почему они имеют такие характеристики (скорость узора, размер, профиль плотности), которые наблюдаются?

По скорости узора бары разделяют на два вида: “быстрый” и “медленный”. Скорость узора “медленного” бара порядка средней скорости прецессии орбит звезд диска. Скорость узора “быстрого” бара превышает максимальную скорость прецессии орбит.

Размер бара определяется положением Линдбладовских резонансов

$$n_r(\Omega(r_0) - \Omega_p) = \pm k \quad (1)$$

и радиусом коротации

$$\Omega(r_0) = \Omega_p. \quad (2)$$

Здесь  $\Omega$  – угловая скорость вращения звезды,  $k$  – ее эпициклическая частота,  $\Omega_p$  – скорость узора бара,  $n_r$  – порядковый номер резонанса. Линден-Беллом и Калнайсом [8] было показано, что постоянная волна плотности индуцирует изменение углового момента в системе только вблизи резонансов. Кроме того, вблизи резонансов Линдблада включается механизм затухания волн плотности, аналогичный затуханию Ландау в физике плазмы [8]. В результате “медленный” бар ограничен внутренним Линдбладовским резонансом 2:1 ( $n_r = 2$ ), а “быстрый” – радиусом коротации или резонанса 4:1 ( $n_r = 4$ ).

Изучению быстрых баров посвящено множество теоретических и численно-экспериментальных работ. Как правило, бары, наблюдаемые в галактиках, – это быстрые бары [12]. Что касается медленных баров, которые могут образовываться в центральных областях звездных дисков, то работ, как теоретических, так и экспериментальных на этот счет практически нет.

В качестве механизма образования медленных баров Линден-Беллом [7] была предложена неустойчивость радиальных орбит (НРО). В подходе Линден-Белла рассматриваются медленно прецессирующие орбиты, т. е. такие, что их скорость прецес-

сии много меньше угловой частоты обращения звезды;  $\Omega_{\text{пр}} \ll \Omega$ . В этом случае орбиту можно рассматривать как медленно прецессирующую “спицу”. При этом в силу теоремы Пуанкаре об инвариантах интеграл по обобщенным импульсам и координатам

$$2J_f = \frac{1}{2\pi} \int \vec{p} \cdot d\vec{q} \quad (3)$$

будет сохраняться.  $J_f$  – значение адиабатического инварианта за одну радиальную осцилляцию звезды. Поскольку звезда за один оборот вокруг центра галактики совершает две радиальных осцилляции, то интеграл в формуле (3) справа от знака равенства равен удвоенному значению адиабатического инварианта. Линден-Белл [7] продемонстрировал, что медленно прецессирующие орбиты будут слипаться и образовывать бар в том случае, когда адиабатический инвариант  $J_f$  специфическим образом зависит от углового момента:

$$\left( \frac{\partial \Omega_{\text{пр}}}{\partial L} \right)_{J_f} > 0, \quad (4)$$

где  $L$  — угловой моменты звезды.

Эффективный способ исследования подобного рода неустойчивостей – это численное моделирование, позволяющее исследовать различные нелинейные эффекты, которые трудно учесть в теории. Однако при исследовании систем с помощью численного моделирования возникает несколько проблем. Первая – это ограниченность вычислительных мощностей. В реальных галактиках число звезд  $10^9$ – $10^{11}$ . Расчет на одном современном компьютере эволюции такого числа частиц занимал бы годы. Поэтому систему аппроксимируют меньшим числом частиц:  $10^5$ – $10^7$ . Вторая проблема, вырастающая из первой, – это уменьшение времени релаксации системы при уменьшении количества частиц. По Чандрасекару [16] время релаксации – это время, за которое звезда существенным образом изменит свои характеристики (энергию или траекторию). За промежуток времени, равный по порядку величины времени релаксации, система “забывает” начальные условия. Такой эффект возникает из-за дискретности распределения материи в галактике. Время релаксации  $T_{\text{rel}}$  для трехмерных систем растет с числом частиц  $N$  в системе [3]:

$$T_{\text{rel}} \propto \frac{N}{\log(N)}. \quad (5)$$

Оценка (5) оказывается совсем не верна при моделировании плоских систем. Для двумерных моделей время релаксации порядка времени пересечения системы и не зависит от числа частиц [11]. Это связано с тем, что в двумерных системах роль близких сильных столкновений становится такой же, как и роль далеких. В трехмерных же системах основной вклад в отклонение траектории частицы вносят далекие слабые взаимодействия. Райбики [11] показал, что в двумерных системах возможно получить зависимость времени релаксации от числа частиц, если воспользоваться процедурой сглаживания потенциала:

$$\Phi(r) \propto \frac{1}{r} \rightarrow \Phi(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r^2 + \varepsilon^2}}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon$  – параметр сглаживания системы. Сглаживание потенциала двумерной модели позволяет рассматривать двумерный плоский диск, как трехмерный диск, имеющий конечную маленькую толщину  $\varepsilon$ . Для системы конечной, но малой толщины  $\varepsilon$  возникает зависимость времени релаксации от числа частиц [11, 4]:

$$T_{\text{rel}} \propto N. \quad (7)$$

Галактики имеют время релаксации больше хаббловского. В численных расчетах, использующих число частиц на порядки меньше, чем в реальных галактиках, прихо-

дится делать оценку времени релаксации и учитывать ее при определении времени интегрирования модели.

В настоящей работе с помощью численного моделирования исследовались равновесные двумерные обобщенно-политропные модели звездных дисков. Подробное описание этих моделей приведено в разделе 2. Здесь мы остановимся на их наиболее важном свойстве. Такие модели имеют постоянную степень анизотропии во всем диске

$$\beta = \frac{\bar{V}_\phi^2}{\bar{V}_r^2} - 1, \quad (8)$$

где  $\beta$  – степень анизотропии,  $\bar{V}_\phi^2$  – среднее значение квадрата скорости звезд в азимутальном направлении на заданном радиусе  $r$ , а  $\bar{V}_r^2$  – в радиальном;  $\beta = 0$  соответствует изотропному распределению скоростей,  $\beta = -1$  – строго радиальным орбитам. Параметр  $\beta$  выбирается в пределах от минус единицы до нуля на начальном этапе построения модели. Ранее подобные модели были рассмотрены в работе [10]. Авторами была получена граница по неустойчивости для степени анизотропии  $\beta \approx -0.5$ . В настоящей работе полностью пересматривается данный результат. На примере моделей с высоким пространственным разрешением показано, что при любой степени анизотропии орбит  $\beta$  такие системы являются неустойчивыми. Для проверки теории НРО мы рассчитали начальное распределение скоростей прецессий частиц и показали, что в таких системах соблюдаются все условия для возникновения НРО.

## 2. Построение равновесной обобщенно-политропной модели звездного диска

Обобщенно-политропные модели определяются следующим фазовым профилем плотности:

$$f(E, L) = A \theta(L) L^\beta (E_0 - E)^\alpha. \quad (9)$$

Здесь  $L$  – угловой момент звезды ( $L = |\vec{r} \times \vec{V}|$ ),  $\theta(L)$  – функция Хевисайда,  $E$  – полная энергия звезды ( $E = \Phi(r) + V^2/2$ ),  $E_0 = \Phi(R)$  – потенциальная энергия на границе системы,  $R$  – размер системы,  $V$  – скорость звезды,  $r = |\vec{r}|$  – модуль радиус-вектора звезды,  $\alpha, \beta$  – безразмерные параметры,  $A$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от полной массы системы.

Построение моделей осуществлялось в несколько этапов. Вначале находился гравитационный потенциал  $\Phi(r)$ , согласованный с фазовым профилем плотности (9). При этом рассматривалось однопараметрическое семейство моделей, в которых  $\beta = -\alpha/2$  (подробнее см. [10]). Размеры моделей определялись из условия монотонности функции потенциала. Затем методом “отбора-отказа” и методом обратного преобразования частицы распределялись в координатном пространстве и в пространстве скоростей. Начальные координаты и скорости частиц выбирались таким образом, что модель в ходе моделирования оставалась плоской. При этом все частицы имели одинаковую массу  $m = M_{\text{tot}}/N$ , где  $M_{\text{tot}}$  – полная масса системы,  $N$  – число частиц, и вращались против часовой стрелки.

Для упрощения расчетов использовалась система единиц, в которой  $G = 1$ ,  $A \cdot C \cdot G = 1$ ,  $\Phi(R) - \Phi(0) = 1$ . В таблице 1 приведены полученные размеры моделей при различных  $\beta$ . На рис. 1 представлен вид обобщенно-политропных моделей в плоскости  $xu$  для различных степеней анизотропии  $\beta$  и  $N = 10^5$ . На рис. 2 представлен профиль плотности массы соответствующих моделей, рассчитанный двумя способами: интегрированием фазовой плотности (9) по пространству скоростей для соответствующих  $\beta$  [10]

$$\Sigma = A C r^\beta (E_0 - \Phi(r))^{\beta/2 + \alpha + 1} \quad (10)$$

и суммированием масс частиц по концентрическим слоям в численных реализациях моделей.

Рисунок 1

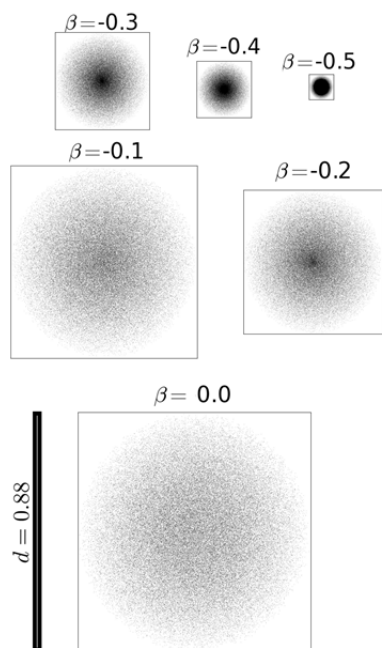


Таблица 1.

Размеры  $R$  моделей при различных параметрах  $\beta$ .

| $\beta$ | $R$                  |
|---------|----------------------|
| 0.0     | $4.38 \cdot 10^{-1}$ |
| -0.1    | $3.51 \cdot 10^{-1}$ |
| -0.2    | $2.63 \cdot 10^{-1}$ |
| -0.3    | $1.78 \cdot 10^{-1}$ |
| -0.4    | $1.03 \cdot 10^{-1}$ |
| -0.5    | $4.63 \cdot 10^{-2}$ |

Рис. 1. Вид обобщенно-политропных моделей в плоскости  $xу$  для различной степени анизотропии  $\beta$  и  $N=10^5$ .

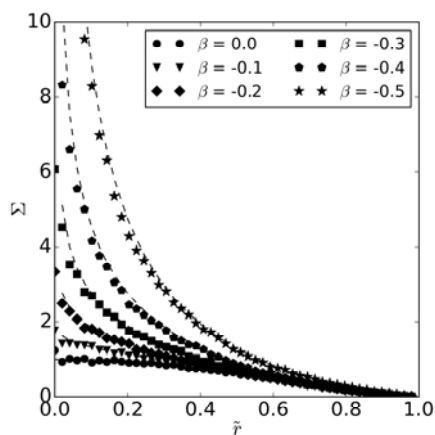


Рис. 2. Поверхностная плотность диска (10) для  $\beta=0.0, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$  (штриховые линии) в зависимости от нормированной на размер системы величины расстояния  $\tilde{r}=r/R$ . Различными значками отложены значения плотности, рассчитанные суммированием масс частиц по радиальным слоям системы при  $N=10^5$ .

### 3. Решение задачи $N$ тел

Для моделирования использовались стандартные средства пакета *NEMO* [15] и его расширения *gyrfalcON* [6]. Пакет *NEMO* позволяет численно решать уравнения движения частиц и быстро находить силы гравитационного притяжения, действующие между частицами. “Быстро” в данном случае означает, что для расчета сил в *NEMO* используется алгоритм, имеющий трудоемкость меньше, чем алгоритм простого суммирования. Имеется ввиду *treecode*-алгоритм [2], имеющий сложность  $O(N \log N)$ , и его комбинация с быстрым разложением по мультиполям [5], с трудоемкостью  $O(N)$  [6].

Параметр сглаживания  $\epsilon$  выбирался оптимальным образом [9]. Шаг интегрирования подстраивался под выбранный параметр сглаживания [14]:



$$dt = \frac{\varepsilon_{\text{opt}}}{5V_{r_{\frac{1}{2}}}} \quad (12)$$

где  $V_{r_{\frac{1}{2}}}$  – скорость убегания с радиуса круга, содержащего половину массы модели.

#### 4. Регистрация бара

Регистрация бара осуществлялась с помощью Фурье-образа профиля плотности:

$$\Sigma(p,m,t) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp \{i[p \ln(r_j) + m\phi_j]\} \quad (13)$$

где  $m$  – азимутальное волновое число, и  $p$  – радиальное волновое число. Бар отождествляется с гармоникой, у которой азимутальное число равно двум, а радиальное число – нулю. Позиционный угол  $\alpha(t)$  и скорость узора бара  $\Omega_p$  определялись из следующих соотношений:

$$\tan \alpha = \frac{\Im(\bar{\Sigma}(2,0,t))}{\Re(\bar{\Sigma}(2,0,t))}, \quad \sin \alpha = \frac{\Im(\bar{\Sigma}(2,0,t))}{|\bar{\Sigma}(2,0,t)|}, \quad \Omega_p = \frac{1}{m} \frac{d\alpha}{dt} \quad (14)$$

#### 5. Неустойчивость обобщенно-политропных моделей звездных дисков

В работе [10] были рассмотрены аналогичные модели при  $\beta = -0.4$  и  $\beta = -0.6$ . На основании Фурье-анализа плотности был сделан вывод об устойчивости моделей при  $\beta > -0.5$ , в то время как при  $\beta \leq -0.5$  образовывался бар. Однако авторами рассматривалось малое число частиц  $N \approx 10^3$  и не рассматривалась возможная численная релаксация моделей. В данной работе мы оценили времена релаксации обобщенно-политропных моделей при различных  $\beta$  (см. рис. 3) на основе анализа отклонения пробных частиц в фиксированном потенциале численной реализации модели [1]. Из наших оценок, следует, что при числе частиц, рассмотренным в [10], различные эффекты, возникающие из-за дискретности начального распределения проявляются еще до формирования бара. Наши расчеты эволюции обобщенно-политропных моделей с большим числом частиц  $N=10^5$  и  $N=5 \cdot 10^5$  для различных  $\beta$  показали, что при любой степени вытянутости орбит  $\beta$  модели оказываются неустойчивыми, и образуется бар (см. рис. 4).

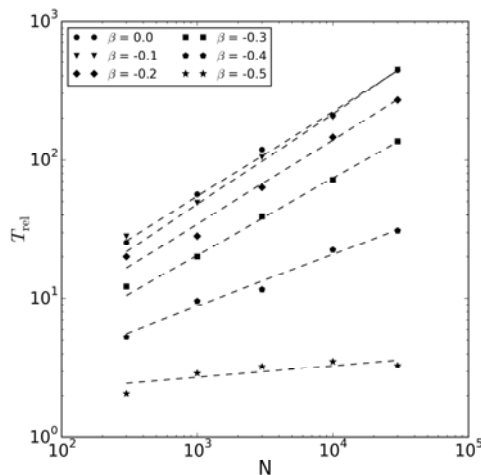
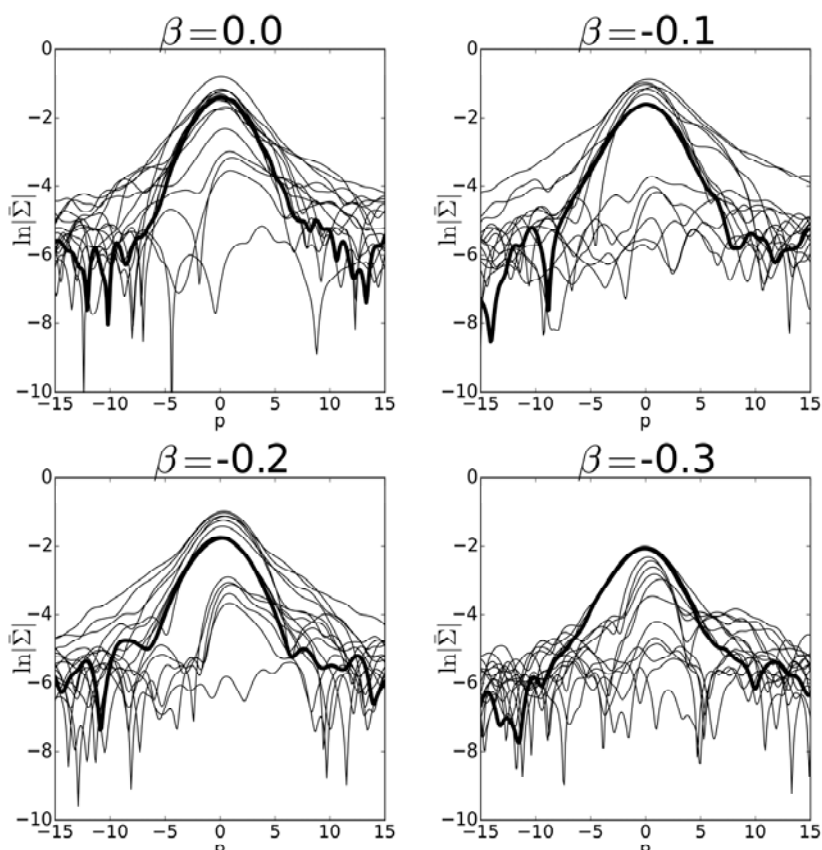


Рис. 3. Зависимость времени релаксации  $T_{\text{rel}}$  от числа частиц в системе  $N$  при различных значениях  $\beta$ , рассчитанная по отклонениям частиц в фиксированном начальном потенциале численной реализации модели [1].

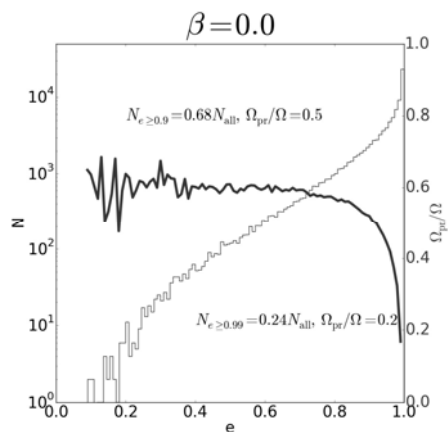


**Рис. 4.** Эволюция логарифма модуля амплитуды Фурье-образа поверхностной плотности диска  $\ln|\bar{\Sigma}(p, m = 2, t)|$  для моделей с различными  $\beta$ . Жирной линией обозначены профили Фурье-образа плотности, соответствующие конечным моментам времени ( $T = 250$ ). Со временем максимум Фурье-образа плотности смещается к  $p = 0$ , что соответствует образованию бара.

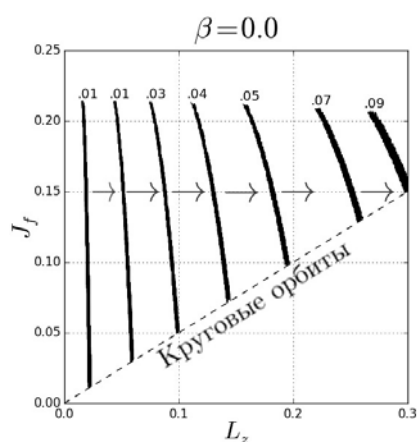
## 6. Начальный набор орбит

В настоящей работе были проверены условия НРО для обобщенно-политропных моделей звездных дисков. Начальные распределения скоростей прецессии  $\Omega_{\text{пр}}$ , адиабатических инвариантов  $J_f$ , эксцентриситетов орбит  $e$  и зависимость  $\Omega_{\text{пр}}(L)$  определялись из анализа движения частиц в фиксированном начальном потенциале. На рис. 5 показано отношение средней скорости прецессии к средней скорости вращения частиц для заданных эксцентриситетов и количества частиц, имеющих данный эксцентриситет. Даже в самом изотропном случае при  $\beta = 0$  большинство орбит сильно вытянуты. Кроме того, чем больше эксцентриситет орбиты, тем лучше выполняется условие медленности скоростей прецессии необходимое для развития НРО.

На рис. 6 изображены изолинии скорости прецессии в координатах “адиабатический инвариант – угловой момент”. Из рисунка видно, что такое направление возрастания скорости прецессии как раз соответствует второму условию НРО. Аналогичные зависимости наблюдаются для всех остальных рассмотренных моделей.



**Рис. 5.** Среднее отношение скорости прецессии частиц к скорости вращения (жирная линия) и число частиц имеющих данный эксцентриситет (тонкая линия) в каждом слое эксцентриситета с шагом  $\Delta e = 0.01$  для модели со степенью анизотропии  $\beta = 0$  и числом частиц  $N = 10^5$ .



**Рис. 6.** Изолинии скорости прецессии для степени анизотропии  $\beta = 0$  для пробных частиц. По оси ординат отложена величина действия, по оси абсцисс – угловой момент. Пунктирная прямая соответствует круговым орбитам ( $J_f = \frac{L_z}{2}$ ). Стрелками отмечено направление возрастания скорости прецессии при фиксированном адиабатическом инварианте.

## 7. Выводы

Численные расчеты эволюции обобщенно-политропных моделей звездных дисков с большим числом частиц выявили их неустойчивость относительно бароподобного возмущения. При этом в начальных распределениях скоростей прецессий частиц наблюдаются все необходимые условия для возникновения НРО, сформулированные Ленден-Беллом [7]: почти все частицы оказываются медленно прецессирующими, и их скорость прецессии является монотонно возрастающей функцией углового момента при фиксированном адиабатическом инварианте. Над получением достаточных условий, т. е. нахождением резонансных частиц, прецессирующих со скоростью узора бара в самосогласованной задаче, планируется работать в дальнейшем.

## Литература

1. Атанасула и др. (E. Athanassoula et al.), *A&A* **376**, 1135 (2001).
2. Барнес, Хат (J. Barnes, P. Hut), *Nature* **324**, 446 (1986).
3. Бинни, Тремейн (J. Binney and S. Tremaine), *Galactic Dynamics: Second Edition*, Princeton University Press, 2008.
4. Вайт (R. White), *Astrophys. J.* **330**, 26 (1988).
5. Грингард, Роклин (L. Greengard, V. Rokhlin), *Journal of Computational Physics* **135**, 280 (1997).
6. Дэнен (W. Dehnen), *Journal of Computational Physics* **179**, 27 (2002).
7. Линден-Белл (D. Lynden-Bell), *MNRAS* **187**, 101 (1979).
8. Линден-Белл, Калнайс (D. Lynden-Bell, A. Kalnajs), *MNRAS* **157**, 1 (1972).
9. Мерритт (D. Merritt), *Astronomical J.* **111**, 2462 (1996).
10. Поляченко В.Л., Поляченко Е.Л., *Письма в Анстрон. журн.* **20**, 416 (1994).

11. Райбики (*G. Rybicki*), Relaxation Times in Strictly Disk Systems (Ed. M. Lecar, IAU Colloq. 10: Gravitational N-Body Problem, 22), 1972.
12. Селвуд (*J. Sellwood*), Reviews of Modern Physics **86**, 1 (2014).
13. Селвуд (*J. Sellwood*), ApJ, **751**, 44 (2012)
14. Родионов С.А., Сотникова Н.Я., Письма в Астрон. журн. **49**, 470 (2005).
15. Теубен (*P. Teuben*), The Stellar Dynamics Toolbox *NEMO* (Ed. R. Shaw, H. Payne, and J. Hayes, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV, 398), 1995.
16. Чандрасекар (*S. Chandrasekhar*), Principles of stellar dynamics, The University of Chicago press, 1942.

## MODELING OF SLOW BARS IN ANISOTROPIC SYSTEMS

**Smirnov A.A.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*St. Petersburg State University, Russia*

<sup>2</sup>*Pulkovo observatory, Russia*

The distribution function for generalized polytropic models has been used for building a set of numerical models of anisotropic discs. It has been shown that at any level of radial elongation of stellar orbits such systems are unstable with respect to the bar formation. This result is completely different from the results of previous work. The speed and the amplitude of the pattern of resulting bars have been found. The initial distribution of the orbit precession has been calculated. It is shown that in such systems there are conditions for the radial orbit instability, which is responsible for the formation of a slow bar.

## АНАЛИЗ СПОСОБОВ ПОСТРОЕНИЯ ДОВЕРИТЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ЗАДАЧЕ ОЦЕНИВАНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ АСТЕРОИДОВ С ЗЕМЛЕЙ

**Сюсина О.М., Баранников Е.А.**

*Национальный Исследовательский Томский Государственный Университет,  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

*Настоящая работа посвящена проблеме оценивания вероятности столкновения небесных тел с Землей. Как правило, вероятность столкновения исследуемого объекта оценивается как отношение числа точек доверительной области, которые в процессе эволюции сталкиваются с Землей, к общему числу точек, определяющих эту область. Оценка вероятности столкновения может зависеть от различных факторов: выбранной модели движения объекта, интервала наблюдаемости и других. В данной работе в качестве факторов, влияющих на оценку вероятности столкновения небесных тел, были рассмотрены способы формирования доверительных областей и временные интервалы наблюдаемости объекта.*

### 1. Способы построения доверительных областей

Доверительные области можно строить в линейной и нелинейной постановке [1, 2]. В данной работе мы исследовали объекты, для которых задача построения начальной доверительной области является слабо нелинейной. Поэтому для решения было правомерно использовать линейный подход.

В линейной постановке доверительные области представляют собой 6-мерные эллипсоиды [1–3]

$$(\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}})^T [\mathbf{R}^T(\hat{\mathbf{q}}) \mathbf{W} \mathbf{R}(\hat{\mathbf{q}})] (\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}}) = \hat{\varepsilon}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{q}$  –  $m$ -мерный вектор начальных параметров орбиты объекта (в нашем случае  $m=6$ );  $\mathbf{d}(\mathbf{q})$  – расчетная  $n$ -мерная вектор-функция измеряемых параметров;  $\mathbf{d}^*$  –  $n$ -мерный вектор измерений этих параметров;  $\mathbf{W}$  – весовая матрица;  $\mathbf{R}(\mathbf{q}) = \partial \mathbf{d}(\mathbf{q}) / \partial \mathbf{q}$  – матрица частных производных;  $\hat{\mathbf{q}}$  – оценка вектора начальных параметров, определяемая из решения задачи наименьших квадратов (НК).

Величина  $\hat{\varepsilon}$  определяется как  $\hat{\varepsilon} = \sigma_0^2 k^2$ , где  $\sigma_0 = [\Phi(\hat{\mathbf{q}})/(n-m)]^{1/2}$  – среднеквадратическая ошибка единицы веса, а параметр  $k$  задает размеры доверительного эллипсоида и оценивается с помощью статистик  $F(m; n-m)$  распределения Фишера в виде

$$k^2 \cong mF(m; n-m; \gamma). \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  – коэффициент доверия, показывающий с какой вероятностью доверительная область в линейном приближении накрывает  $m$ -мерную истинную точку  $\mathbf{q}_t$ .

Построение доверительного эллипсоида в виде множества случайных точек  $\mathbf{q}_j$ , заполняющих его объем, осуществляется при помощи алгоритма [1, 2]

$$\mathbf{q}_j = \hat{\mathbf{q}} + \mathbf{A} \boldsymbol{\eta}_j^T. \quad (3)$$

Здесь  $\boldsymbol{\eta}_j^T$  – вектор независимых  $N(0;1)$  нормально распределенных случайных чисел; матрица  $\mathbf{A}$  есть нижняя треугольная матрица, такая, что  $\mathbf{A} \mathbf{A}^T = \hat{\mathbf{D}}$ , где  $\hat{\mathbf{D}}$  – НК-оценка ковариационной матрицы, определяемая выражением

$$\hat{\mathbf{D}} = \sigma_0^2 [\mathbf{R}^T(\hat{\mathbf{q}}) \mathbf{W} \mathbf{R}(\hat{\mathbf{q}})]^{-1}. \quad (4)$$

Задание доверительного эллипсоида, в котором случайные точки заполняют только его граничную поверхность, осуществляется при помощи соотношения [1, 2]

$$\mathbf{q}_j^* = \hat{\mathbf{q}} + l_j(\mathbf{q}_j - \hat{\mathbf{q}}), \quad (5)$$

в котором точки  $\mathbf{q}_j$  моделируются алгоритмом (3), а множитель  $l_j = (\hat{\varepsilon} / \varepsilon_j)^{1/2}$  растягивает (или сжимает) случайный вектор  $\mathbf{q}_j$  до граничной поверхности эллипсоида.

Параметр  $\varepsilon_j$  определяется выражением

$$(\mathbf{q}_j - \hat{\mathbf{q}})^T [\mathbf{R}^T(\hat{\mathbf{q}}) \mathbf{W} \mathbf{R}(\hat{\mathbf{q}})] (\mathbf{q}_j - \hat{\mathbf{q}}) = \varepsilon_j. \quad (6)$$

Наши исследования [1, 2] показали, что такой способ задания доверительных областей является более точным и экономичным. При представлении доверительной области способом, в котором плотное множество точек заполняет весь объем (3), необходимо моделировать на несколько порядков больше точек. Это значительно усложняет задачу отображения начальной области на большие интервалы времени.

## 2. Численный эксперимент

Для численного исследования вероятности столкновения астероидов с Землей нами моделировалось движение двух объектов. Один объект был столкновительный. Второй – проходил около Земли на достаточно близком расстоянии. Были выбраны несколько наблюдательных интервалов: 54, 81, 108, 135, 162, 189, 216, 243 и 270 суток на моменты времени, равномерно распределенные вокруг начального момента  $t_0$ . Количество наблюдений в каждом случае было одинаковым и составляло 55 наблюдений. На рисунке 1 приведены графики, показывающие оценки вероятности столкновения моделируемых астероидов с Землей. Доверительные области строились различными способами: в виде множества точек, распределенных по всему объему доверительной области (пунктирная линия на рисунке), в виде точек, заполняющих только ее граничную поверхность (непрерывная линия на рисунке) и в виде точек, равномерно расположенных вдоль наибольшей оси доверительного эллипсоида (линия «точка-тире» на рисунке). Каждый вид доверительной области содержал выборку из 10000 точек.

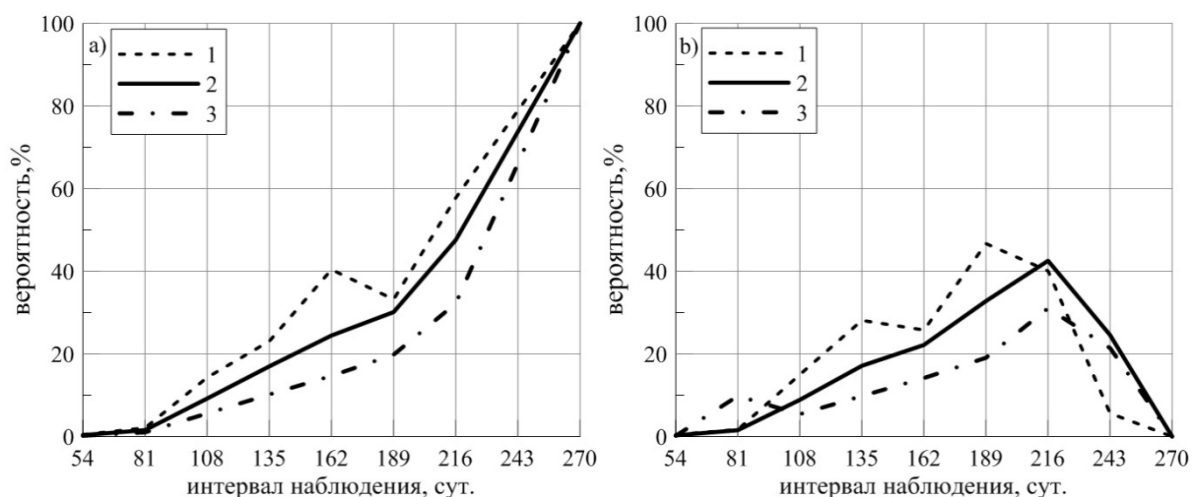


Рис. 1. Оценки вероятности столкновения для столкновительного (а) и нестолкновительного (б) астероидов.

Как видно из рисунка, для объектов с интервалом наблюдаемости 54 суток, оценка вероятности столкновения ненулевая, но малая по величине в обоих случаях. Для

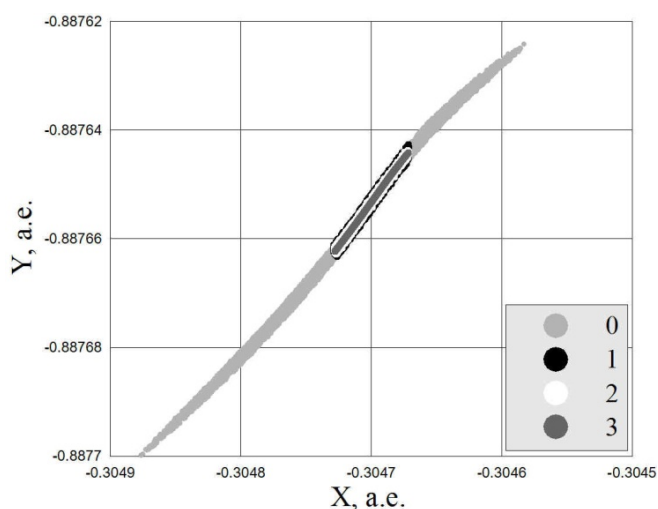
объектов с дугой наблюдения в 270 суток в первом случае вероятность столкновения равна 100%, во втором – нулевая. Во всех других вариантах оценка вероятности столкновения говорит только о том, что столкновение возможно.

Во второй части исследования нами были выбраны 6 столкновительных орбит для пяти реальных астероидов, информация о которых размещена на сайте [4]. Столкновительная орбита рассматривалась как модельный объект и для него оценивалась вероятность столкновения с Землей. Модель сил в уравнениях движения астероидов включала в себя притяжение от больших планет, Луны и Плутона, сжатие Земли и Солнца, а также релятивистские поправки от Солнца. Результаты данного исследования приведены в таблице 1. В первом столбце приводится способ построения доверительной области, во втором-седьмом – вероятность столкновения с Землей для каждой орбиты.

**Таблица 1.** Результаты оценивания вероятности столкновения.

| Способ построения доверительной области                      | орбита 2012 QD8 | орбита 2011 BT15 | орбита 2007 VK184 | орбита 2010 HR20 | 1 орбита 2010 CA | 2 орбита 2010 CA |
|--|-----------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|------------------|
| Точки распределены по всему объему (1 способ)                | 53.61%          | 41.46%           | 54.41%            | 0.04%            | 23.73%           | 41.07%           |
| Точки расположены на граничной поверхности (2 способ)        | 30.94%          | 21.36%           | 32.27%            | 0.02%            | 10.29%           | 19.53%           |
| Точки расположены вдоль наибольшей оси эллипсоида (3 способ) | 19.31%          | 12.98%           | 20.45%            | 0.08%            | 6.32%            | 11.97%           |

Как видно из таблицы, оценивание вероятности столкновения всеми тремя способами дают не нулевую оценку, самая высокая оценка получается при построении доверительной области в виде множества точек, распределенных по всему объему доверительной области.



**Рис. 2.** Вероятностные области для орбиты астероида 2007 VK184.

Для наглядности, на рисунке 2 приведены столкновительные области для орбиты объекта 2007 VK184 в проекциях на плоскость XY. Здесь цифрой 0 обозначена доверительная область на момент столкновения, построенная первым способом; цифрой 1 – множество столкновительных точек доверительной области, построенной первым способом; цифрой 2 – множество столкновительных точек доверительной области, построенной вторым способом; цифрой 3 – множество столкновительных точек доверительной области, построенной третьим способом.

### **Заключение**

Достоверность оценок вероятности столкновения может зависеть от используемой модели движения астероида, длины интервала, охваченного наблюдениями, способа построения доверительной области и других факторов. Значимым результатом в этом случае мы считаем отличие оценки вероятности от нулевого значения. В случае применения для оценивания вероятности столкновения доверительной области, представленной точками, распределенными по всему объему эллипсоида, можно получить недостоверный результат, если все столкновительные точки будут находиться вблизи границы доверительной области. Соответственно, применение для оценки вероятности столкновения доверительной области, построенной по граничной поверхности, более предпочтительно.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 16-32-00191 мол\_а.

### **Литература**

1. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. // Астрон. вестн. – 2012. Т. 46. № 3 С. 209–222.
2. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52. № 10/2. С. 48–55.
3. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. – М.: Статистика, 1979. 349 с.
4. [http://phas.cbk.waw.pl/neo\\_impact.htm](http://phas.cbk.waw.pl/neo_impact.htm)

## **ANALYSIS OF METHODS FOR CONSTRUCTING CONFIDENCE REGIONS IN THE PROBLEM OF ESTIMATING THE PROBABILITY OF COLLISIONS OF ASTEROIDS WITH EARTH**

**Syusina O.M., Barannikov E.A.**  
*National Research Tomsk State University*

The present work is devoted to the problem of estimating the probability of a collision of celestial bodies with the Earth. As a rule, the probability of collision is evaluated as the ratio of the number of points of the confidence region, which in the process of evolution collide with the Earth, to the total number of points. In this work, as factors influencing the assessment of the probability of collision, considered the ways of construction of confidence regions and observational data intervals.



## **ЭВОЛЮЦИЯ ОСТАТОЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД**

**Хайбрахманов С.А.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

e-mail: khaibrakhmanov@csu.ru

*В кинематическом приближении исследуется эволюция остаточного магнитного поля в геометрически тонких аккреционных дисках молодых звезд. В приближении идеальной магнитной газодинамики (МГД) получено аналитическое решение уравнения индукции, описывающее эволюцию магнитного поля вне областей низкой степени ионизации и эффективной диффузии магнитного поля («мертвых» зон). Для этого используются аналитические степенные зависимости скорости от расстояния, полученные с помощью МГД-модели аккреционных дисков Дудорова и Хайбрахманова (2014). Рассматриваются различные начальные геометрии: квази-радиальное магнитное поле и однородное магнитное поле. Показывается, что квази-радиальное остаточное магнитное поле сохраняется во внешних частях дисков на временах жизни порядка миллиона лет. Вращение диска приводит к генерации азимутальной компоненты магнитного поля с характерным временем порядка периода дифференциального вращения. В случае начального однородного поля, во внешней части диска генерируется квази-винтовое магнитное поле. В работе обсуждаются наблюдаемые проявления остаточного магнитного поля аккреционных дисков молодых звездных объектов на различных стадиях их эволюции.*

### **Введение**

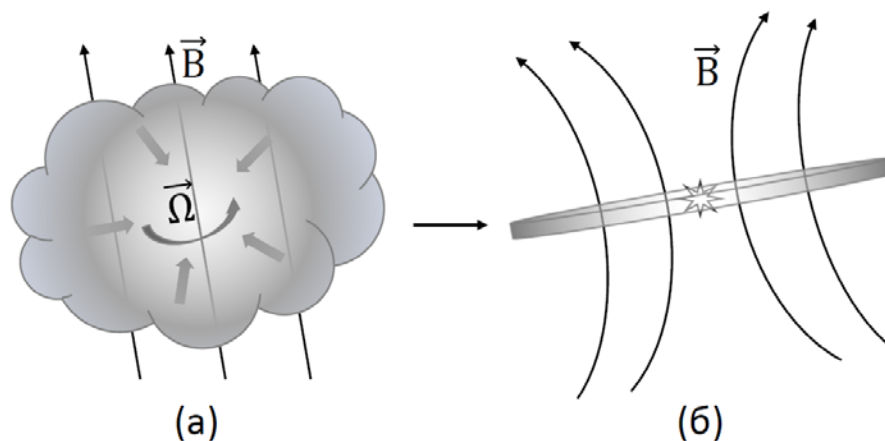
Аккреционные диски молодых звезд представляют собой вращающиеся газопылевые диски с размерами 100–1000 а.е. и массами от 0.001 до 0.1  $M_{\odot}$  [25]. В процессе эволюции аккреционных дисков звезд типа Т Тельца темп аккреции уменьшается от  $10^{-6}$  до  $10^{-9}$   $M_{\odot}$ /год, и аккреционные диски становятся протопланетными. Под протопланетными понимаются диски, в которых физические условия благоприятны для образования планет. Изучение аккреционных и протопланетных дисков молодых звезд представляет большой интерес с точки зрения определения условий образования планет.

Звезды рождаются в процессе гравитационного коллапса магнитных вращающихся ядер молекулярных облаков (протозвездных облаков, ПЗО). Образование дисков вокруг молодых звезд обусловлено действием электромагнитной и центробежной сил (процесс схематически показан на рисунке 1). Численные исследования звездообразования во вращающихся ПЗО с магнитным полем показывают, что начальный магнитный поток частично сохраняется [6, 9]. Следовательно, молодые звезды с аккреционными дисками рождаются с *остаточным* крупномасштабным магнитным полем. Изначально однородное магнитное поле приобретает квази-радиальную геометрию или геометрию типа «песочных часов» [7].

Основные выводы теории остаточного магнитного поля подтверждаются наблюдениями. Информацию о геометрии магнитного поля в ПЗО позволяет получать поляризационное картирование теплового излучения пыли. Например, с помощью поляризметрических наблюдений в ядре молекулярного облака NGC 1333 IRAS 4A обнаружено магнитное поле с геометрией типа «песочных часов» [13].

С наблюдательной точки зрения, вопрос об интенсивности и геометрии остаточного магнитного поля в аккреционных дисках молодых звезд исследован плохо. Стефенс и др. [2] обнаружили, что магнитное поле в протопланетном диске HL Tau имеет как тороидальную, так и полоидальную компоненты. Это единственное на данный мо-

мент измерение направления магнитного поля в протопланетном диске. Оценки интенсивности и геометрии магнитного поля аккреционных дисков молодых звезд из наблюдений затруднительны вследствие недостаточно высокого пространственного разрешения. Поэтому актуальной задачей является построение теоретических моделей аккреционных дисков молодых звезд с остаточным магнитным полем.



**Рис. 1.** Схематическое представление протозвездного облака (а) и молодой звезды с аккреционным диском (б). Обозначения:  $\vec{\Omega}$  – угловая скорость протозвездного облака,  $\vec{B}$  – вектор индукции магнитного поля.

Интенсивность и геометрия магнитного поля аккреционных дисков молодых звезд определяется взаимодействием аккреции, дифференциального вращения, диффузии магнитного поля и различных неустойчивостей. Вследствие того, что основные источники ионизации – космические лучи и рентгеновское излучение звезды – хорошо ионизируют только поверхностные слои дисков, в их экваториальной области образуется так называемая «мертвая» зона [12]. Это область низкой степени ионизации. Омическая диффузия и магнитная амбиполярная диффузия ограничивают генерацию магнитного поля в «мертвых» зонах [8]. Основным направлением в современных моделях аккреционных дисков является исследование механизмов возникновения и поддержания магнитогазодинамической (МГД) турбулентности и изучение свойств «мертвых» зон. При этом как в локальных [4, 18, 21], так и в глобальных численных расчетах [10, 11, 14] начальные интенсивность и/или геометрия магнитного поля в аккреционном диске задаются априорно. В работах по исследованию эволюции крупномасштабного магнитного поля в аккреционных дисках учитывалась только омическая диффузия [19, 20] или турбулентная диффузия с предписанным изотропным коэффициентом [15]. Величина коэффициента диффузии при этом задавалась с помощью безразмерного магнитного числа Прандтля.

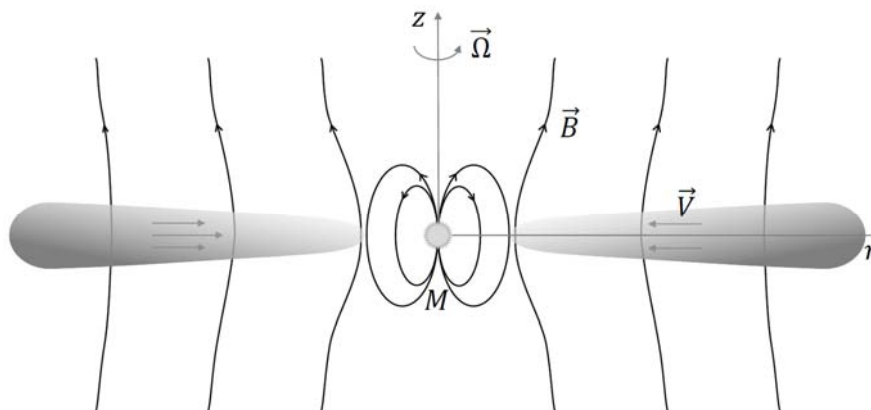
Дудоров и Хайбрахманов [1, 8, 16] разработали кинематическую МГД-модель аккреционных дисков, основанную на приближениях Шакуры и Сюняева [23]. Модель позволяет рассчитывать интенсивность и геометрию остаточного магнитного поля с учетом омической диффузии, магнитной амбиполярной диффузии, плавучести и эффекта Холла. Профили плотности, рассчитываемые с помощью модели, согласуются с наблюдаемыми. Модельные расчеты показывают, что остаточное магнитное поле аккреционных дисков звезд типа Т Тельца имеет сложную геометрию, которая в значительной степени зависит от интенсивности ионизирующего излучения и параметров пылевых частиц. Вне «мертвых» зон может происходить эффективная генерация радиальной и азимутальной компонент магнитного поля.

В настоящей работе подход, развиваемый Дудоровым и Хайбрахмановым, применяется для исследования остаточного магнитного поля аккреционных дисков молодых звезд в процессе его индукционного усиления. Целью работы является определение геометрии остаточного магнитного поля на различных этапах эволюции аккреционных дисков молодых звезд.

Статья организована следующим образом. В разделе 1 описывается постановка задачи и используемые приближения. Уравнение индукции в принятых приближениях, а также выражения для скоростей газа в диске записываются в разделе 2. В разделе 3 приводится аналитическое решение уравнения индукции, анализируются зависимости компонент остаточного магнитного поля от времени при параметрах, характерных для аккреционных дисков звезд типа Т Тельца. В разделе 4 резюмируются и обсуждаются полученные результаты.

### 1. Постановка задачи

Рассмотрим геометрически тонкий аккреционный диск с остаточным крупномасштабным магнитным полем (см. рисунок 2). Масса диска мала по сравнению с массой звезды  $M$ . Звезда имеет собственное дипольное магнитное поле. Внутренняя граница диска определяется радиусом магнитосферы звезды.



**Рис. 2.** Схематическое изображение звезды с аккреционным диском в плоскости  $(r, z)$ . Оси вращения звезды и диска направлены вдоль оси  $z$ . Звезда имеет массу  $M$  и находится в начале отсчета. Линии магнитного поля звезды и остаточного магнитного поля диска показаны черными линиями со стрелками.

В цилиндрической системе координат радиус-вектор, вектор скорости газа и вектор индукции магнитного поля имеют компоненты  $\vec{r} = (r, \varphi, z)$ ,  $\vec{V} = (V_r, V_\varphi, V_z)$  и  $\vec{B} = (B_r, B_\varphi, B_z)$ , соответственно. Аккреционный диск находится в состоянии гидростатического равновесия по  $z$ , поэтому  $V_z = 0$ . В приближении геометрически тонкого диска производные по  $z$  можно приближенно заменить на конечные разности, т.е.  $\partial V_r / \partial z \approx \Delta V_r / \Delta z$ . Очевидно, что в геометрически тонком диске  $\partial B_z / \partial z = 0$ .

### 2. Основные уравнения

Исследуем эволюцию магнитного поля в областях его эффективной генерации (областях вне «мертвых» зон). Для этого будем решать уравнение индукции в приближении идеальной магнитной газодинамики (МГД)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{V}, \vec{B}]. \quad (1)$$

Рассмотрим эволюцию магнитного поля в кинематическом приближении, т.е. пренебрежем влиянием электромагнитной силы на динамику газа в диске. В этом приближении скорость газа в уравнении индукции (1) считается заданной функцией координат. Запишем начальное условие для уравнения (1) как  $\vec{B}_0 = \vec{B}(t=0) = (B_{r0}, B_{\varphi0}, B_0)$ .

В цилиндрической системе координат компоненты уравнения индукции (1) в принятых приближениях имеют вид

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = B_z \frac{\partial V_r}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = B_r \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} + B_z \frac{\partial V_\varphi}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r B_z). \quad (4)$$

Уравнение (2) показывает, что генерация радиальной компоненты магнитного поля  $B_r$  в диске происходит за счет «вытягивания» линий вертикального магнитного поля  $B_z$  в радиальном направлении при наличии вертикального градиента скорости аккреции  $V_r$ . Дифференциальное вращение диска со скоростью  $V_\varphi(r, z)$  приводит к генерации азимутальной компоненты магнитного поля из  $B_r$  и  $B_z$ , как показывает уравнение (3). Уравнение (4) описывает перенос вмороженного вертикального поля в процессе аккреции вещества.

Для расчета скорости газа в диске используем кинематическую МГД-модель аккреционных дисков Дудорова и Хайбрахманова [1, 8]. Данная модель основана на приближениях Шакуры и Сюняева [23]. Считается, что перенос углового момента в диске осуществляется посредством турбулентности. Коэффициент турбулентной вязкости записывается в виде

$$v_t = \alpha V_s H, \quad (5)$$

где  $V_s$  – скорость звука,  $H$  – шкала высоты диска. Безразмерный параметр  $\alpha \leq 1$  характеризует эффективность переноса углового момента турбулентностью. Считается, что турбулентное трение приводит к нагреву газа в диске. Охлаждение происходит за счет излучения. Поток излучения рассчитывается в диффузионном приближении, так как аккреционный диск является оптическим толстым по отношению к собственному излучению.

Радиальные профили физических величин в диске, рассчитываемые из уравнений модели, представляют собой степенные функции расстояния при заданной степенной зависимости коэффициента поглощения от плотности  $\rho$  и температуры  $T$ ,  $\kappa = \kappa_0 \rho^a T^b$  (где  $\kappa_0$ ,  $a$ ,  $b$  – некоторые константы). Например, зависимость радиальной скорости газа (то есть скорости аккреции) от расстояния можно записать в виде

$$V_r = V_0 r^{-p}, \quad (6)$$

где  $V_0$  – скорость газа на расстоянии  $r = 1$ . Показатель  $p$  выражается через параметры коэффициента поглощения как  $p = (9 + 6a - m)/2m$ , где  $m = 5 - b + 3/2a$ . В холодных дисках, в которых основным источником поглощения излучения является пыль,  $\kappa = 3 \times 10^{-3} T \text{ см}^2/\text{г}$  при температуре меньше 1500 К, характерное значение  $p = 5/8$  [1]. В горячих дисках массивных звезд с высокой скоростью аккреции  $\kappa = 1,5 \times 10^{20} \rho T^{-5/2} \text{ см}^2/\text{г}$  и  $p = 1/3$ .

Азимутальная скорость газа определяется из уравнения

$$V_\varphi = V_k \left( 1 + \frac{z^2}{r^2} \right)^{-3/4}, \quad (7)$$

где

$$V_k = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (8)$$

– кеплеровская скорость. В решении (7) учтена зависимость силы тяжести звезды от координаты  $z$ .

С учетом (6–8) уравнения (2–4) запишутся в виде

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{V_r}{z} B_z, \quad (9)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\frac{1}{2} B_r \Omega_k - \frac{3z}{2r} \Omega_k B_z, \quad (10)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial B_z}{\partial r} = (p-1) \frac{V_r B_z}{r}, \quad (11)$$

где  $\Omega_k = V_k/r$  – угловая скорость.

### 3. Результаты

Уравнения (9–11) могут быть решены аналитически в следующей последовательности. Сначала решим уравнение (11) методом характеристик [2]. Затем полученную зависимость  $B_z(t, r)$  используем для интегрирования уравнения (9) и нахождения функции  $B_r(t, r)$ . Наконец, используя решения для  $B_r$  и  $B_z$ , проинтегрируем уравнение (10) и найдем зависимость  $B_\varphi(t, r)$ .

Аналитическое решение уравнений (9–11) имеет следующий вид

$$B_z = B_0 \left[ 1 - (p+1) \frac{V_r t}{r} \right]^{\frac{1-p}{1+p}}, \quad (12)$$

$$B_r = B_{r0} - \frac{1}{2} B_0 \frac{r}{z} \left\{ 1 - \left[ 1 - (p+1) \frac{V_r t}{r} \right]^{\frac{2}{1+p}} \right\}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} B_\varphi = & B_{\varphi 0} - \frac{1}{2} \Omega_k t \left( B_{r0} - \frac{B_0 r}{2z} \right) \\ & - \frac{3z V_k}{4r V_r} B_0 \left\{ 1 - \left[ 1 - (p+1) \frac{V_r t}{r} \right]^{\frac{2}{1+p}} \right\} \\ & - \frac{1}{4(3+p)} B_0 \frac{r V_k}{z V_r} \left\{ 1 - \left[ 1 - (p+1) \frac{V_r t}{r} \right]^{\frac{3+p}{1+p}} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Проанализируем поведение компонент магнитного поля во времени при характерном значении  $p = 5/8$ . Решения (12–14) в этом случае запишутся следующим образом

$$B_z = B_0 \left[ 1 - \frac{13 V_r t}{8 r} \right]^{\frac{3}{13}}, \quad (15)$$

$$B_r = B_{r0} + \frac{1}{2} B_0 \frac{r}{z} \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{13 V_r t}{8 r} \right]^{\frac{16}{13}} \right\}, \quad (16)$$

$$B_\varphi = B_{\varphi0} - \frac{1}{2} \Omega_k t \left( B_{r0} - \frac{B_0 r}{2 z} \right) - \frac{3 z V_k}{4 r V_r} B_0 \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{13 V_r t}{8 r} \right]^{\frac{16}{13}} \right\} - \frac{2}{29} B_0 \frac{r V_k}{z V_r} \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{13 V_r t}{8 r} \right]^{\frac{29}{13}} \right\}. \quad (17)$$

Решения (15–17) показывают, что усиление вертикального магнитного поля в диске происходит медленнее всего,  $B_z \propto t^{3/13}$ . Радиальная компонента магнитного поля генерируется быстрее, чем  $B_z$ , т.к.  $B_r \propto t^{16/13}$ . Наиболее быстро происходит генерация азимутальной компоненты магнитного поля из  $B_r$ , т.к.  $B_\varphi \propto t^{29/13}$  (последнее слагаемое в уравнении (17)). Следовательно, со временем магнитное поле в диске сначала приобретает квази-азимутальную геометрию,  $B_\varphi \sim B_z$ , а затем – квази-радиальную геометрию,  $B_r \sim B_z$ .

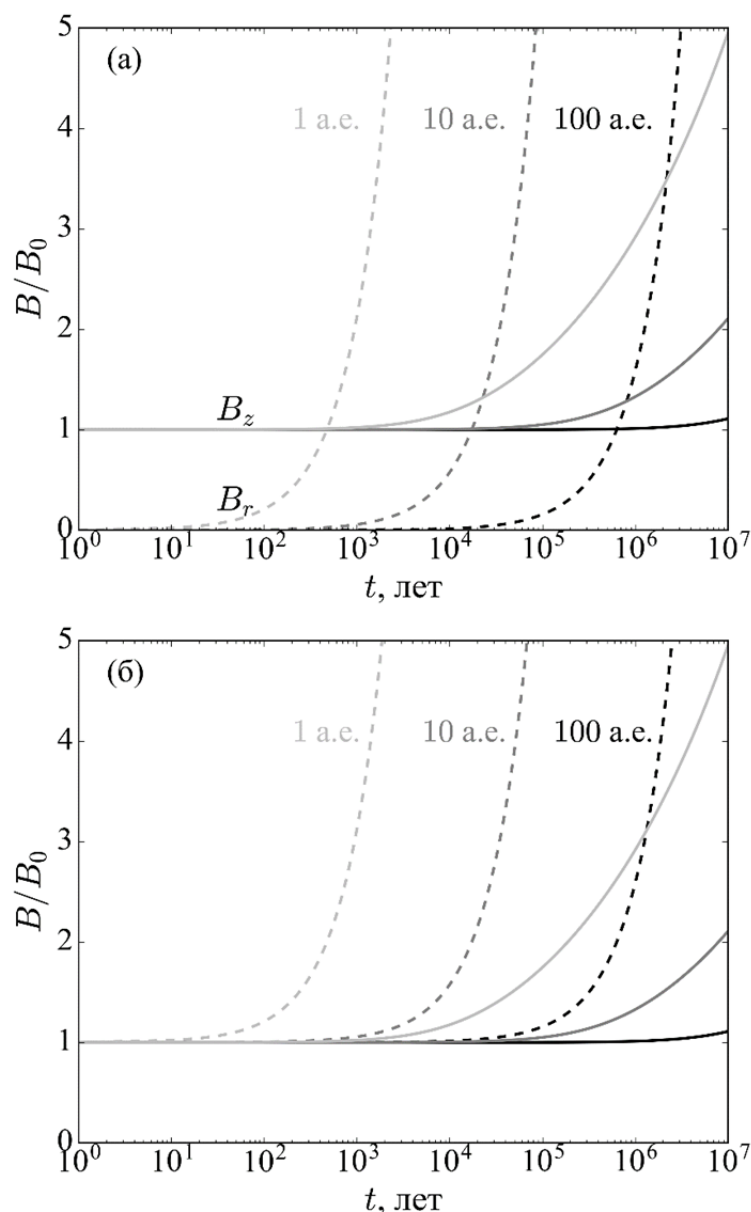
Исследуем подробнее эволюцию магнитного поля на высоте  $z = H$  над экваториальной плоскостью аккреционного диска звезды солнечной массы. Величина  $H/r$  слабо меняется по радиусу диска, поэтому ее можно считать постоянной. В качестве характерного значения выберем  $H/r = 0.03$  [8]. Используем следующий радиальный профиль скорости аккреции газа

$$V_r = -30 \left( \frac{r}{1 \text{ а.е.}} \right)^{-\frac{5}{8}} \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (18)$$

полученный при  $\alpha = 0.01$  и темпе аккреции  $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot/\text{год}$  [24]. Рассмотрим случаи начального однородного поля,  $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$ , и начального квази-радиального поля,  $\vec{B}_0 = (B_{r0}, 0, B_0)$ .

На рисунке 3 показаны зависимости  $B_r(t, r)$  и  $B_z(t, r)$  на расстояниях 1 а.е., 10 а.е. и 100 а.е. от звезды. Случай начального однородного поля изображен на рисунке 3а, начального квази-радиального поля при  $B_{r0} = B_0$  – на рисунке 3б. Интенсивность магнитного поля выражена в единицах  $B_0$ .

Рисунок 3 наглядно демонстрирует, что генерация радиальной компоненты магнитного поля в диске происходит быстрее, чем усиление  $B_z$ . Скорость аккреции (18) уменьшается при удалении от звезды, поэтому во внешних частях диска магнитное поле растет со временем медленнее, чем во внутренних. Например, на расстоянии 100 а.е. заметный рост  $B_z$  по сравнению с начальным значением происходит по истечении 1 млн лет. Вблизи звезды, на расстоянии 1 а.е., усиление  $B_z$  в 2 раза происходит за  $10^5$  лет. Через 10 млн лет (максимальное время жизни аккреционных дисков молодых звезд [24]) интенсивность  $B_z$  на этом расстоянии увеличивается в 5 раз по сравнению с начальным значением.



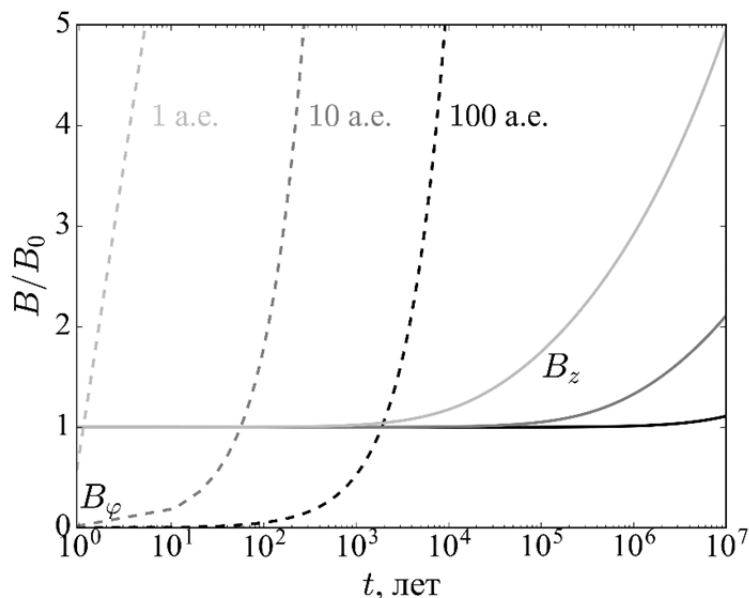
**Рис. 3.** Зависимости безразмерных интенсивностей радиальной  $B_r$  (пунктирные линии) и вертикальной  $B_z$  (сплошные линии) компонент магнитного поля от времени на расстояниях 1 а.е., 10 а.е. и 100 а.е. от звезды. Панель (а): случай начального однородного поля. Панель (б): случай начального квази-радиального поля.

Рисунок 3а показывает, что во внешней части диска,  $r = 100$  а.е., магнитное поле приобретает квази-радиальную геометрию,  $B_r \sim B_z$ , за  $\sim 5 \times 10^5$  лет. Во внутренней части диска,  $r = 1$  а.е., магнитное поле становится квази-радиальным за  $\sim 500$  лет. Таким образом, «вытягивание» линий изначально вертикального магнитного поля и генерация квази-радиального поля происходит сначала во внутренней части диска, а затем на его периферии.

Рисунок 3б показывает, что квази-радиальная геометрия магнитного поля сохраняется во внешней части диска в течение  $\sim 10^5$  лет. Дальнейшая эволюция диска приводит к тому, что радиальная компонента магнитного поля становится более интенсивной, чем вертикальная.

На рисунке 4 показаны зависимости  $B_\varphi(t, r)$  и  $B_z(t, r)$  на расстояниях 1 а.е., 10 а.е. и 100 а.е. от звезды. Рисунок 4 показывает, что магнитное поле на расстоянии

1 а.е. становится квази-азимутальным,  $B_\varphi \sim B_z$ , за время порядка 1 года, т.е. за один кеплеровский период обращения газа в диске на данном расстоянии. На расстоянии 10 а.е. от звезды интенсивность  $B_\varphi$  становится сравнимой с интенсивностью  $B_z$  за  $\sim 50$  лет, на расстоянии 100 а.е. – за  $\sim 2000$  лет. Таким образом, магнитное поле в диске приобретает квази-азимутальную геометрию за время порядка кеплеровского орбитального периода. В первую очередь, это происходит во внутренней части диска, а затем – на его периферии.



**Рис. 4.** Зависимости безразмерных интенсивностей азимутальной  $B_\varphi$  (пунктирные линии) и вертикальной  $B_z$  (сплошные линии) компонент магнитного поля от времени на расстояниях 1 а.е., 10 а.е. и 100 а.е. от звезды.

Отметим, что при  $B_r, B_\varphi \gg B_z$  использованное нами кинематическое приближение нарушается, и полученные решения демонстрируют очень быстрый рост радиальной и азимутальной компонент магнитного поля. Такое поведение не имеет физического смысла. Для корректного расчета при  $B_r, B_\varphi > B_z$  необходимо учитывать влияние магнитного поля на динамику газа в диске. К ограничению роста  $B_r$  и  $B_\varphi$  в областях низкой степени ионизации могут приводить омическая диффузия и магнитная амбиполярная диффузия [8], в областях тепловой ионизации – плавучесть магнитного поля [16,17].

#### 4. Заключение и обсуждение

В данной работе в кинематическом приближении исследована эволюция остаточного магнитного поля в аккреционных дисках молодых звезд. Получено аналитическое решение уравнения индукции в приближении идеальной МГД при заданных зависимостях скоростей газа от координат. Скорости газа рассчитывались с помощью кинематической МГД-модели аккреционных дисков Дудорова и Хайбрахманова [1, 8]. Рассмотрены случаи начального однородного поля и начального квази-радиального поля. Полученные решения применимы к областям эффективной генерации магнитного поля вне «мертвых» зон аккреционных и протопланетных дисков молодых звезд.

Полученное решение показывает, что усиление начального однородного магнитного поля в диске происходит медленно. За время жизни аккреционных дисков молодых звезд (10 млн лет) интенсивность  $B_z$  увеличивается в 5 раз по сравнению с началь-



ным значением во внутренней части диска,  $r = 1$  а.е. Во внешней части диска,  $r = 100$  а.е, усиления вертикального магнитного поля практически не происходит.

Генерация азимутального магнитного поля в диске происходит за время, сравнимое с кеплеровским периодом обращения газа в диске. Изначально однородное магнитное поле становится квази-азимутальным за  $\sim 1$  год на расстоянии 1 а.е., и за  $\sim 2000$  лет на расстоянии 100 а.е.

В случае изначально однородного магнитного поля «вытягивание» линий вертикального магнитного поля и генерация квази-радиального поля происходит сначала во внутренней части диска (за  $\sim 500$  лет на  $r = 1$  а.е.), а затем на его периферии (за  $\sim 5 \times 10^5$  лет на  $r = 100$  а.е.). Квази-радиальное остаточное магнитное поле,  $B_r \sim B_z$ , сохраняется в дисках на временах жизни порядка миллиона лет.

Таким образом, геометрия магнитного поля в аккреционных дисках молодых звезд может качественно меняться в течение их эволюции. Изначально однородное магнитное поле становится квази-азимутальным на начальных стадиях эволюции, и квази-радиальным – на более поздних стадиях. Это указывает на то, что на различных этапах эволюции аккреционных и протопланетных дисков молодых звезд и в различных их частях перенос углового момента может осуществляться за счет различных механизмов. В дисках с начальной квази-радиальной геометрией поля перенос углового момента осуществляется посредством центробежного ветра [5], в дисках с начальным однородным полем – посредством механизма магнитного торможения [3].

Истечения из дисков могут быть причиной фотометрической переменности звезд типа Ae/Be Хербига. Одним из механизмов переменности является поглощение излучения звезды пылинками, которые выносятся из диска центробежным ветром [24]. Активность звезд типа Ae/Be Хербига может быть косвенным свидетельством того, что в их аккреционных дисках присутствует остаточное квази-радиальное магнитное поле.

### **Благодарности**

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 15-12-10017). Автор благодарит Александра Егоровича Дудорова за ценные замечания и Павла Екимова за советы по применению метода характеристик. Автор также выражает благодарность рецензенту Потравнову Илье Сергеевичу за некоторые полезные комментарии.

### **Литература**

1. Дудоров А.Е. и Хайбрахманов С.А. 2013. Вестн. Челяб. гос. ун-та. № 9(300). Физика. Вып. 16. С. 27.
2. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. Гостехиздат. 1953.
3. Alfvén H. On the Origin of the Solar System. Clarendon Press, Oxford. 1954.
4. Bai X.-N. 2014. ApJ. V. 791. P. 137.
5. Blandford R.D. and Payne D.G. 1982. MNRAS. V. 199. P. 883.
6. Dudorov A.E. 1995. ARep. V. 39. P. 790.
7. Dudorov A.E. and Zhilkin A.G. 2008. ARep. V. 52. P. 790.
8. Dudorov A.E. and Khaibrakhmanov S.A. 2014. Ap&SS. V. 352. P. 103.
9. Dudorov A.E. and Khaibrakhmanov S.A. 2015. Adv. Space Res V. 55. P. 843.
10. Flock M., et al. 2011. ApJ. V. 735. P. 122.
11. Fromang S. and Nelson R.P. 2006. A&A. V. 457. P. 343.
12. Gammie C.F. 1996. ApJ. V. 457. P. 355.
13. Girart J.M., Rao R. and Marrone D.P. 2006. Science. V. 313. P. 812.
14. Gressel O., et al. 2015. ApJ. V. 801. P. 804.
15. Guilet J. and Ogilvie G.I. 2014. MNRAS. V. 441. P. 852.
16. Khaibrakhmanov S.A., et al. 2017. MNRAS. V. 464. P. 586. DOI: 10.1093/mnras/stw2349.

17. *Khaibrakhmanov S.A. and Dudorov A.E.* 2017. PEPAN Letters. Направлено в журнал.
18. *Lesur G., Kunz M.W. and Fromang S.* 2014, A&A. V. 566. P. 56.
19. *Lubow S.H., Papaloizou J.C.B. and Pringle J.E.* 1994. MNRAS. V. 267. P. 235.
20. *Okuzumi S., Takeuchi T. and Muto T.* 2014. ApJ. V. 785. P. 127.
21. *Simon J.B., et al.* 2015. MNRAS. V. 454. P. 1117.
22. *Stephens I.W., et al.* 2014. Nature. V. 514. P. 597.
23. *Shakura N.I. and Sunyaev R.A.* 1973. A&A. V. 24. P. 337.
24. *Tambovtseva L.V. and Grinin V.P.* 2008. AstL. V. 34. P. 231.
25. *Williams J.P. and Cieza L.A.* 2011. ARA&A. V. 49. P. 67.

## **THE EVOLUTION OF THE FOSSIL MAGNETIC FIELD IN THE ACCRETION DISCS OF YOUNG STARS**

**Khaibrakhmanov S.A.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Ural federal university, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Chelyabinsk state university, Chelyabinsk, Russia*

We investigated the evolution of the fossil magnetic field in the geometrically thin accretion discs of young stars in the kinematic approximation. In the case of ideal magneto-hydrodynamics, we obtained the analytical solution of the induction equation. The solution describes the evolution of the magnetic field outside the regions of low ionization fraction and efficient magnetic diffusion ('dead' zones). To find the solution, we used the analytical power-law dependences of the velocities on distance obtained with the help of the MHD model of the accretion discs of Dudorov and Khaibrakhmanov (2014). We considered different initial geometries of the magnetic field: the quasi-radial one and the uniform one. Our calculations have shown that the quasi-radial magnetic field conserves in the outer disc regions within the life time of the accretion discs of about several million years. The rotation of the disc leads to the generation of the azimuthal magnetic field component within the time scale of the order of the differential rotation period. In the case of the initially uniform magnetic field, the quasi-radial magnetic field is generated in the outer part of the disc. We discuss the observational appearance of the fossil magnetic field of young stellar objects at the different stages of their evolution.

## СОЛНЕЧНЫЕ ЗАТМЕНИЯ В САНКТ-ПЕТЕРБУРГЕ

**Хохлов Г.А.**

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

*В данной статье идёт речь о полных солнечных затмениях и частных затмениях большой фазы, видимых из Санкт-Петербурга в его нынешних границах в далёком прошлом и будущем. Описаны также исторические наблюдения некоторых затмений пулковскими астрономами, как с территории Пулковской обсерватории, так и за её пределами.*

Как известно, каждое солнечное затмение повторяется через один сарос, который равен 6585,3 дня или 18 лет 11 дней 8 часов. За один сарос бывает в среднем 42–43 солнечных затмения, из которых 14 полных, 13–14 кольцеобразных и 15 частных. По истечении сароса каждое затмение повторяется в других условиях, т.к. сарос не содержит целого числа суток. За избыток 8 часов (сверх 6585 дней) Земля повернётся вокруг оси примерно на 120°, и поэтому лунная тень пробежит по земной поверхности на те же 120° западнее, чем 18 лет назад, да и Солнце с Луной будут находиться на немного других расстояниях от лунного узла.

Таким образом, в год на Земле может происходить от 2 до 5 солнечных затмений, из которых не более двух – полные или кольцеобразные. В среднем за 100 лет происходит 237 солнечных затмений, из которых 160 – частные, 63 – полные, 14 – кольцеобразные.

В разные годы лунная тень пробегает по разным районам земной поверхности, и поэтому в определённом районе Земли затмения большой фазы случаются редко. Ещё реже случаются полные затмения в одном и том же районе.

В период с 1500 по 2100 гг. с территории современного Санкт-Петербурга были и будут 212 солнечных затмений, из них было всего одно полное (12 мая 1706 г. по григорианскому календарю), которое можно было наблюдать из Пулкова. Очень «сильное» затмение с фазой 0,98 произошло в Петербурге 3 мая 1715 года [1].

Почти полные, то есть частные затмения большой фазы, около 0,9 и более, случаются гораздо чаще полных. Если полные затмения бывают в одном и том же районе в среднем каждые 300–400 лет (хотя бывают исключения), то вышеупомянутые затмения – в среднем каждые 30–50 лет (последние были в Петербурге в 1887, 1912, 1914, 1945, 1990 гг., следующие наступят в 2039, 2048, 2061 гг.). То есть человек в течение жизни имеет шанс увидеть 1–2 таких затмения.

### **Исторические затмения**

С помощью распространённых компьютерных программ RedShift 7.2.5, Stellarium и EparWin 3.2 можно вычислить, как часто в Санкт-Петербурге происходят полные солнечные затмения и затмения большой фазы. И найти среди них те, что описаны в исторических хрониках и наблюдались астрономами.

В таблице 1 приведены даты и максимальные фазы полных солнечных затмений, рассчитанных для расположения Пулковской обсерватории, с указанием максимальной фазы. Жирным шрифтом выделены затмения, упомянутые в исторических хрониках. Как видно из этой таблицы, последний раз полное солнечное затмение наблюдалось в южных окрестностях Санкт-Петербурга вскоре после его основания (в 1703 году). Если учесть, что в момент затмения 1706 года границы города были значительно меньше, чем сейчас, а полоса полного затмения проходила немного южнее города, то можно

сделать вывод о том, что полного солнечного затмения в центре Санкт-Петербурга как такового не было.

**Таблица 1.**

| Дата по григорианскому календарю | Максимальная фаза |
|----------------------------------|-------------------|
| 273 до н. э.                     | 1,012             |
| 109 до н. э.                     | 1,023             |
| 228.03.23                        | 0,993             |
| 594.07.23                        | 1,018             |
| <b>1185.05.01</b>                | <b>1,016</b>      |
| <b>1706.05.12</b>                | <b>1,000</b>      |
| 2126.10.16                       | 1,016             |
| 2536.03.23                       | 0,999             |
| 2717.07.01                       | 1,018             |
| 2947.09.03                       | 1,013             |

Два затмения, выделенных в таблице 1 жирным шрифтом, описаны в истории:

**1 мая 1185** – через территорию нынешнего Санкт-Петербурга проходила полоса знаменитого солнечного затмения, упомянутого в "Слове о полку Игореве". Максимальная фаза затмения, которую могли наблюдать герои «Слова о полку Игореве», составляла 0,8. Данное затмение отмечено в Лаврентьевской летописи и аналогичным образом во многих других летописях, в частности, в Новгородской первой летописи, как полное происшедшее вечером 1 мая 6694 (1185 года) (ПСРЛ, т. I, стб. 396).

Некоторые исследователи в описании этого затмения в ряде летописей («из рогъ его яко уголь жаровъ исхожаше» – Лаврентьевская летопись) видят редкое упоминание наблюдения протуберанцев. С этим значением летописное наблюдение очень важно в астрономическом отношении, так как указывает на большие протуберанцы, наблюдавшиеся во время этого затмения, которые можно было видеть даже до наступления полного затмения, когда солнце «учинилось месяцем» [2].

**1(12) мая 1706 г.** – одно из первых затмений, о котором русские люди знали заранее благодаря предпринятым Петром I просветительским мерам. Пётр I в преддверии солнечного затмения 1 мая 1706 года (по старому стилю), в только что основанном Санкт-Петербурге оно было почти что полным, написал замечательное письмо адмиралу Фёдору Алексеевичу Головину: *«Господин адмирал. Будущего месяца в первый день будет великое солнечное затмение. Тот ради изволь сие пор аз гласить в наших людях, что когда оно будет, дабы за чудо не поставили. Понеже когда люди про то ведают прежде, то не есть уже чудо»*. Так как затмение произошло во время Великой северной войны, Пётр заблаговременно разослал много писем своим приближённым, в которых просил, чтобы они старались распространять в народе здравые понятия о предстоящем затмении.

А в «Санкт-Петербургских ведомостях» 10 апреля появилась печатная заметка (рис. 1.): «Изъявление о затмениях. Нынешнего 1706 лета четыре затмения явятся: два на солнце и два на луне; которых два затмения на луне и единое на солнце под нашим горизонтом, аще чист воздух, усмотрены будут... Затмение на солнце предстоит майя в 1-й день. Сие затмение, когда солнце на большую часть помрачится у нас, с великим удивлением и страхом больше дву часу видимо будет». На рисунке 2 показано, как могло выглядеть солнечное затмение 1706 года из Пулкова, где оно было практически полным (изображение, сгенерированное в Stellsrium).

**ВЪВЕДЕНІЕ ВЪ ЗАТМѢНІАХЪ**

УСЛѢДІА : ЧТО И ЗАТМѢНІА  
 АИ НА СОЛНЦѢ : И ДА НА ЛУНѢ :  
 ДВА ЗАТМѢНІА НА ЛУНѢ : И ЕДИННОЕ  
 НА ЛУНѢ : НАД НАШИМЪ ОРИЗОНТОМЪ [ АИ  
 ЧИСТЪ ВСРАДУХЪ ] ВЪДНО БУДУТЪ .

---

Первое вѣдимое затмѣніе на лунѣ , будетъ  
 по старому календарю , снѣчь по нашему .  
 апреля въ 31 день во сутки .  
 Начало будетъ во 6 часу , въ 11 миннѣ ;  
 Срединна въ 7 часу , въ 11 миннѣ ;  
 Конецъ въ 8 часу , въ 11 миннѣ ;  
 А по новому календарю , апреля въ 16 день .  
 въ 7 часу , въ 11 миннѣ , въ ночи .  
 Начало , во 6 часу , въ 11 миннѣ .  
 Срединна въ 7 часу , въ 11 миннѣ .  
 Конецъ въ 8 часу , въ 11 миннѣ .

---

Второе вѣдимое затмѣніе на лунѣ будетъ ,  
 по старому календарю , октября въ 1  
 день въ вечерѣ .  
 Начало , въ 11 часу , въ 11 миннѣ ;  
 Срединна въ 12 часу , въ 11 миннѣ ;  
 Конецъ въ 13 часу , въ 11 миннѣ ;  
 По новому , октября въ 16 , въ 11 часу ,  
 въ 11 миннѣ , въ вечерѣ .  
 Начало , въ 11 часу , въ 11 миннѣ .  
 Срединна въ 12 часу , въ 11 миннѣ .  
 Конецъ въ 13 часу , въ 11 миннѣ .

---

Третье вѣдимое затмѣніе на лунѣ будетъ ,  
 по старому календарю , мая въ 1 день .  
 Начало въ 11 часу , въ 11 миннѣ ;  
 Срединна во 12 часу , въ 11 миннѣ ;  
 Конецъ въ 1 часу , въ 11 миннѣ .  
 По новому мая во 16 день , въ 11 часу ,  
 въ 11 миннѣ , въ полудни .  
 Начало въ 11 часу , въ 11 миннѣ .  
 Срединна въ 12 часу , въ 11 миннѣ .  
 Конецъ въ 1 часу , въ 11 миннѣ .

Сіе затмѣніе , когда солнце на южной  
 части поворачиваетъ , оу насъ [ есть ли не  
 вѣстало ] съ великими удивленіемъ и стра-  
 хомъ болши двѣ часа въ вѣдимо будетъ .

---

Четвертое вѣдимое затмѣніе , будетъ на  
 солнцѣ , по старому , октября въ 16 день .  
 По новому ноября въ 16 день , въ 11 часу ,  
 въ 11 миннѣ , въ полудни .  
 А понеже луна параллельна широтѣ  
 и южной странѣ оу насъ , затмѣніе  
 имѣетъ , тогда ради сіе затмѣніе  
 не можемъ оумотрѣть .

---

На Москвѣ лѣта сѣла 1706 .  
 апреля въ 16 день .

Рис. 1.

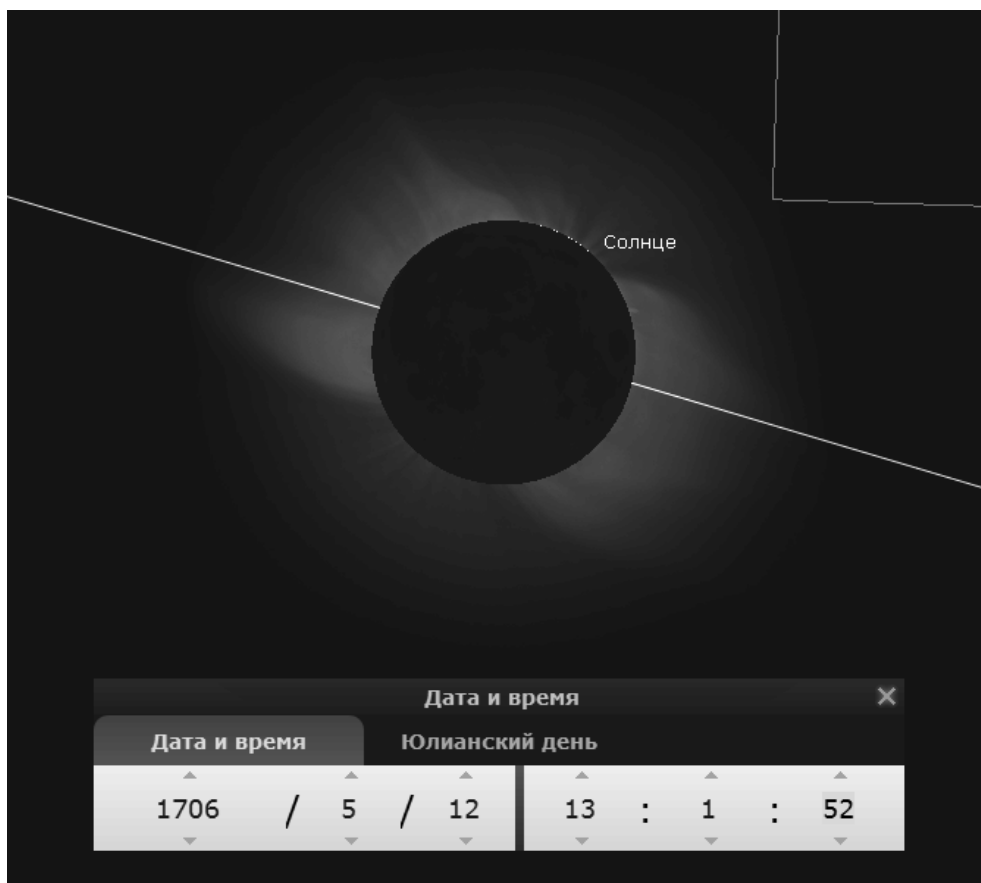


Рис. 2.

Сохранилось любопытное письмо Кирилла Нарышкина Петру, в котором он сообщает: «Благодарю ваше величество за письмо о затмении Солнца. Оно было во Пскове 1 мая; начало темнеть в 10 ч. 43 м. пополудни, все померкло в 11 ч. 35 м. Так было

*темно, что нельзя было увидеть человека в 10 сажнях в лицо. Такой темноты было 9 минут».*

Первые организованные наблюдения. В результате наблюдения кольцеобразного затмения 13(25) июля 1748 г., видимого на большей части территории Европы, предстала возможность решить актуальный в то время вопрос об атмосфере Луны. В Санкт-Петербурге специально была восстановлена обсерватория, сильно пострадавшая за год до этого во время пожара. Наблюдения на восстановленной обсерватории проводились весьма торжественно, в присутствии самого президента. Астрономические наблюдения вёл Н.И. Попов, в наблюдениях принимали участие также его друзья – профессор химии М.В. Ломоносов, взявший на себя метеорологические наблюдения, и профессор философии И.А. Браун, помогавший Попову в астрономических наблюдениях.

В статье отмечалось, что это – первое наблюдение на восстановленной после пожара обсерватории; сообщалось также о проведении линии меридиана, об исправлении секундных часов обсерватории по истинному движению Солнца. Наблюдения проводились двумя методами: непосредственно через 8-футовую астрономическую трубу и на экране, где с помощью 6-футовой астрономической трубы было получено изображение Солнца, предназначенное, вероятно, в основном для президента. В момент наступления наибольшей фазы затмения появилось светлое солнечное кольцо, окруженное радужной каёмкой, которое Попов и Браун наблюдали через 14-футовую трубу, дававшую большее увеличение. Затмение продолжалось с 11 час. 49 мин. 11 сек. до 2 час. 31 мин. 33 сек. (по истинному времени). Ломоносов следил за изменениями температуры воздуха и атмосферным давлением, снимая показания термометра и барометра через каждые 5 мин. во время затмения и через каждые 10 мин. после конца затмения. Результаты этих наблюдений были опубликованы в «Новых комментариях» в статье на латинском языке: «Наблюдение солнечного затмения 1748 г. дня 14/25 месяца июля на восстановленной императорской астрономической обсерватории, которая находится в Петербурге, сделанное в присутствии сиятельнейшего графа Разумовского, президента Академии наук» [3].

### **Солнечные затмения глазами пулковских астрономов**

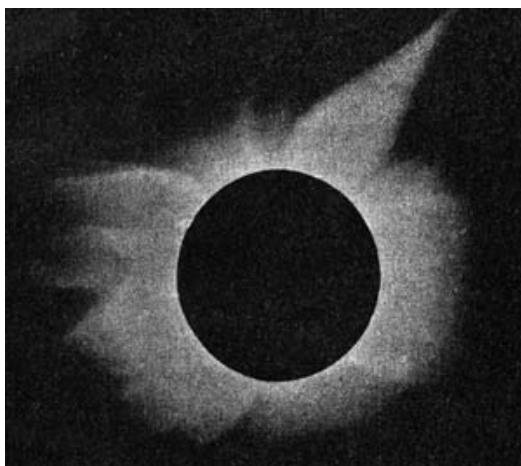
За время существования Пулковской обсерватории, начиная с 1839 года, можно было наблюдать 64 частных солнечных затмения, включая те, фаза которых превышала 90%: в 1887 г. (92%), 1912 г. (97%), 1914 г. (93%), 1945 г. (98%), 1990 г. (97%). Однако полных затмений, которые можно было бы наблюдать из Пулковской обсерватории, за 176 лет её существования не было.

Первый пулковский астроном, зафиксировавший солнечное затмение, в 1851 году, был О.В. Струве, сын основателя и первого директора Пулковской обсерватории В.Я. Струве. Для наблюдения полного солнечного затмения 28 июля 1851 г. Российская Академия наук направила экспедицию в Ломжу (Польша) во главе с О.В. Струве. Из своих наблюдений О.В. Струве сделал вывод, что протуберанцы принадлежат Солнцу, так как при перемещении Луны они с одной стороны скрывались за её диском, а с другой стороны появлялись. Этот вывод был окончательно подтверждён при наблюдениях затмения 18 июля 1860 г., производившихся пулковскими астрономами О.В. Струве и Виннеке. После этого затмения А.П. Ганский, изучив ряд снимков короны, полученных во время прежних затмений (начиная с 1860 г.), нашёл замечательную зависимость форм короны от пятнообразовательной деятельности Солнца.

В 1887 году учёному Аристарху Аполлоновичу Белопольскому, с 1888 года работавшему в Пулковской обсерватории и возглавлявшему её в 1916–1919 гг., удалось

сфотографировать солнечное затмение. Именно тогда он получил фотографии солнечной короны.

Затмение 28 июля (9 августа) 1896 года. Академия наук снарядила экспедицию на Новую Землю (в составе пулковских астрономов О.А. Баклунда, С.К. Костинского, А.П. Ганского из Одессы и академика Б.Б. Голицына), вторая экспедиция от Пулковской обсерватории отправилась на Дальний Восток (село Орловское на Амуре) (А.А. Белопольский, Ф.Ф. Витрам и А.Р. Орбинский). А.А. Белопольский подтвердил окончательно связь корональных лучей с протуберанцами. На рисунке 3 представлена корона Солнца по фотографии С.К. Костинского, полученной на Новой Земле.



**Рис. 3.**

Не осталось без внимания пулковских астрономов и затмение 1912 года. В своей книге «Шестьдесят лет у телескопа» пулковский астроном Г.А. Тихов (1875–1960) так описывает его: «Семнадцатого апреля 1912 года в Пулкове наблюдали частное солнечное затмение. Я весьма тщательно к нему подготовился и привлёк к этому Сергея Константиновича Костинского. Он согласился сделать в момент наибольшей фазы снимок на нормальном астрографе. Я же на бредихинском астрографе получил главные линии хромосферы и протуберанцев. Успех был полный, чему способствовала совершенно ясная погода. Это меня окрылило, и я решил готовиться к наблюдению полного затмения 21 августа 1914 года. Полоса затмения должна была пройти по западным губерниям Европейской России». На рис. 4, 5, 6 представлены фотографии с наблюдений данного затмения.

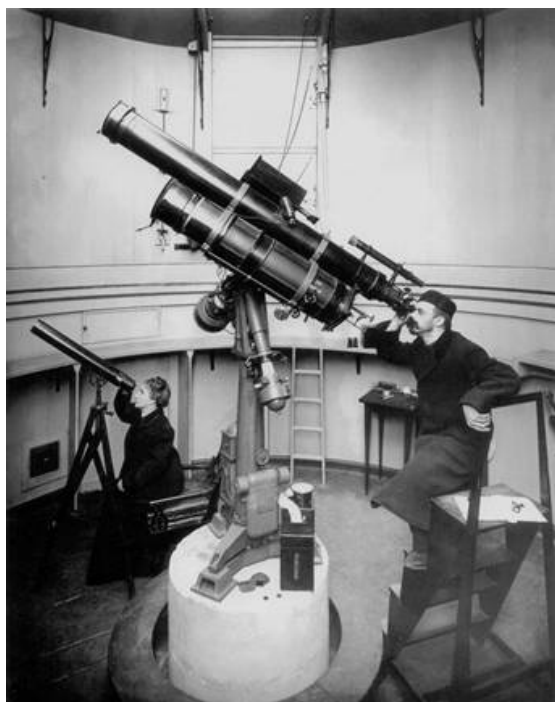
Пулковские астрономы принимали активное участие в наблюдении затмения 19 июня 1936 года (рис. 7). Для наблюдения затмения на территории СССР были организованы 28 советских (17 астрономических и 11 геофизических) и 12 иностранных экспедиций. Для наблюдений отечественными специалистами в Ленинградском астрономическом институте были созданы 6 одинаковых коронографов с диаметром 100 мм и фокусным расстоянием 5 м, которыми были снабжены экспедиции Пулковской и других обсерваторий, а также ГАИШ, Московского отделения Всесоюзного астрономо-геодезического общества. Кроме наземных станций, наблюдения выполнялись также с аэростатов и самолётов.

Пулковская обсерватория направила три экспедиции: одну под руководством директора обсерватории Б.П. Герасимовича (он же был председателем комиссии АН СССР по организации наблюдений затмения) для исследований хромосферы и протуберанцев – в Оренбургскую область (пос. Акбулак), вторую под руководством Г.А. Ти-

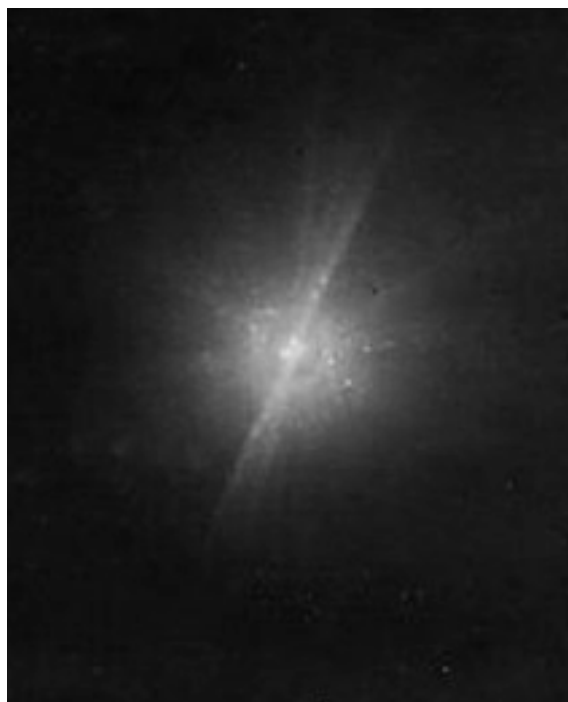
хова – также в Оренбургскую обл. (с. Сара), третью (под началом И.А. Балановского) – в Омск для наблюдений короны.



**Рис. 4.** Директор Пулковской обсерватории Оскар Баклунд и его сотрудники из Пулковской обсерватории на наблюдении солнечного затмения 4(17) апреля 1912 г. Фото Карла Буллы.

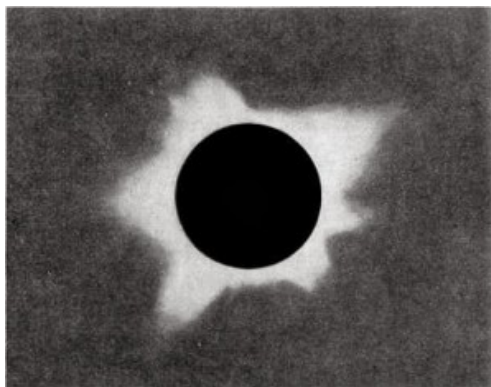


**Рис. 5.** Наблюдения Г.А. Тиховым солнечного затмения 1912 года в Пулкове.  
Фото Карла Буллы.



**Рис. 6.** Солнечное затмение 4(17) апреля 1912 г.  
Автор неизвестен.





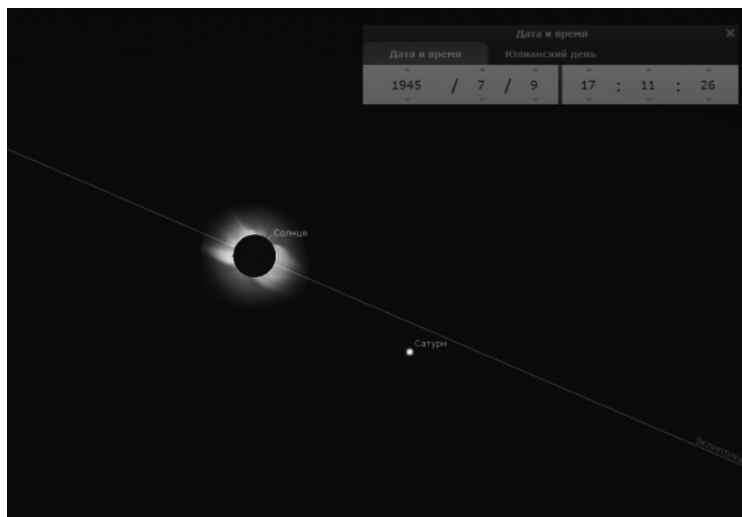
**Рис. 7.**

Сразу после войны, 9 июля 1945 года произошло полное солнечное затмение с максимальной фазой в Пулково 0,978. Ближайшей к Пулковской обсерватории точкой, откуда можно было наблюдать полную фазу (1,018) данного затмения, стал карельский город Сортавала. Этому посвящена картина художника, астронома и педагога Сергея Викторовича Дроздова (1902–1976) «Солнечное затмение в г. Сортавала 9 июля 1945 г.» (рис. 8).

На рисунке 9 приведено изображение, сгенерированное программой-планетарием «Stellarium».



**Рис. 8.**



**Рис. 9.**

Одним из самых «сильных» затмений XX века, видимым из Санкт-Петербурга – Ленинграда, было затмение 22 июля 1990 года. Полоса прошла от Финляндии, севернее Ленинграда, захватила южную оконечность Кольского полуострова, прошла по Белому морю и через Соловецкие острова, затем пересекла южную оконечность Новой Земли, полуостров Таймыр, нижнее течение Колымы и север Магаданской области, чтобы закончиться в районе Алеутских островов. Вдоль всей полосы метеоусловия оказались крайне неблагоприятными. На западе, в районе Белого моря надежды на разрывы в облаках были, но вскоре после восхода Солнца восточная часть неба затянулась облаками [4]. В Пулковке можно было бы также наблюдать очень сильное затмение, но на самом рассвете. Здесь его максимальная фаза достигала 0,97. Возможно, из-за плохих метеоусловий, а также из-за неблагоприятных условий видимости (на восходе Солнца), сведения о наблюдении данного затмения из Ленинграда и Пулковки отсутствуют.

Затмение 20 марта 2015 г. наблюдалось как в самой Пулковской обсерватории (здесь его фаза достигла 0,73), так и нескольких районах Ленинградской области специально организованными группами астрономов-любителей. Это позволило увидеть все фазы затмения, несмотря на не очень благоприятную погоду. В Пулковской обсерватории на центральной башне Главного здания в этот день была устроена специальная экскурсия, на которую были приглашены сотрудники обсерватории, жители и гости посёлка Пулковской обсерватории, а также журналисты центральных телеканалов и других СМИ. Наблюдения затмения проводились главным образом на 200-мм рефракторе, с проекцией изображения на экран (рис. 10). Также велось фотографирование затмения через затемнённые светофильтры.



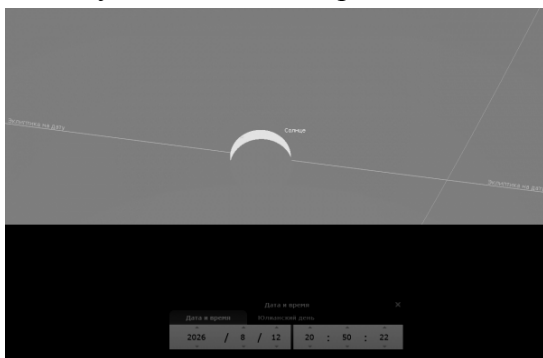
**Рис. 10.**

**Таблица 2.**

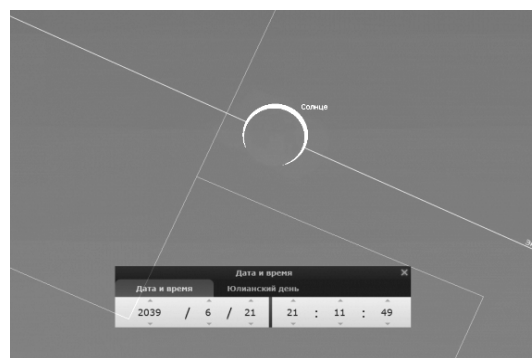
Предстоящие затмения, рассчитанные для Пулковской обсерватории на период 2018–2081 гг.

| Дата       | Тип            | Максимальная фаза в Пулкове | Примечания  |
|------------|----------------|-----------------------------|---|
| 2018.08.11 | частное        | 0,079                       | С небольшой фазой, почти незаметной при обычном наблюдении  |
| 2021.06.10 | кольцеобразное | 0,370                       |   |
| 2022.10.25 | частное        | 0,672                       |   |
| 2025.03.29 | «-»            | 0,225                       |   |
| 2026.08.12 | «-»            | 0,829                       | Данное затмение примечательно тем, что из Санкт-Петербурга максимальную фазу будет видно на закате, что сделает заход Солнца необычным (вместо привычного диска будет серп) |
| 2027.08.02 | «-»            | 0,144                       |   |
| 2029.06.12 | «-»            | 0,148                       |   |
| 2030.06.01 | кольцеобразное | 0,675                       |   |
| 2034.03.20 | частное        | 0,077                       |   |
| 2037.01.16 | «-»            | 0,680                       |   |
| 2039.06.21 | кольцеобразное | 0,934                       | Как и при затмении 2026г., максимальная его фаза будет видна на закате. Это первое после 1990 года затмение с фазой, превышающей 0,9.                                       |
| 2048.06.11 | «-»            | 0,889                       |   |
| 2053.09.12 | частное        | 0,205                       |   |
| 2059.11.05 | кольцеобразное | 0,371                       |   |
| 2060.04.30 | частное        | 0,344                       |   |
| 2061.04.20 | «-»            | 0,949                       | В год 100-летия первого полёта человека в космос  |
| 2062.09.03 | «-»            | 0,186                       |   |
| 2065.02.05 | «-»            | 0,681                       |   |
| 2065.07.03 | «-»            | 0,093                       |   |
| 2069.04.21 | «-»            | 0,310                       |   |
| 2072.09.12 | «-»            | 0,559                       |   |
| 2075.07.13 | кольцеобразное | 0,855                       |   |
| 2076.11.26 | частное        | 0,721                       |   |
| 2079.05.01 | «-»            | 0,366                       |   |
| 2081.09.03 | «-»            | 0,540                       |   |

Визуализация некоторых затмений, приведённых в таблице 2:



**Рис. 11.** Солнечное затмение 12 августа 2026 г. низко над горизонтом. Визуализация в программе «Stellarium».



**Рис. 12.** Кольцеобразное солнечное затмение 21 июня 2039 г. Визуализация в программе «Stellarium».

### **Выводы**

Полные солнечные затмения представляют интерес как для астрономов-любителей, так и для астрономов-профессионалов. Затмения помогают уточнить элементы орбиты Земли вокруг Солнца и Луны вокруг Земли, размеры всех трёх космических тел, получить некоторые другие данные. Во время затмения 1919 года астроном Артур Эддингтон экспериментально проверил один из эффектов, предсказанных общей теорией относительности: во время полного солнечного затмения было измерено отклонение световых лучей звёзд в поле тяготения Солнца.

До начала космических исследований наблюдение полных солнечных затмений было единственной возможностью наблюдать и изучать солнечную корону. В наше же время научная ценность затмений для изучения короны снизилась из-за наличия космических аппаратов, которые могут наблюдать её в круглосуточном режиме в разных диапазонах спектра. Однако подготовка и осуществление космической миссии стоит весьма дорого, поэтому их реализация не всегда осуществляется. В связи с этим во время затмений можно было бы испытывать какую-то новую, оригинальную методику наблюдений и фиксации результатов, новое оборудование. Ценность затмений как редких явлений во взаимной конфигурации Солнца, Луны и Земли также остаётся высокой для уточнения орбит, размеров небесных тел.

### **Литература**

1. [http://astro.ukho.gov.uk/eclipse/Sankt-Peterburg\\_Russian\\_Federation.html](http://astro.ukho.gov.uk/eclipse/Sankt-Peterburg_Russian_Federation.html) HMNAO Eclipse Portal: Solar Eclipses in the period 1501 CE to 2100 CE
2. *Святский Д.О.* Астрономические явления в русских летописях с научно-критической точки зрения. В книге Святский Д.О. Астрономия Древней Руси. – М.: Русская панорама, 2007, с. 45–49.
3. *Н.И. Невская.* Никита Иванович Попов. – Л.: Наука, 1977.
4. *Э.В. Кононович.* Солнечные затмения 22 июля 1990 г. и 11 июля 1991 г. Надежды и реальность. Астрономический календарь на 1992 год. М.: Наука, 1991. с. 268–277.
5. *М.В. Лукашова, Л.И. Румянцева.* Канон солнечных затмений для России, 1000–2050 гг. Труды ИПА РАН, вып. 7, «Эфемеридная астрономия», 2002.

## **SOLAR ECLIPSE IN SAINT-PETERSBURG**

**Khokhlov G.A.**

*Pulkovo Observatory, St-Petersburg*

In this article there is a speech about total solar eclipses and partial eclipses in the large phase, visible from St. Petersburg to its present boundaries in the distant past and future. A description of some of the historical observations of eclipses, made by Pulkovo astronomers from the territory of the Pulkovo Observatory and beyond.

## **СБЛИЖЕНИЕ ЗВЕЗД С ДВОЙНЫМИ ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ В ЯДРАХ ГАЛАКТИК КАК МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХСКОРОСТНЫХ ЗВЕЗД**

**Широкова К.С.<sup>1,2</sup>, Орлов В.В.<sup>1,2</sup>, Жуйко С.В.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>3</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ

*Рассмотрен один из возможных механизмов формирования сверхскоростных звезд – сближение звезды с двойной черной дырой. Взаимодействие рассмотрено в рамках двух подходов: общей задачи трех тел и задачи неподвижных центров. Показано, что в случае Галактики появление сверхскоростных звезд таким образом невозможно.*

### **Введение**

На сегодняшний день известно около 20 сверхскоростных звезд – объектов, скорости которых превышают скорость убегания из Галактики в точке их наблюдения. Предполагается, что большинство этих звезд вылетело из окрестностей центра Галактики. Одним из возможных сценариев, позволяющих этим звездам получать достаточно большую скорость, является сближение звезды и гипотетической двойной черной дыры в центре Галактики.

Существование в центре Галактики черной дыры массой около  $4 \cdot 10^6$  масс Солнца можно считать установленным фактом. Наличие гипотетической второй черной дыры сопоставимой массы рассматривается в ряде работ (например, [1, 2]), при этом на ее характеристики накладываются некоторые ограничения: так, в пределах большой полуоси (0.005 пк, 0.5 пк) ее масса не может превышать  $10^4$  масс Солнца.

Вопрос о результатах прохождения звезды вблизи такой двойной был рассмотрен в рамках 2 методов: задачи неподвижных центров и задачи трех тел. Варьировались такие параметры, как: масса второй черной дыры, расстояние между черными дырами, прицельное расстояние, скорость и угол подлета звезды относительно двойной.

### **Задача двух неподвижных центров**

В задаче двух неподвижных центров двойная черная дыра считается неподвижной, звезда движется под воздействием двойной. Для возможности применения этого метода необходимо выполнение некоторых условий: во-первых, звезда не должна оказывать заметного воздействия на черные дыры, во-вторых, интервал времени, на котором исследуется воздействие двойной на звезду, должен быть много меньше периода обращения двойной. Уравнения движения звезды интегрировались методом Рунге-Кутты 4 порядка с переменным шагом. Релятивистские эффекты не учитывались.

В рамках этой задачи выбросов звезды зафиксировано не было. Такой результат можно объяснить ограничениями на скорость, вытекающими из интеграла энергии. Подробнее результаты и ограничения описаны в [3].

### **Задача трех тел**

В этом случае интегрировалась общая задача трех тел. Случайным образом выбирались углы, характеризующие начальное направление движения, и прицельное расстояние звезды. Варьировались такие параметры, как масса второй черной дыры ( $10^4$ ,  $10^5$ ,  $10^6$  масс Солнца), большая полуось двойной (от 0.01 пк до 3 пк), эксцентриситет орбиты двойной (0, 0.7 и 0.9). Нулевое значение эксцентриситета соответствует круговой орбите, а 0.7 упоминается в [2]. Для каждого набора параметров было произведено 1000 запусков звезды. Более полное описание метода и параметров задачи можно найти в [3].

### Результаты

В таблице приведены результаты расчетов в рамках задачи трех тел для случаев значения эксцентриситета 0, 0.7 и 0.9 в зависимости от полуоси двойной системы и массы второго компонента. Первое число – количество звезд (из 1000), долетевших до расстояния 50 пк от центра системы, второе – количество звезд, скорость которых превысила критическую, равную 1200 км/с. Эти звезды должны покинуть Галактику.

| a \ M   | e = 0           |                 |                 | e = 0.7         |                 |                 | e = 0.9         |                 |                 |
|---------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
|         | 10 <sup>4</sup> | 10 <sup>5</sup> | 10 <sup>6</sup> | 10 <sup>4</sup> | 10 <sup>5</sup> | 10 <sup>6</sup> | 10 <sup>4</sup> | 10 <sup>5</sup> | 10 <sup>6</sup> |
| 0.01 пк | 179/1           | 804/71          | 964/264         | 145/8           | 760/66          | 970/274         | 73/6            | 720/37          | 964/231         |
| 0.03 пк | 292/0           | 864/11          | 987/28          | 244/3           | 888/36          | 990/86          | 141/1           | 843/12          | 983/74          |
| 0.07 пк | 308/0           | 893/0           | 994/0           | 296/0           | 925/9           | 993/26          | 178/1           | 875/6           | 996/36          |
| 0.1 пк  | 341/0           | 899/0           | 997/0           | 340/0           | 933/3           | 997/16          | 202/0           | 901/0           | 1000/21         |
| 0.2 пк  | 343/0           | 898/0           | 997/0           | 363/0           | 943/2           | 999/6           | 215/0           | 910/0           | 999/9           |
| 0.3 пк  | 355/0           | 914/0           | 997/0           | 369/0           | 963/1           | 999/1           | 255/0           | 914/0           | 1000/6          |
| 0.5 пк  | 380/0           | 915/0           | 1000/0          | 392/0           | 966/0           | 998/0           | 274/0           | 928/0           | 999/1           |
| 0.7 пк  | 383/0           | 922/0           | 1000/0          | 407/0           | 971/0           | 999/0           | 324/0           | 924/0           | 999/1           |
| 1 пк    | 401/0           | 914/0           | 1000/0          | 432/0           | 970/0           | 998/0           | 302/0           | 931/0           | 1000/0          |
| 3 пк    | 441/0           | 924/0           | 924/0           | 479/0           | 974/0           | 1000/0          | 355/0           | 938/0           | 1000/0          |

### Выводы

1. В рамках задачи двух неподвижных центров не удается сгенерировать сверхскоростные звезды из-за ограничений, связанных с консервативностью этой системы.
2. В рамках общей задачи трех тел возможно образование сверхскоростных звезд; частота их появления сильно возрастает с увеличением массы второй черной дыры.
3. В рамках общей задачи трех тел доля звезд, достигающих пограничного расстояния 50 пк, уменьшается с ростом тесноты системы, доля сверхскоростных звезд увеличивается.
4. В случае Галактики рассмотренный механизм неприменим, т.к. при возможных значениях параметров задачи формирования сверхскоростных звезд не происходит.

### Литература

1. *Mapelli M., Gualandris A., Astrophysical Black Holes, Lecture Notes in Physics, 905, 205(2016).*
2. *Merritt D., Gualandris A., Mikkola S., Astrophys. J., 693, L35 (2009).*
3. *Жуйко С.В., Орлов В.В., Широкова К.С., Сверхскоростные звезды как результат сближений звезд с массивными двойными черными дырами в ядрах галактик, АЖ, в печати.*

### RAPPROCHEMENT OF STAR WITH BINARY BLACK HOLE IN GALAXY CORES AS HYPERVELOCITY STARS GENERATION MECHANISM

**Shirokova K.S.<sup>1,2</sup>, Orlov V.V.<sup>1,2</sup>, Zhuiko S.V.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Numerical simulations of star movement in binary black hole gravitational field is done. Two models of calculations are considered. Probability of hypervelocity stars formation as a result of such interactions is obtained. It is shown that this mechanism of hypervelocity star formation is possible in the case of close massive binary black hole systems in galactic nuclei. It is also shown that this mechanism is not applicable for out Galaxy.

## ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ RZ PSC

Шульман С.Г.<sup>1,2</sup>, Гринин В.П.<sup>1,2</sup>

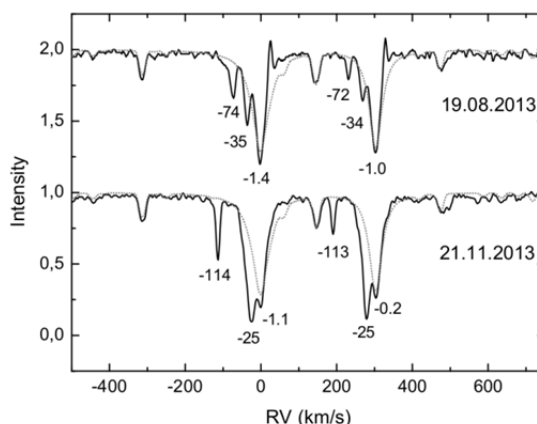
<sup>1,2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>1,2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

*В спектре звезды RZ Psc наблюдаются быстропеременные системы абсорбционных компонент. В данной работе реализован алгоритм учёта рассеяния излучения звезды в околозвёздной среде со сложной геометрической формой. С его помощью рассматривается возникновение наблюдаемых абсорбционных компонент в рамках гипотезы о взаимодействии вращающейся магнитосферы звезды с околозвёздным диском в режиме магнитного пропеллера.*

### Введение

В спектрах некоторых молодых звёзд наблюдаются быстропеременные системы узких смещённых в коротковолновую сторону спектра абсорбционных компонент в ряде линий металлов (Na I D, K I 7699 Å, Ca II IR triplet). На данный момент, больше всего наблюдательных данных накоплено для компонент в линиях резонансного дублета натрия, возникающих в спектре RZ Psc (см. рис. 1) [1, 2]. Условия образования наблюдаемых абсорбционных компонент остаются не до конца понятными.



**Рис. 1.** Участок спектра RZ Psc в окрестности резонансного дублета натрия D Na I по данным работы [1]. Пунктиром показан синтетический спектр.

В данной работе реализован эвристический метод учёта резонансных рассеяний в спектральной линии в предположении о небольшой оптической толщине рассеивающей среды. Предложенный метод позволил проводить моделирование спектров, возникающих при прохождении излучения звезды через околозвёздное вещество, занимающее в пространстве сложную геометрическую форму, существенно быстрее, чем при использовании метода Монте-Карло. Проводимое численное моделирование спектров используется для анализа гипотезы о предположительно возникающей около звезды струе вещества, отбрасываемого при взаимодействии аккреционного диска с магнитосферой звезды [1]. Результат моделирования сравнивается с наблюдениями, и анализируются имеющиеся расхождения.

### Характеристики рассеяний

Мы предполагали, что оптическая толщина рассеивающей среды мала в рассматриваемой линии и пренебрежимо мала в континууме, что позволяет рассматривать только рассеяния в линии. Индикатрису рассеяния мы считали сферической, а вероят-

ность выживания фотона приняли равной единице. Частота фотона, взаимодействующего с движущейся средой, изменяется согласно эффекту Доплера, который приводит к смещению компонент относительно лабораторной частоты рассматриваемого перехода. Мы считали, что абсорбционные компоненты имеют доплеровские профили коэффициента поглощения, хотя, на данный момент, его точной формой можно пренебречь.

### Метод вычислений

Процесс переноса излучения моделируется путём учёта траекторий движения отдельных пучков фотонов, испускаемых точечным источником. Малая оптическая толщина рассеивающего вещества позволяет учитывать только однократные рассеяния фотонов.

В основу методики учёта рассеяний фотонов положено введение дискретизации пучков фотонов по направлениям и длинам волн: изучаемая область длин волн делится на равные по величине интервалы, а в пространстве вводится равномерная сетка направлений. Рассеивающая среда аппроксимируется множеством плоских рассеивающих площадок.

Метод позволяет оптимальным образом учитывать все возможные в рамках введённой дискретизации траектории пучков фотонов. В каждом интервале длин волн в каждом из возможных направлений испускается ровно один пучок фотонов с весом, зависящим от интенсивности излучения звезды. При рассеянии в среде пучок фотонов разделяется на прошедшую сквозь среду часть и части, рассеявшиеся во всех направлениях пространственной дискретизации, пропорционально вероятности рассеяния одиночного фотона. Веса образовавшихся при разделении пучков фотонов определяются исходя из оптической толщины среды и индикатрисы рассеяния. В сумме они равны весу изначального пучка фотонов.

По сравнению с часто используемым в задачах переноса излучения методом Монте-Карло, предложенный метод даёт существенное преимущество в быстродействии.

### Геометрия рассеивающей среды

Существующие теории взаимодействия вращающейся магнитосферы звезды с аккреционным диском позволили предположить, что в случае RZ Psc возможно взаимодействие в режиме магнитного пропеллера. Для этого необходимо крупномасштабное магнитное поле, напряжённостью не менее 300 Гс [2]. В таком случае, отбрасываемое от звезды вещество может образовывать в пространстве спираль (см. рис. 2).

За пределами альвеновского радиуса магнитное поле магнитосферы звезды перестаёт контролировать движение струи. Это обстоятельство позволило нам моделировать её движение в баллистическом приближении [1, 3, 4].

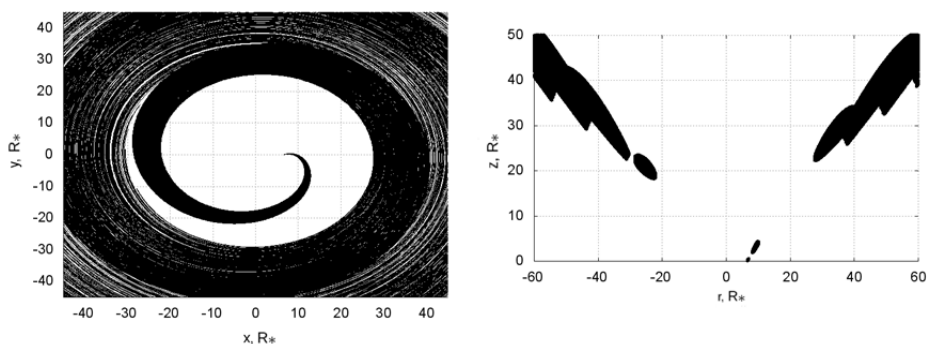


Рис. 2. Первые витки струи: вид сверху (слева) и сечение плоскостью  $y = 0$  (справа).

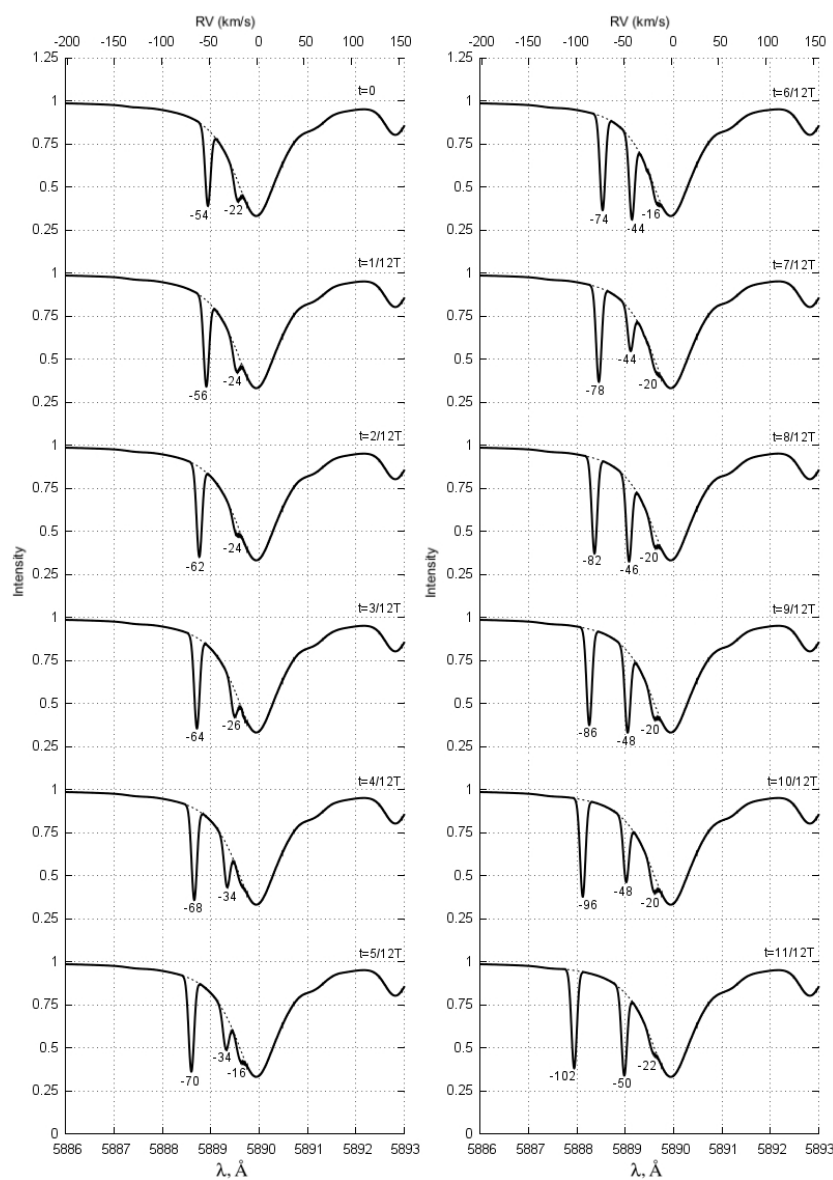


Исследования формы струи показали, что возможна ситуация, когда несколько витков ложатся на поверхность конуса, что позволяет лучу зрения пересекать струю несколько раз. Расширение струи приводит к уменьшению оптической толщины её витков, поэтому вдали от звезды образуются абсорбционные компоненты меньшей глубины.

### Модельные спектры

Для получения модельных спектров мы брали за основу синтетический спектр RZ Psc, на который накладывали абсорбционные детали, возникающие в околозвёздной среде. Результаты сравниваются с наблюдениями, полученными в КРАО и Таиландской национальной обсерватории [2].

Представленное на рис. 3 решение наилучшим образом соответствует наблюдениям. Оно показано двенадцатью модельными спектрами, полученными на разные моменты  $t$  периода переменности спектров  $T$ . На полученных спектрах отчётливо видны две или три дискретные абсорбционные компоненты со смещениями, соответствующими скоростям в диапазоне 20–120 км/с.



**Рис. 3.** Модельные спектры.

Часть наблюдательных спектров хорошо получается в модели, другие получить не удаётся. Частично этот недостаток может быть скомпенсирован известным для молодых звёзд явлением нестабильности аккреции, также приводящим к флуктуациям истечения вещества. Если принять это во внимание, заметная часть наблюдаемых спектров уложится в модель.

Тем не менее, полного соответствия модели и наблюдений добиться всё равно не удаётся, поскольку, даже при малых флуктуациях истечения вещества, некоторые особенности наблюдаемых спектров останутся плохо объяснимы [5].

Расчёты показали, что возникающая при рассеянии эмиссия в резонансных линиях натрия на три порядка слабее континуума, что делает невозможным её обнаружение при наблюдениях [5]. В реальных наблюдениях она и не была обнаружена.

### **Заключение**

В предположении о взаимодействии магнитосферы с аккреционным диском в режиме магнитного пропеллера, было проведено моделирование абсорбционных компонент в линиях резонансного дублета натрия. Для моделирования использовался специально разработанный алгоритм, позволивший существенно ускорить вычисления.

Полученные спектры похожи на наблюдаемые. В некоторых случаях удалось добиться хорошего согласования модельных спектров с наблюдаемыми. Полного соответствия модели и наблюдений добиться не удаётся. Возможно, что это связано с ожидаемой для звезды со слабыми темпами аккреции и истечения вещества нестабильностью истечения вещества.

Мы показали, что простая модель не может полностью объяснить наблюдаемые спектры. Физические процессы, приводящие к возникновению наблюдаемых абсорбционных компонент сложны и, безусловно, заслуживают более детального изучения. Более подробно результаты исследования изложены в работе [5].

### **Литература**

1. *В.П. Гринин, И.С. Потравнов, И.В. Ильин, С.Г. Шульман*, ПАЖ 41, 444-454 (2015).
2. *I.S. Potravnov, D.E. Mkrtichian, V.P. Grinin, I.V. Ilyin, and D.N. Shakhovskoy*, Astronomy and Astrophysics, in press.
3. *С.Г. Шульман*, Астрофизика 58, 279-295 (2015).
4. *S.G. Shulman, V. P. Grinin and I. S. Potravnov*, Journal of Physics: Conference Series 661, 012012 (2015).
5. *С.Г. Шульман*, in preparation.

## **RESONANCE LINES FORMATION IN THE SPECTRUM OF RZ PSC**

**Shulman S.G.<sup>1,2</sup>, Grinin V.P.<sup>1,2</sup>**

<sup>1,2</sup>*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

<sup>1,2</sup>*The Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

The nature of the discrete absorption components systems with the fast variations in spectra of several young stars is discussed. The new fast method for resonance lines scatterings computations is presented. The method is used for the analyzing of the outflowing matter model proposed in recent papers. Model spectra were compared with the observation ones. It was shown that some model spectra are rather close to observations. However there are some significant discrepancies. There possible reason and explanation are touched upon. The conclusion about a future direction of this study is also made.

## **СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЯДА АСТЕРОИДОВ: КАЧЕСТВЕННАЯ И КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ**

**Щербина М.П.<sup>1,2</sup>, Резаева А.А.<sup>2</sup>, Бусарев В.В.<sup>1,3</sup>, Барабанов С.И.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,  
Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия*

*В данной работе представлены результаты наблюдений, вычислений и анализа спектров отражения 9 астероидов (АСЗ и Марс-кроссеров) в диапазоне 0.35–0.92 мкм. Наблюдения астероидов были проведены в 2013–2014 гг. с помощью 2-м телескопа с CCD-спектрографом обсерватории Пик Терскол для определения их таксономических классов и составов. Как показали результаты, некоторые из рассматриваемых астероидов имеют неоднородный состав вещества, что проявляется в неоднозначном определении таксономического класса. Наблюдаемые спектры отражения, а также их интерпретации представлены в нашей работе.*

### **1. Введение**

В настоящий момент в Солнечной системе обнаружены сотни тысяч астероидов. По состоянию на 29 июля 2016 года в базе данных Международного планетного центра насчитывалось 717 768 тела, из которых для 474 120 определены надежные орбиты и присвоен постоянный номер [1]. Однако, химико-минералогические свойства астероидов не известны. Рост числа открытий малых планет и малое количество информации о них приводит к необходимости широкого использования и развития дистанционных методов их исследования [2].

Следует подчеркнуть, что знание физических характеристик малых планет имеет важное значение. Поскольку за все время существования нашей планетной системы (около 4,6 млрд. лет) их вещество по сравнению с веществом больших планет подверглось минимальным эволюционным изменениям, то оно содержит информацию о наиболее ранних этапах ее развития. Таким образом, обобщенные физико-химические свойства астероидов являются ключом к пониманию происхождения и эволюции нашей планетной системы и позволяют реконструировать протекавшие в ней основные процессы [3].

Также в последнее время стало крайне актуальной проблема астероидно-кометной опасности [4]. Учитывая рост урбанизации, столкновения даже с некрупными телами может привести к разрушениям и многочисленным человеческим жертвам. Астероиды, которые рассмотрены в данной работе, являются телами, сближающимися с Землей, некоторые из них – потенциально опасные (ПОО) – космические объекты поправить стиль с орбитами, допускающими приближение к Земле на потенциально опасное расстояние, и имеющие достаточно большие размеры, чтобы столкновение вызвало ущерб [5].

Также, эти астероиды, как близкие к Земле объекты, в перспективе могут рассматриваться как источники потенциальных ресурсов (металлов, углеводородов и др.). В настоящее время рассматриваются проекты по захвату и вывод на окололунную орбиту околоземного астероида. Такой астероид может служить и источником ресурсов, и как новая база для внеземных наблюдений [6].

## **2. Астероиды, сближающиеся с Землей, и потенциально опасные астероиды**

Астероиды с перигельными расстояниями, меньшими или равными 1,3 а.е., принято называть астероидами, сближающимися с Землей (АСЗ) [7]. Все АСЗ принято подразделять на несколько групп в зависимости от величины их перигельного или афельного расстояния и большой полуоси. Каждая такая группа именуется по имени астероида – ее характерного представителя.

Астероиды типа Амура ((1221) Amor). Перигельные расстояния больше, чем афельное расстояние Земли. Астероиды этого типа могут приближаться к Земле извне, но не заходят внутрь орбиты Земли.

Астероиды типа Аполлона ((1862) Apollo). Перигельные расстояния меньше, чем афельное расстояние Земли, большие полуоси больше, чем у Земли. Астероиды этого типа могут проникать внутрь орбиты Земли.

Астероиды типа Атона ((2062) Aten). Большие полуоси меньше, чем у Земли, афельные расстояния больше перигельного расстояния Земли. Орбиты астероидов этого типа лежат в основном внутри орбиты Земли и только в окрестности афелиев выходят за ее пределы.

Астероиды типа Атира ((163693) Atira). Орбиты астероидов данного типа полностью располагаются внутри орбиты Земли.

Принадлежность астероида к типу Аполлона или Атона не означает, что орбита астероида обязательно пересекает орбиту Земли: в большинстве случаев пересечение имеет место только в проекции на плоскость эклиптики, в пространстве орбиты лишь скрещиваются. Реальное пересечение двух орбит имеет место тогда, когда орбита Земли проходит через один или оба узла орбиты тела на эклиптике. Если при этом Земля и тело оказываются на своих орбитах одновременно в непосредственной близости к узлу, то происходит столкновение.

Среди астероидов всех перечисленных групп выделяют потенциально опасные астероиды. К ним относят все астероиды, орбиты которых в настоящую эпоху сближаются с орбитой Земли до расстояний, меньших или равных 0,05 а.е. и абсолютная звездная величина которых не превышает 22,0. Если принять среднее значение альбедо астероидов равным 0,13, то этому условию соответствуют тела, превышающие 150 м в поперечнике. Считается, что тела меньшей величины не представляют серьезной угрозы для Земли, поскольку они в большинстве случаев сильно разрушаются при прохождении через атмосферу и в состоянии причинить лишь локальный ущерб. Потенциально опасные астероиды составляют примерно пятую часть всех АСЗ.

## **3. Методика измерения спектров твердых небесных тел.**

Астероиды являются безатмосферными телами, что делает их отличными объектами для спектроскопических наблюдений с помощью наземных телескопов [8].

Проведение дистанционной оценки состава вещества твердого небесного тела спектрофотометрическим методом можно разбить на три основных этапа:

- регистрация спектров отраженного астероидом солнечного излучения, а также ближайших к нему стандартных звезд солнечного типа для сравнения;
- моделирование (расчет) спектров отражения исследуемого объекта;
- химико-минералогическая интерпретация (качественная и количественная оценка) [9].

Измерение спектра любого испускающего свет небесного объекта выполняется принятым в астрофизике дифференциальным методом [2], т.е. путем сравнения световых потоков от этого объекта и стандартной звезды:

$$E(\lambda) = k E_{c3}(\lambda) [I(\lambda) / (I_{c3}(\lambda))] f(\lambda)^{-\delta M}. \quad (1)$$

Здесь  $E_{c3}(\lambda)$  – монохроматическая (на длине волны  $\lambda$ ) освещенность верхней границы земной атмосферы (условно) стандартной звездой в эрг/см<sup>2</sup>×с×Å, известная из некоторого опубликованного источника;

$I(\lambda)$  и  $I_{c3}(\lambda)$  – величины интенсивности излучения (количество фотонов за единицу времени) на приемнике от наблюдаемого объекта и стандартной звезды, соответственно, из которых исключен фон неба;

$f(\lambda)$  – функция спектральной прозрачности атмосферы, рассчитанная для данной наблюдательной ночи (считаем, что в течение ночи она постоянна);

$\delta M = M - M_{c3}$  – разность воздушных масс ( $M(z) = 1/\cos z$ ,  $z$  – зенитное расстояние) для объекта и стандартной звезды;

$k$  – некоторый постоянный коэффициент, зависящий от регистрирующей аппаратуры.

Назовём величину

$$\rho(\alpha, \lambda) = \Gamma_{\lambda} F(\alpha, \lambda) \quad (2)$$

спектральным коэффициентом (фактором) яркости (СКЯ) наблюдаемой полусферы астероида в системе плоского абсолютно белого ламбертового экрана с размером, равным среднему размеру астероида и условно находящимся рядом с ним ортогонально направлению солнечного освещения. Здесь  $\Gamma_{\lambda}$  – геометрическое альbedo, учитывающее интегральные физико-химические свойства наблюдаемой полусферы астероида;  $F(\alpha, \lambda)$  – фазовая функция астероида (при фазовом угле  $\alpha = 0$   $F(\alpha, \lambda) = 1$ ).

Если эта функция представлена в ограниченном спектральном диапазоне (который, как обыкновение, задается применяемой аппаратурой), то это и есть спектр отражения астероида при фазовом угле  $\alpha$ .

Главная проблема при получении астероидного спектра отражения (причем надо понимать, что он не регистрируется, а моделируется) состоит в том, что астероид и Солнце невозможно наблюдать одновременно или хотя бы с разницей в несколько часов в одинаковых атмосферных условиях. Поэтому используют солнечные аналоги, т.е. особенную группу звезд солнечного типа.

Если при наблюдениях астероида солнечный аналог одновременно используется и как стандартная звезда, то формула (2) приобретет следующий вид (считая, что  $E_{c3}(\lambda) \approx E_0(\lambda)$ ):

$$\rho(\alpha, \lambda) \approx k n I(\alpha, \lambda) f(\lambda)^{-\delta M} / I_{c3}(\lambda). \quad (3)$$

#### **4. Наблюдение и обработка данных**

В данной работе был проведён качественный и количественный анализ спектров отражения астероидов, в том числе потенциально опасных (т. е. сближающихся с орбитой Земли на расстояния, меньшие или равные 0.05 а. е.). Наблюдательные данные были получены С.И. Барабановым и другими сотрудниками ИНАСАН в 2013–2016 годах на обсерватории Терскол с использованием телескопа Цейс-2000 с ПЗС-камерой FLI PL4301E (поле 11'×11'), с разрешающей силой  $R \approx 100$ . Спектры были получены в диапазоне 0.35–0.7 мкм. Сведения о количестве наблюдательных ночей, количестве полученных спектров для каждого из астероидов и используемых стандартных звездах приведены в таблице 1.

Первичная обработка данных производилась при помощи программы DECH [10], применялись стандартные процедуры, такие как коррекция плоского поля, учет фона неба и т.д. Калибровка длин волн была выполнена по бальмеровской серии водорода спектра звезды  $\alpha$  Peg. Полученные спектры были нормированы на значение на длине волны 0.55 мкм. В качестве итоговых спектров взяты усредненные спектры (или единичные с лучшим отношением сигнал/шум). Частотная фильтрация и их полиномиальная аппроксимация проведена с помощью программного пакета ORIGIN 8.1.

**Таблица 1.** Количество наблюдательных ночей, количество полученных спектров для каждого из изученных астероидов.

| Астероид           | Количество наблюдательных ночей | Количество спектров | Используемые стандартные звезды |
|--------------------|---------------------------------|---------------------|---------------------------------|
| (9950 ESA) 1990 VB | 2                               | 5                   | HIP115604                       |
| (24445) 2000 PM8   | 2                               | 7                   | HIP115604                       |
| (329437) 2002 OA22 | 3                               | 9                   | HIP109931, HIP115604            |
| (20826) 2000 UV13  | 1                               | 8                   | HIP115604                       |
| (93768) 2000 WN22  | 1                               | 4                   | HD101364                        |
| (2055) Dvorak      | 2                               | 7                   | HD 91989                        |
| (4450) Pan         | 3                               | 7                   | HIP109931                       |
| (162385) 2000 BM19 | 1                               | 4                   | HIP115604                       |
| (337866) 2001 WL15 | 2                               | 15                  | HD129357, HD107633              |

Имея в распоряжении нормированные сглаженные спектры отражения астероидов, можно качественно судить об отношении их к тому или иному таксономическому классу и, соответственно, об их минералогии.

### **5. Качественная и количественная интерпретация спектров**

Качественная интерпретация и, собственно, оценка таксономического класса, проводилась при помощи стандартной классификации Толена [11–12]. Она и последующие базирующиеся на ней классификации успешно применяются для дистанционной качественной оценки химико-минералогического состава вещества астероидов по их спектральным характеристикам.

На рис. 1 представлен общий вид спектров, характерных для каждого из классов. С помощью кластерного анализа было выделено три основных таксономических класса, включающих более мелкие подклассы:

1. С-астероиды: их аналогами являются гидратированные минералы и окислы, а также метеориты углистые хондриты; отличаются низким геометрическим альбедо; в этот класс входит ~75% известных астероидов; подклассы: D, T, B, C, Fи G.

2. S-астероиды: их аналогами являются высокотемпературные силикатные минералы, а также метеориты обыкновенные хондриты; отличаются высоким геометрическим альбедо; в этот класс входит ~17% известных астероидов; подклассы: A, S, Q, R и V.

3. X-астероиды: имеют похожие по форме спектры отражения, но разные значения геометрического альбедо, поэтому включают такие разные по составу объекты как M-астероиды (их аналогами являются Fe-Ni-соединения, высокотемпературные силикатные минералы, железные и железо-каменные метеориты), E-астероиды (их аналогами являются низкожелезистые пироксены и метеориты ахондриты), P-астероиды (их аналоги: гидратированные минералы и окислы, некоторые типы углистых хондритов).

Эти спектры отражения мы берем в качестве эталонных при качественной оценке таксономических типов изучаемых астероидов.

Как пример, приведем полученный спектр отражения одного из астероидов, а именно 24445. Данный астероид принадлежит группе аполлонов, а также является потенциально опасным астероидом. Период обращения 24445 составляет 1200.28 сут, а период вращения астероида – 6.76 ч. Диаметр  $\approx 4$  км. Спектр рис. 2. – усредненный. Также на графике отображена полиномиальная аппроксимация спектра.

Данный астероид относится к высокотемпературным классам, о чем говорит общий положительный градиент его спектров отражения и сравнительно короткий период вращения, характерный для тела с высокой плотностью.

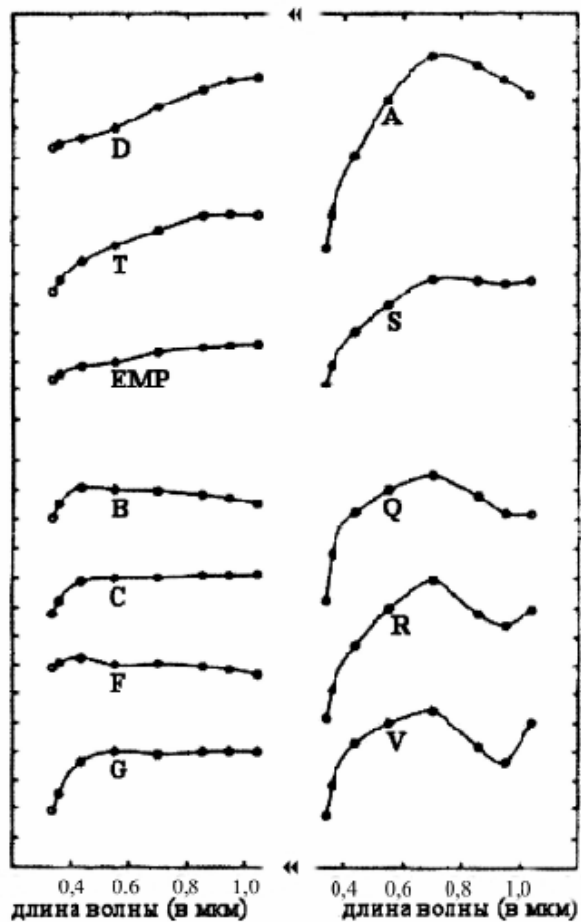


Рис. 1. Спектры отражения астероидов разных таксономических классов по Д. Толену.

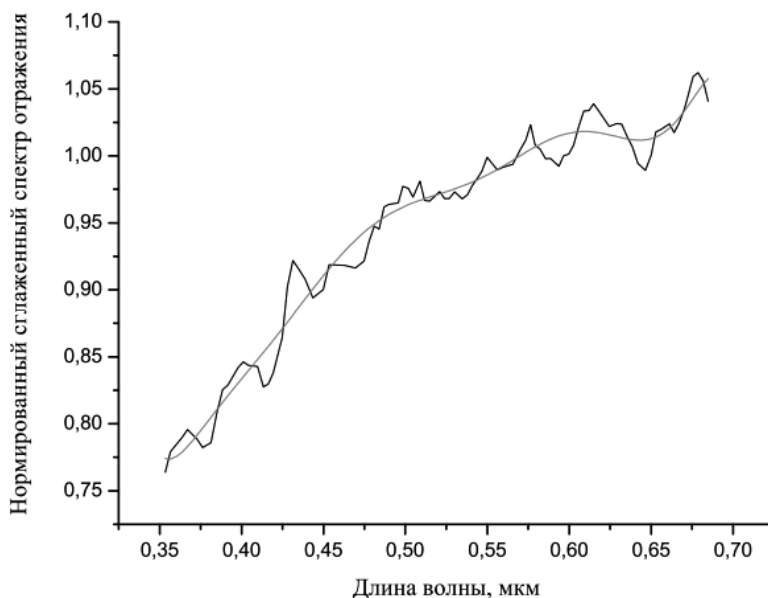


Рис. 2. Усредненный спектр астероида 24445 и его полиномиальная аппроксимация.

Для количественного анализа спектров отражения астероидов авторами была разработана программа на базе языка программирования MATLAB, позволяющая выполнять моделирование минерального состава твердого раздробленного вещества по его

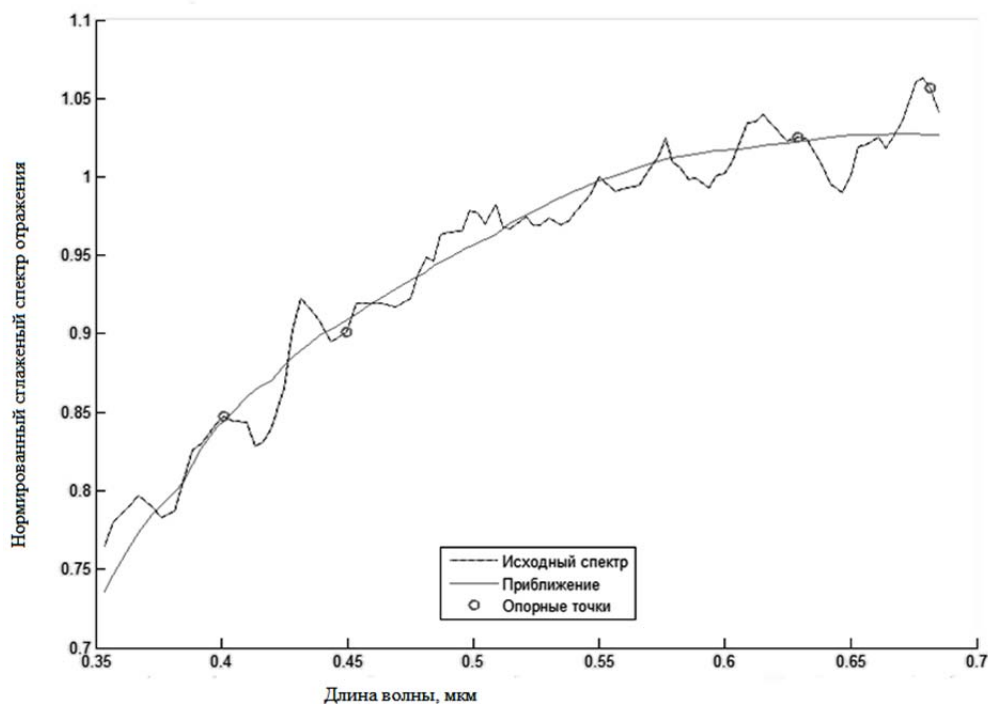
спектру отражения путем комбинирования спектральных данных всех известных минералов. Для этого была использована база спектральных данных о минералах RELAB Браунского университета (США) [13].

Разработанная программа работает с полученными нормированными и сглаженными спектрами отражения астероида. Исходя из особенностей рассматриваемого спектра, задается набор опорных длин волн, в которых осуществляется сравнение спектров отражения астероида и каждого минерала. Из базы данных программа подбирает такие 20 минералов, что их спектры отражения в каждой из выбранной точек менее остальных отличаются от исследуемого спектра отражения астероида. По числу опорных точек получается несколько наборов. Затем программа отбирает из выделенных наборов только те, которые совпадают во всех наборах. Подбираются весовые коэффициенты для каждого минерала такие, чтобы суммарный спектр минимально отличался от спектра отражения исследуемого астероида.

Программа выводит на один график нормированный спектр отражения астероида и его «модельное» приближение, а также список минералов, использованных в приближении, их веса и среднюю ошибку приближения.

Полученный в итоге работы программы список количественно характеризует минеральный состав астероида.

Как пример, представим обработку спектра данной программой и количественный анализ упомянутого выше астероида 24445 (рис. 3).



**Рис. 3.** Исходный нормированный спектр отражения астероида 24445, приближение, используемое программой для нахождения подходящих спектров, а также опорные точки.

Список минералов с их долевыми коэффициентами указан в итоговой таблице 2.

## **6. Результаты наблюдений и их интерпретация**

Результаты наблюдений представим в таблице 2, с указанием характеристик астероидов, а также количественной и качественной интерпретаций.



**Таблица 2.** Результаты наблюдений и их интерпретации: качественная (спектральный тип) и количественная (список минералов с указанием их содержания и ошибки приближения)

| Астероид              | Группа         | Спектральный тип | Количественная интерпретация                             |                              |                                  |
|-----------------------|----------------|------------------|--|------------------------------|----------------------------------|
|                       |                |                  | Минералы по аппроксимации спектрами минералов            | Содержание (в долях)         | Средняя ошибка приближения (в %) |
| (9950 ESA)<br>1990 VB | Амур           | A-S              | Авгит<br>Пироксен<br>Оливин                              | 0.38<br>0.21<br>0.21         | 5                                |
| (24445)<br>2000 PM8   | Аполлон<br>ПОА | S                | Пироксен<br>Плагиоклазы<br>Олигоклаз                     | 0.15<br>0.14<br>0.14         | 1                                |
| (329437)<br>2002 OA22 | Атон           | S                | Оливин<br>Клинохлор<br>Пироксен                          | 0.21<br>0.21<br>0.2          | 6                                |
| (20826)<br>2000 UV13  | Аполлон        | S                | Плагиоклазы<br>Стекло (аналог лунного реголита)<br>Авгит | 0.17<br>0.16<br>0.12         | 10                               |
| (93768)<br>2000 WN22  | Марс-кроссер   | S                | Плагиоклазы<br>Авгит<br>Пироксен<br>Шамозит              | 0.23<br>0.13<br>0.12<br>0.11 | 7                                |
| (2055)<br>Dvorak      | Марс-кроссер   | B                | Пироксен<br>Стекло (аналог лунного реголита)             | 0.42<br>0.20                 | 8                                |
| (4450) Pan            | Аполлон        | Q-R              | Форстерит<br>Авгит<br>Пироксен<br>Актинолит              | 0.13<br>0.12<br>0.12<br>0.12 | 4                                |
| (162385)<br>2000 BM19 | Атон           | Q-S              | Ортопироксен<br>Сапонит                                  | 0.08<br>0.08                 | 20                               |
| (337866)<br>2001 WL15 | Амур           | S                | Пироксен<br>Стекло (аналог лунного реголита)             | 0.29<br>0.14                 | 13                               |

## 7. Выводы

В результате работы были получены качественная и количественная интерпретация спектров группы астероидов, сближающихся с Землей.

Для астероидов (9950 ESA) 1990 VB, (24445) 2000 PM8, (329437) 2002 OA22, (93768) 2000 WN22, (2055) Dvorak и (4450) Pan были впервые определены спектральные классы.

Для астероидов (20826) 2000 UV13, (337866) 2001 WL15 подтверждено отношение к классу S [14], для (162385) 2000 BM19 также подтверждено отношение к высокотемпературным классам [15].

Авторами была разработана программа для количественной обработки спектров отражения. В большинстве случаев наличие минералов, предсказанных качественно, подтвердилось при количественной интерпретации, а также найдены новые минералы,

входящие в состав астероида, которые не противоречат определенному спектральному типу.

В дальнейших работах планируется увеличение группы исследованных подобным образом астероидов и уточнение использованных моделей.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-12-00071.

### Литература

1. The International Astronomical Union Minor Planet Center Asterank // Режим доступа: <http://www.minorplanetcenter.org/iau/lists/ArchiveStatistics.html> (дата обращения: 10.09.2016 г.)
2. Бусарев В.В. (2011) Спектрофотометрия астероидов и ее приложения / LAPLAMBERTA cad. Publish. GmbH & Co. KG, Саарбрюккен, 250 с.
3. Сафронов В.С. (1969) Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет / М.: Наука, с. 179–189.
4. Шустов Б.М., Рыхлова Л.В. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра // М.: Физматлит. – 2010. – 384 с.
5. Board S.S. et al. (2010) Defending Planet Earth: Near-Earth Object Surveys and Hazard Mitigation Strategies. – National Academies Press. С. 12–26.
6. Brophy J.R., Friedman L. Returning an entire near-earth asteroid in support of human exploration beyond low-earth orbit. – 2012.
7. Железнов Н.Б. (2004). Астероидно-кометная опасность: современное состояние проблемы // Физика космоса: Тр. – 2004.
8. Бусарев В.В. (1999). Спектрофотометрия безатмосферных тел Солнечной системы // Астрон. вестн., т. 33, № 2, с. 140–150.
9. Burns R.G. (1993). Mineralogical applications of crystal field theory / New York: Cambridge Univ. Press, 224 p.
10. Галазутдинов Г.А. (1992). Система обработки звездных Эшеле-спектров. II. Обработка спектров // Препринт Спец. астрофиз. обсерв., № 92, с. 27–52.
11. Tholen D.J. (1984). Asteroid taxonomy: From cluster analysis to photometry // Ph. D. thesis, The University of Arizona, 150 p.
12. Tholen D.J., Barucci M.A. Asteroid taxonomy // Asteroids II / Eds. Binzel R.P., Gehrels T. and Matthews M.S. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1989, p. 298–315.
13. KECK/NASAREflectance Experiment Laboratory // Режим доступа: <http://www.planetary.brown.edu/relab/> (дата обращения: 10.09.2016 г.)
14. Binzel R.P. et al. Observed spectral properties of near-Earth objects: results for population distribution, source regions, and space weathering processes // Icarus. 2004. Т. 170. № 2. С. 259–294.
15. Binzel, R.P. et al. Dynamical and compositional assessment of near-Earth object mission targets) (new spectra and taxonomy of 22 NEOs) (2004) // Meteorit. Planet. Sci. 39, 351-366.

### SPECTROSCOPIC STUDY OF SOME ASTEROIDS: QUALITATIVE AND QUANTITATIVE INTERPRETATIONS OF REFLECTANCE SPECTRA

Scherbina M.P.<sup>1,2</sup>, Rezaeva A.A.<sup>1</sup>, Busarev V.V.<sup>1,2</sup>, Barabanov S.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We have carried out observations, calculations and analyses of reflectance spectra in the range of 0.35–0.92  $\mu\text{m}$  of 9 asteroids (NEA-s and Mars-crossers). Observations of the asteroids were performed in 2013–2014, using 2-m telescope with a CCD-spectrograph of INASAN Terskol Observatory to estimate their taxonomic types and compositions.

The results show that some of studied asteroids have a heterogeneous composition of matter, according to variations of their reflectance spectra within close taxonomic classes. The obtained reflectance spectra and their interpretation are given in our report.

## СПИСОК АВТОРОВ

*Антошкин Л.В.* 5  
*Апетын А.А.* 11  
*Баляев И.А.* 11  
*Барабанов С.И.* 123  
*Баранников Е.А.* 93  
*Белова О.М.* 15  
*Бизуар К.* 49  
*Биколова Д.А.* 11  
*Боронина С.В.* 25  
*Ботыгина Н.Н.* 5, 29  
*Бусарев В.В.* 123  
*Глобина В.И.* 35  
*Гринин В.П.* 119  
*Емалеев О.Н.* 5  
*Ершова А.П.* 11, 41  
*Еселевич М.В.* 75  
*Жуйко С.В.* 117  
*Зотов Л.В.* 49  
*Измайлов И.С.* 11, 41  
*Ихсанов Н.Р.* 35, 65  
*Ким В.Ю.* 65  
*Ковадло П.Г.* 29, 75  
*Колобов Д.Ю.* 75  
*Коняев П.А.* 5  
*Копылов Е.А.* 5, 29, 75  
*Лукин В.П.* 5, 29, 75  
*Максимова Л.А.* 11  
*Носов В.В.* 75  
*Орлов В.В.* 117  
*Оськина К.И.* 11  
*Пастушенкова М.В.* 49  
*Петюр В.В.* 11  
*Резаева А.А.* 123  
*Рощина Е.А.* 11, 41  
*Селин А.А.* 29  
*Сидоренков Н.С.* 49  
*Смирнов А.А.* 85  
*Сюсина О.М.* 93  
*Хайбрахманов С.А.* 97  
*Ховричев М.Ю.* 11  
*Холтыгин А.Ф.* 25  
*Хохлов Г.А.* 107  
*Широкова К.С.* 117  
*Шиховцев А.Ю.* 29, 75  
*Шульман С.Г.* 119  
*Шумилов А.А.* 11  
*Щербина М.П.* 123