

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 59

МАЙ, 2016

ВЫПУСК 2

- ПАМЯТИ А. Т. КАЛЛОГЛЯНА 169
 ПЕРИОДИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ ТИПА
 Т ТЕЛЬЦА V716 Per ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОЙ И
 ИНФРАКРАСНОЙ ФОТОМЕТРИИ
*О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, А.А.Архаров, А.О.Семенов,
 С.Г.Сергеев, Н.В.Ефимов* 171
- МАГНИТНЫЕ ЗВЕЗДЫ ПОСЛЕ ФАЗЫ ХАЯШИ. I
Ю.В.Глаголевский 191
- IV-Й БОЛЬШОЙ МИНИМУМ ВИЗУАЛЬНОГО БЛЕСКА
 R CrB. I. UBVR_cI_c ФОТОМЕТРИЯ
А.Э.Розенбуш 213
- ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ
 РАДИОИСТОЧНИКОВ ЗС 120 И СТА 102 С ПРИМЕНЕНИЕМ
 АНАЛИЗА СИНГУЛЯРНОГО СПЕКТРА И ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА
А.И.Донских, М.И.Рябов, А.Л.Сухарев, М.Аллер 231
- ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА
 РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ
А.Л.Сухарев, М.И.Рябов, А.И.Донских 245
- ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В СЛУЧАЕ ЧАС-
 ТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПЕРВИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ
 ИЗЛУЧЕНИЯ
А.В.Дементьев 263

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլոցյան (Հայաստան)

Ժ Ալեւյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան) Մ Տոթալտոտ (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), А.Г.Никогосян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачикян (Армения), А.М.Черепашук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24'
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrofiz@sci.am



Памяти А.Т.Каллогляна

Бюраканская астрофизическая обсерватория и редакция журнала "Астрофизика" понесла тяжелую утрату. После непродолжительной болезни на 86-м году ушел из жизни один из старейших сотрудников обсерватории, ответственный секретарь журнала "Астрофизика" Арсен Тигранович Каллоглян.

Родился А.Т.Каллоглян 10-го января 1931-го года в г. Алеппо в Сирии. После окончания Великой отечественной войны его семья иммигрировала в Армению, где он продолжил свое школьное образование и в 1948г. поступил в Ереванский государственный университет на недавно открывшееся отделение астрофизики. Спустя два года после окончания университета в 1953г. А.Т.Каллоглян поступил в аспирантуру, где его научным руководителем был В.А.Амбарцумян.

Научная деятельность А.Т.Каллогляна полностью была посвящена различным аспектам физики галактик, их групп и скоплений. Он был одним из первых, кто начал изучать галактики с перемычкой и их связь с окружением. При его непосредственном участии начинались наблюдения и исследование галактик Маркаряна, которые имеют важное значение для внегалактической астрономии в целом. Известны его работы, посвященные морфологическому и колориметрическому исследованию различных типов

галактик, функции светимости, а также компактным группам компактных галактик.

Большая часть исследований А.Т.Каллогляна была выполнена в сотрудничестве с астрономами Германии, Италии, Франции, Болгарии и Грузии. Велика заслуга Арсена Тиграновича, как ответственного секретаря журнала "Астрофизика", в обеспечении непрерывной редакционной работы и повышении международного рейтинга журнала. В должности ответственного секретаря он проработал 37 лет.

**Редакционная коллегия
ж. "Астрофизика"**

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА V716 Per ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОЙ И ИНФРАКРАСНОЙ ФОТОМЕТРИИ

О.Ю.БАРСУНОВА¹, В.П.ГРИНИН^{1,2}, А.А.АРХАРОВ¹, А.О.СЕМЕНОВ¹,
С.Г.СЕРГЕЕВ³, Н.В.ЕФИМОВА¹

Поступила 24 декабря 2015

Приводятся результаты многолетних фотометрических наблюдений звезды типа Т Тельца V716 Per в оптической и ближней инфракрасной областях спектра (полосы *VRI* и *JHK*, соответственно). Подтверждено существование периода в изменениях оптического блеска звезды, обнаруженного ранее другими авторами. Значение периода по нашим данным равно 7.50 дня. Период стабилен на всем интервале наших наблюдений (около 12 лет), хотя форма и амплитуда фазовых кривых блеска меняется от сезона к сезону. Впервые показано, что этот период присутствует также и в изменениях инфракрасных потоков в полосах *JHK*. Показано также, что в изменениях блеска звезды кроме короткого периода наблюдается медленная волна, продолжительность которой сравнима с интервалом наших наблюдений. В ходе анализа фотометрического поведения звезды рассмотрены две модели переменности: а) поверхностная активность, вызванная существованием на звезде холодных (магнитных) пятен, б) переменность типа AA Tau, обусловленная периодическими затмениями звезды собственным околос звездным диском, внутренняя область которого вспучена (warped) в результате взаимодействия с магнитосферой звезды. Показано, что последняя из них лучше соответствует оптическим наблюдениям. В инфракрасной области спектра эта модель только частично ответственна за наблюдаемую переменность. В полосе *K* основной вклад в переменность дают изменения светимости внутреннего диска, вызванные флуктуациями темпа аккреции.

Ключевые слова: *звезда V716 Per периодическая модуляция блеска: оптическое и инфракрасное наблюдения*

1. Введение. В этой работе мы продолжаем исследование фотометрической активности звезд в молодом скоплении IC 348. Средний возраст звезд в скоплении составляет 2-3 млн. лет [1]. Основная часть членов скопления - это молодые маломассивные звезды типа Т Тельца. Основная трудность в изучении фотометрической активности этих звезд заключается в том, что совершенно разные механизмы переменности могут сопровождаться похожими изменениями блеска и показателей цвета звезд (см., например, статью Хербста и др. [2] и цитированные в ней работы). Во многих случаях необходимы продолжительные ряды наблюдений, чтобы проверить стабильность обнаруженных периодов. При изучении переменности молодых звезд с околос звездными дисками наиболее информативны наблюдения в широком интервале длин волн, включающем как оптическую, так и инфракрасную области спектра (см., например, [3-8]).

В предыдущих статьях [9-11] мы выполнили детальное исследование 5 звезд скопления IC 348. Три из них демонстрируют переменность типа UX Ori, обусловленную изменениями околозвездной экстинкции и свидетельствующую о небольшом наклоне околозвездных дисков к лучу зрения [12]. У двух звезд наблюдаются периодические изменения блеска, также предположительно вызванные изменениями околозвездной экстинкции: в одном случае - в общем диске, окружающем двойную систему, состоящую из звезды типа Т Тельца и маломассивного компаньона (V718 Per, [10]), в другом случае (V695 Per, [11]) - в околозвездном диске, возмущенном магнитосферой звезды. Прототипом последних является звезда AA Tau, детально исследованная Бувье и др. [13].

В нашей статье объектом исследования является еще одна звезда типа Т Тельца в скоплении IC 348 - V716 Per ($\alpha = 03:44:38.54$, $\delta = +32:08:00.65$). Она имеет спектральный класс M 1.25 [1]) и демонстрирует сходное фотометрическое поведение [14,15].

2. Наблюдения. Для анализа фотометрического поведения V716 Per мы использовали выполненные нами оптические и инфракрасные наблюдения соответственно в полосах *VRI* и *JHK*. Оптические наблюдения проводились с 2003 по 2015гг. на телескопе АЗТ-8 (0.7 м) Крымской астрофизической обсерватории с помощью CCD камер: AP7p, размером 511x511 пикселей и размером пикселя 24x24 микрона, и ST-7, размером 765x510 пикселей и размером пикселя 9x9 микрон. Все изображения были исправлены за неравномерность чувствительности матрицы (flat-field), темновой ток (dark) и нуль-пункт (bias). Измерения блеска звезд выполнялись методом апертурной фотометрии в инструментальных полосах *u*, *g*, *i* и приводились к фотометрической системе Johnson-Cousins *V*, *R*, *I*. В качестве звезд сравнения мы использовали H139, H205, H210 (Гринин и др. [16]). Ошибка измерений в полосе *V* в зависимости от состояния блеска звезды была от 0^m.03 (максимум блеска) до 0^m.15 (минимум блеска). Точность фотометрии в полосах *R* и *I* в среднем не хуже 0^m.05.

Фотометрические наблюдения в ближней ИК области спектра (полосы *JHK*) выполнялись с 2007 по 2015гг. на Пулковском телескопе АЗТ-24 (1.1 м), установленном в обсерватории Campo Imperatore (Италия), с помощью инфракрасного фотометра-спектрометра SWIRCAM и CCD камеры HgCdTe PICNIC размером 256x256 пиксел. Поле зрения составляло 4.4x4.4 угловых минуты, что соответствует угловому размеру одного пикселя 1".04. Предварительная обработка наблюдений проводилась стандартным методом, включающим удаление плохих пиксел, коррекцию за плоское поле и вычитание фона неба. Измерения блеска выполнялись методом дифференциальной апертурной фотометрии относительно трех звезд сравнения: LNB 79, V917 Per и V918 Per. Эти три звезды показывают

стабильность блеска в *JHK* полосах в пределах одной сигмы ($0^m.02$). Точность измерений V716 Per во всех трех полосах не хуже $0^m.06$.

Результаты оптической и инфракрасной фотометрии V716 Per приведены в Приложении 2.

3. *Результаты.* На рис.1 приведена гистограмма фотометрической активности V716 Per. Такая гистограмма характерна для звезды типа UX Opi: ее блеск флуктуирует вблизи яркого состояния, глубокие минимумы наблюдаются редко.

На рис.2 приведены кривые блеска V716 Per в полосе *I* и ИК-полосах

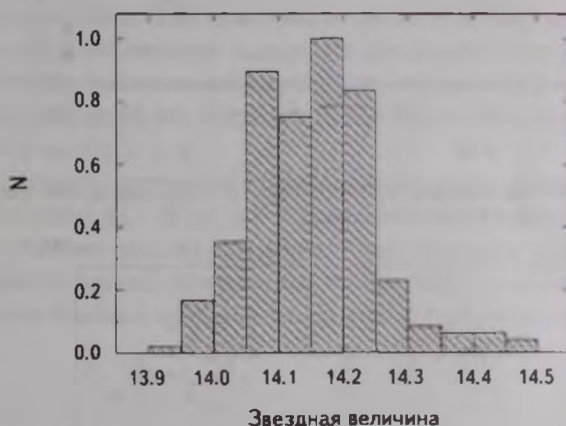


Рис.1. Гистограмма фотометрической активности V716 Per в полосе *I*.

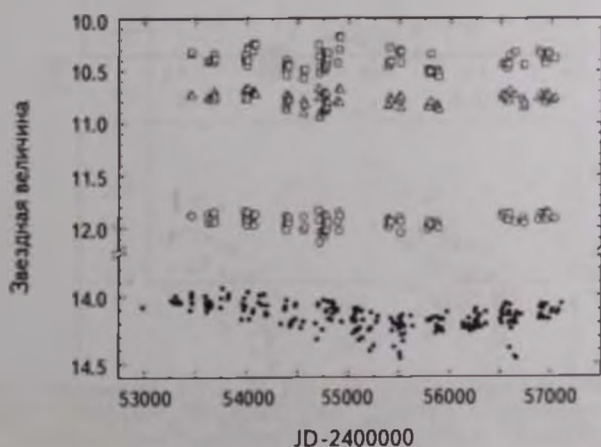


Рис.2. Кривые блеска V716 Per в полосах *I, J, H, K* во всех наблюдательных сезонах. Обозначения: квадраты — данные в *K*, треугольники — в *H*, незаполненные кружки — в *J*, заполненные кружки — в *I*.

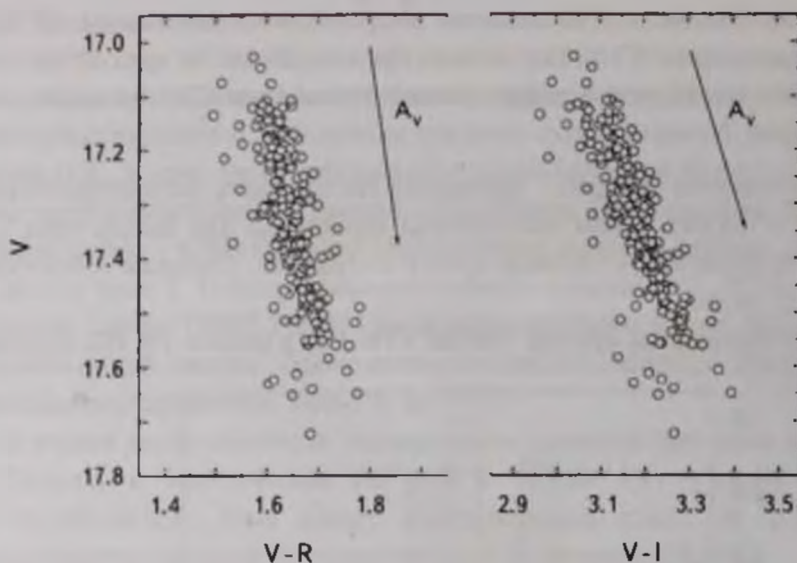


Рис.3. Диаграммы "цвет-величина" $V/(V-R)$ и $V/(V-I)$. Стрелками указано направление стандартного закона межзвездного поглощения.

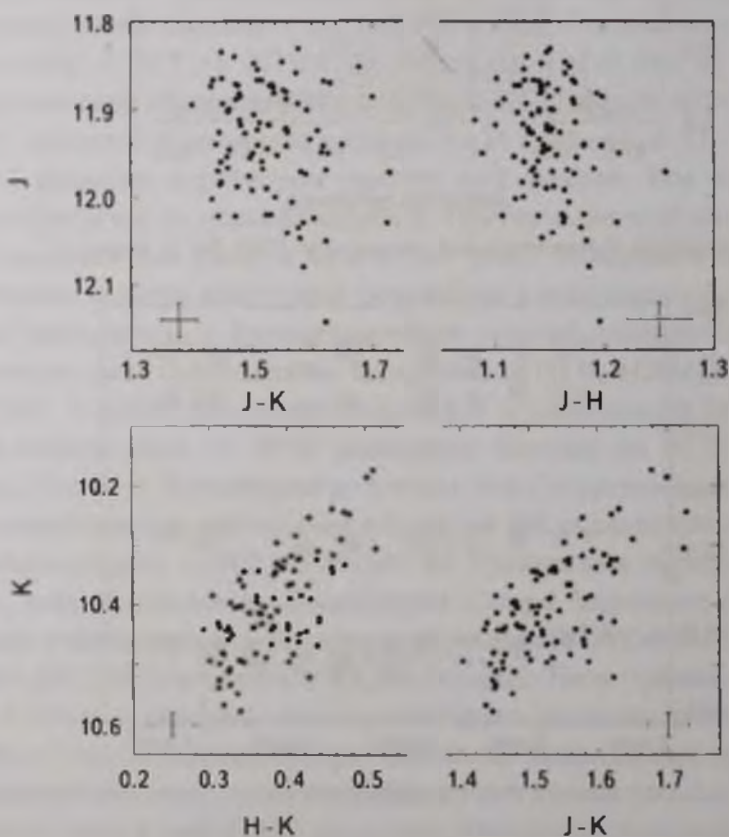


Рис.4. Диаграммы "цвет-величина" в ближнем ИК диапазоне. На графиках приведена точность наблюдений в ИК-полосах.

JHK. Видно, что как в оптике, так и в ИК-полосах, наблюдаются малоамплитудные колебания блеска. В оптике они дополняются несколькими алголеподобными затмениями с амплитудой до $0^m.3$. С другой стороны, в полосе *K* наблюдается небольшой всплеск блеска с амплитудой примерно $0^m.2$. Так же в обоих диапазонах заметно медленное изменение блеска от сезона к сезону, проявляющееся в обоих диапазонах, но более ярко выраженное в оптической области спектра и имеющее, возможно, циклический характер.

Ослабление блеска звезды в оптике сопровождается покраснением цвета (рис.3), которое может быть результатом одного из двух механизмов: магнитная активность на поверхности звезды или селективное поглощение излучения околозвездной пылью. На диаграммах указано направление стандартного закона межзвездного поглощения. Заметим, что среднее значение межзвездного покраснения для звезд скопления IC 348: $A_V = 3.2$ (Луман и др. [1]).

В отличие от оптической области спектра на инфракрасных диаграммах "цвет-величина" $J/(J-H)$ и $J/(J-K)$ нет какого-то выделенного направления (рис.4). И более того, на диаграммах "цвет-величина" $K/(J-K)$ и $K/(H-K)$ наблюдается картина, обратная той, что мы видим в оптическом диапазоне: с падением блеска в полосе *K* звезда голубеет. Проверка каждого наблю-

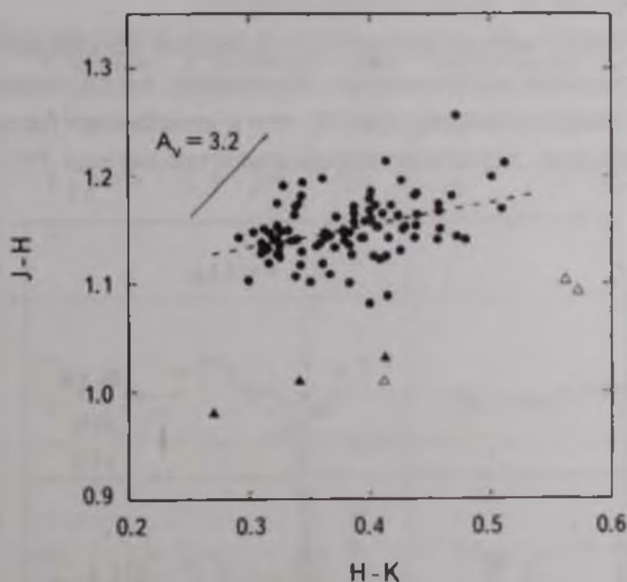


Рис.5. Диаграмма $(J-H)/(H-K)$. Стрелкой указано направление стандартного закона межзвездного поглощения. Пунктирная линия - линейная аппроксимация наблюдательных данных с коэффициентом корреляции $r = 0.4$. Треугольники - результаты моделирования, взятые для сравнения из статьи [17] (см. раздел 4.4). Черные треугольники - темп аккреции $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, белые треугольники - темп аккреции $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. В каждой модели варьировался размер внутренней полости диска, вызванной существованием магнитосферы: 1, 2 и $4 R_{\odot}$ (возрастание радиуса - справа налево).

дательного сезона в отдельности показала, что поведение цвета на диаграмме "цвет-величина" не изменяется от сезона к сезону.

Из двухцветной диаграммы $(J-H)/(H-K)$ следует, что между этими цветами имеется небольшая корреляция (коэффициент корреляции $r=0.4$). Для сравнения на этой диаграмме приведено направление стандартного закона межзвездного поглощения, а также (разными значками) результаты моделирования из статьи Карпентер и др. [17], рис.5, которые мы обсудим ниже в разделе 4.

4. Обсуждение.

4.1. *Вращательная модуляция блеска.* Ранее в работах Хербста и др. [14], Козна и др. [15], Кизилоглу и др. [18], Литтлфейр и др. [19], Чеза и Бэлибер [20] был определен период оптической переменности, который укладывается в диапазон значений 7.3-7.631 дня. В основном, наблюдения суммарно длились не более нескольких месяцев. Отсюда - не очень высокая точность значений периода. Самый продолжительный фотометрический мониторинг, выполненный до нас Козном и др. [15], включил в себя пять наблюдательных сезонов. Анализ кривых блеска на этом временном интервале показал, что значение периода стабильно от сезона к сезону в пределах точности определения, при этом меняется форма и амплитуда колебаний на фазовой кривой блеска.

Наши наблюдения имеют значительно большую продолжительность, чем во всех предыдущих исследованиях. Временной анализ наших данных методом Ломба-Скэргла показал (рис.6), что в колебаниях блеска звезды V716 Рег в оптическом диапазоне прослеживается период $P=7.50 \pm 0.01$

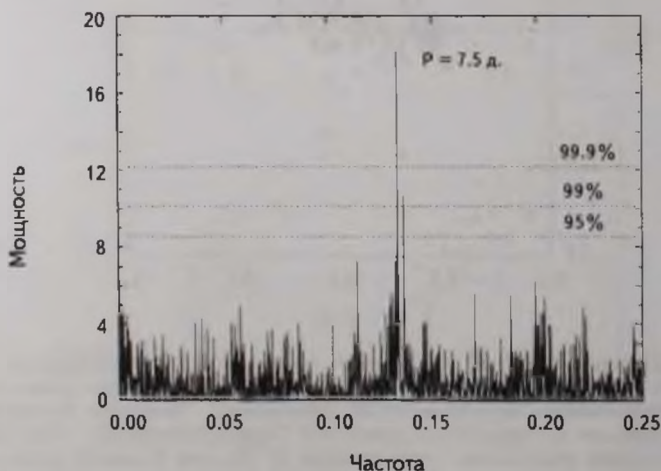


Рис.6 Спектр мощности фотометрического ряда V716 Рег в полосе I.

дня, что укладывается в указанный выше интервал значений P , полученных другими авторами. Из рис.7 видно, что фазовые кривые блеска в визуальной области спектра имеют немного размытую форму. Учитывая

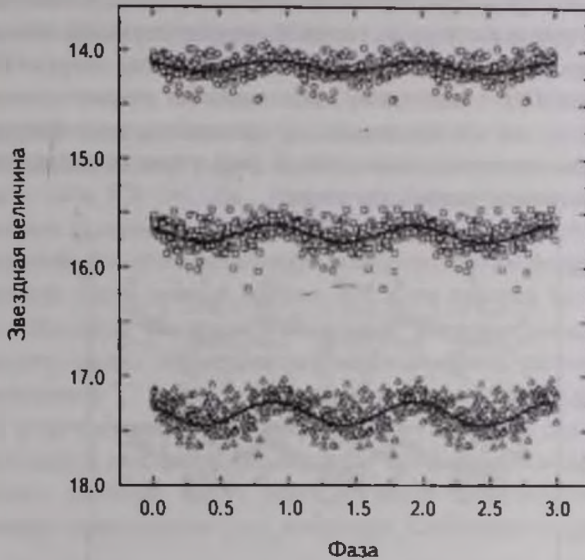


Рис.7. Фазовые кривые блеска V716 Per в полосах VRI. Обозначения: треугольники V , квадраты R , кружки I . Сплошные линии аппроксимация данных синусоидами.

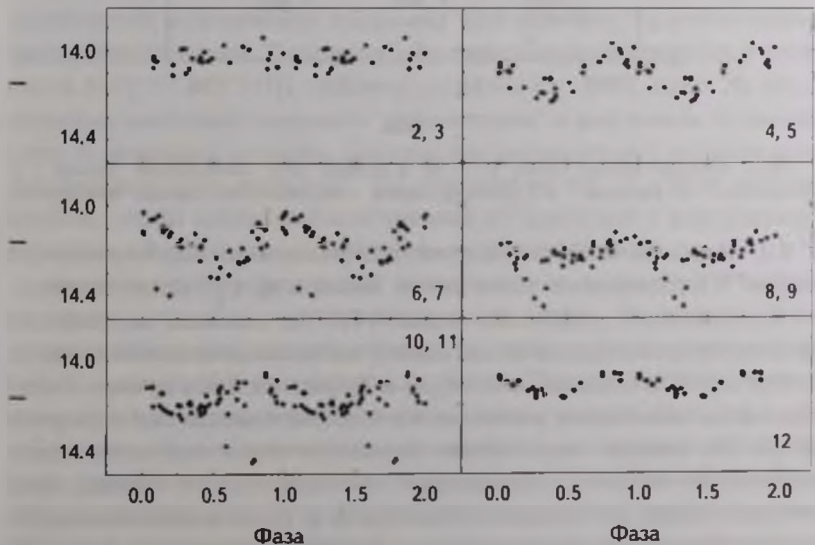


Рис.8. Фазовые кривые блеска V 716 Per в полосе V , разбитые по наблюдательным сезонам, начиная с 2004г.

результаты других авторов [14,15,18-20], можно предположить, что такая форма обусловлена ошибками наблюдений и изменением амплитуды колебаний блеска от сезона к сезону (рис.8).

Поиск периода по нашим ИК наблюдениям методом Ломба-Скэргла не дал никаких результатов из-за сильной неравномерности временных рядов и недостаточного количества наблюдений. Однако свертка кривых блеска в полосах *JHK* с периодом, найденным по нашим оптическим данным, показала, что и в ИК-диапазоне фазовые кривые блеска V716 Per имеют достаточно хорошо выраженную форму (рис 9), но отличаются большим, чем в оптике, разбросом точек.

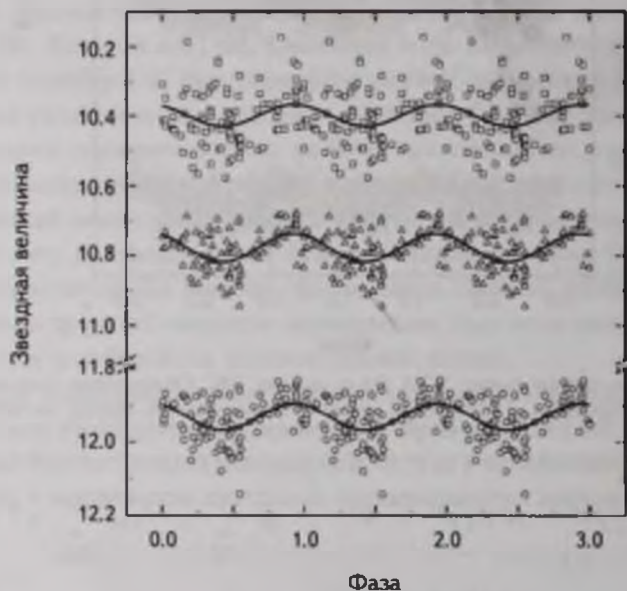


Рис 9. Фазовые кривые блеска V716 Per в полосах *JHK*. Обозначения: кружки – *J*, треугольники – *H*, квадраты – *K*. Сплошные линии – аппроксимация данных синусоидами.

4.2. Механизмы переменности: поверхностная неоднородность звезды? В цитированной выше работе Козна и др. [15] предполагается, что периодические изменения блеска V716 Per вызваны наличием на поверхности вращающейся звезды одного или нескольких холодных пятен. В этом случае изменение амплитуды и формы фазовых кривых блеска объясняется изменением расположения и общей площади пятен на диске звезды. По мнению этих авторов указанные изменения могут иметь циклический характер, аналогичный 11-летнему циклу Солнца. Наш наблюдательный ряд позволяет проследить за изменениями амплитуды колебаний блеска на гораздо большем временном промежутке, чем в [15]. Из рис.8 видно, что с понижением среднего блеска звезды в ярком

состоянии, увеличивается амплитуда колебаний фазовых кривых блеска. В 6-м, 7-м и 8-м наблюдательных сезонах (2008-2011 гг.), которые приходится на минимальный уровень яркого состояния звезды, амплитуда колебаний блеска достигает своего максимального значения (около $0^m.3$). Такую картину можно согласовать с предположением о цикличности магнитной активности V716 Per.

Следует отметить, однако, что предположение о магнитной активности, как о причине переменности V716 Per, противоречит гистограмме фотометрической активности (рис. 1). Эта диаграмма имеет вид, характерный для звезд типа UX Ori (см., например, Ростопчина и др. [21]), фотометрическая активность которых обусловлена переменной околосредней экстинкцией. Наличие нескольких алголеподобных ослаблений блеска, выявленных как в данной работе, так и по данным Коэна и др. [15], трудно объяснить быстрым изменением площади холодных пятен на поверхности звезды. Циклические изменения яркого состояния, подобные наблюдаемым у V716 Per, наблюдаются также у целого ряда звезд типа UX Ori (см., например, Ростопчина и др. [21]). Они свидетельствуют о существовании в околосредних дисках крупномасштабных возмущений плотности, которые могут быть вызваны орбитальным движением невидимых компаньонов (см., например, Сотникова и Гринин [22]).

4.3. Фотометрическая активность в ИК-диапазоне. Чтобы понять, насколько переменность в оптическом диапазоне и ближней ИК-области спектра объяснима за счет запятненности видимой поверхности звезды, мы построили теоретические диаграммы "цвет-величина" на основе простой температурной модели. Температура фотосферы была выбрана как у звезды класса MIV (3720 K [23]), температура пятна на 1000 K ниже. На рис. 10 приведены модельные диаграммы "цвет-величина" в зависимости от площади пятен на поверхности звезды. Для удобства сравнения их с наблюдаемыми диаграммами "цвет-величина", мы сдвинули их так по шкале звездных величин, чтобы точка, соответствующая 0% совпадала с максимальной наблюдаемой яркостью в данной фотометрической полосе.

Допустим, что вся оптическая переменность в полосе $V \sim 0^m.7$ вызвана изменением площади пятен на поверхности звезды. Из рисунка видно, что при наблюдаемой амплитуде блеска суммарная площадь пятен должна быть не меньше 50% площади диска звезды. При такой площади пятен ожидаемая амплитуда переменности в полосе J должна быть $\sim 0^m.5$, в то время как в полосе J наблюдаемая амплитуда блеска составляет около $0^m.3$. Более существенно, однако, то, что теоретические и наблюдаемые диаграммы "цвет-величина" $K/(J - K)$ и $K/(H - K)$ (см. рис. 4 и 10) имеют противоположный наклон. Это говорит о том, что модель запятненной звезды не может объяснить наблюдаемые колебания блеска с периодом 7.5 дня.

Следует заметить, что флуктуации блеска V716 Рег наблюдались также в более длинноволновой части спектра, в интервале 3-8 микрон (Флаэрти и др. [24]). Их амплитуда сравнима с амплитудой изменений блеска в полосе K.

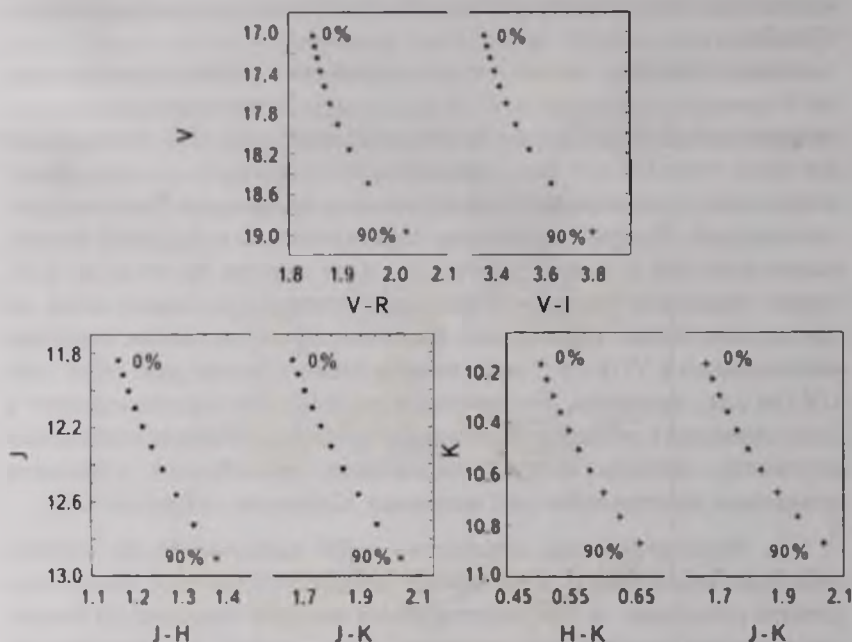


Рис 10. Диаграммы "цвет-величина", построенные для температурной модели запятой звезды в зависимости от суммарной площади холодных пятен на видимой поверхности звезды (в процентах). Подробное описание приведено в тексте. Сверху - оптический диапазон спектра $V/(V-R)$ и $V/(V-I)$, снизу - инфракрасный диапазон спектра: слева - $J/(J-H)$ и $J/(J-K)$, справа - $K/(H-K)$ и $K/(J-K)$.

4.4. *Переменная околозвездная экстинкция. Звезда типа AA Tau?* Согласно Лада и др. [25] большой ИК-избыток излучения в спектре V716 Рег указывает на оптически толстый околозвездный диск. Гутермус и др. [26] классифицировали этот диск как переходный (transitional) с внутренней полостью, слабо заполненной веществом.

Эквивалентная ширина $H\alpha$ у этой звезды колеблется от 9 до 20 Å (Флаэрти и др. [24], Хербига [27], Прейбиш и др. [28]), что указывает на значительные флуктуации темпа аккреции. Мейер и др. [29] и Карпентер и др. [17] рассчитали показатели цвета в ближнем ИК-диапазоне спектра для ряда значений темпа аккреции и радиуса внутренней полости в диске, обусловленной существованием магнитосферы. Они показали, что при увеличении внутренней полости цвет суммарного излучения системы

"звезда+диск" голубеет, а при возрастании темпа аккреции - краснеет. Эти изменения взаимосвязаны: полость становится больше при уменьшении темпа аккреции [30]. На диаграммах "цвет-величина" $K/(H-K)$ это проявляется как отрицательный наклон цветовых треков [30]. Как было ранее отмечено в разделе 3, диаграмма $K/(H-K)$ для V716 Per демонстрирует аналогичное поведение. Это является дополнительным аргументом в пользу того, что переменность блеска звезды связана с событиями, происходящими во внутренней области околозвездного диска, а не с магнитной активностью на поверхности звезды.

На рис.5 мы сравнили двухцветную диаграмму $(J-H)/(H-K)$ V716 Per с модельными расчетами из статьи Карпентера и др. [17]. Треугольники на рис.5, соответствующие разным значениям темпа аккреции, не связаны с какой-то определенной точкой на диаграмме, а приведены чисто в наглядных целях с сохранением масштаба. Заметим, что одна из моделей, рассчитанных в [17], близка по темпу аккреции к полученному для V716 Per Флаэрти и др. [24] ($5 \cdot 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$). Из рис.5 видно, направление, в котором вытянуто облако наблюдаемых точек, практически совпадает с направлением смещения теоретических показателей цвета, рассчитанных в [17,29]. При этом они совершенно разнятся с моделью холодных пятен на поверхности звезды (см. рис.25 в [17]).

Согласно нашим расчетам (см. Приложение) переменность в оптическом и ближнем ИК-диапазонах спектра невозможно одновременно объяснить только за счет одной переменной экстинкции. Амплитуда периодической компоненты колебаний блеска в полосе K (около $0^{\text{m}}.2$) близка к оценкам ослабления блеска, полученных для двух наборов параметров: максимального радиуса частиц a_{max} и параметра q в распределении частиц по размерам. Но разброс наблюдаемых точек в этой фотометрической полосе достигает почти $0^{\text{m}}.4$. Дополнительным источником ИК переменности могут быть флуктуации темпа аккреции, приводящие к вариациям светимости внутреннего диска. Это же может быть причиной того, что периодическая компонента ИК-излучения проявляется хуже по сравнению с оптическим диапазоном.

Такие изменения внутри околозвездного диска возможны, если ось магнитосферы звезды наклонена к оси вращения звезды, как в случае AA Tau [13]. В этом случае наклонная магнитосфера вызывает периодические возмущения внутреннего края околозвездного диска [31], который при небольшом угле между плоскостью диска и лучом зрения может экранировать звезду от наблюдателя. В этой модели переменности периодические ослабления блеска должны происходить с периодом, равным периоду вращения звезды. По этой же причине возможны и алгоподобные ослабления блеска.

5. *Заключение.* Суммируем полученные выше результаты:

1) Выполненная нами оптическая фотометрия V716 Per подтвердила обнаруженный ранее другими авторами фотометрический период 7.50 дня. Наши наблюдения показали, что этот период достаточно стабилен на протяжении всего интервала наблюдений (около 12 лет), хотя фазовые кривые блеска могут меняться от года к году.

2) На сводной кривой оптического блеска звезды отчетливо виден медленный фотометрический цикл, продолжительность которого сравнима с продолжительностью наших наблюдений (около 12 лет).

3) Фотометрический период 7.50 дня виден также в изменениях блеска звезды в полосах *ЖК*, но выражен в более слабой форме.

4) Анализ диаграмм цвет-величина показал, что основным источником оптической переменности звезды является переменная околозвездная экстинкция. Из этого следует, что периодическая модуляция блеска V716 Per вызвана вращением внутреннего (вспученного) околозвездного диска, подобно тому, как это происходит у AA Tau.

5) Изменения околозвездной экстинкции лишь отчасти могут объяснить наблюдаемую переменность в полосах *ЖК*. Дополнительным источником ИК переменности являются флуктуации темпа аккреции.

6) В приближении теории Ми рассчитаны параметры околозвездной пыли, позволяющие объяснить наклон цветовых треков на диаграммах цвет-величина $V/(V-R)$ и $V/(V-I)$. Смесь частиц имеет такой же химсостав, как в межзвездной среде. Распределение частиц по размерам несколько отличается от межзвездной пыли: $1 \mu\text{м} \geq a_{\text{max}} \geq 0.35 \mu\text{м}$, показатель степени в распределении частиц по размерам $q = 4.0 - 4.4$.

Авторы благодарят Е.Н.Копашкую и Н.А.Катышеву за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 15-02-09191).

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Оптические свойства околозвездной пыли в окрестности V716 Per

По диаграммам $V/(V-R)$ и $V/(V-I)$ мы определили параметры $R_{VR} = dV/d(V-R) = 4.39 \pm 0.30$ и $R_{VI} = dV/d(V-I) = 2.39 \pm 0.11$, характеризующие наклон цветовых треков и зависящие от закона околозвездной экстинкции. Эти величины согласуются с результатами исследования звезд типа UX Ori, полученными в работе Пугача [32]. Используя значения параметров R_{VR} и R_{VI} мы оценили размер околозвездных пылинок, ответственных за ослабление света. Принимая степенной закон распределения пылинок по размерам: $n(a) \sim a^{-q}$ в интервале от минимального

радиуса частиц $a_{\min}$ до максимального радиуса $a_{\max}$, мы рассчитали экстинкцию на длинах волн VRI в приближении теории Ми, откуда получили теоретические оценки параметров R_{V_R} и R_{V_I} в зависимости от параметров распределения частиц по размерам. По сравнению с нашей предыдущей статьей [9], мы, опираясь на результаты работ [33,34], добавили в смесь пылинок аморфный углерод и усовершенствовали расчет относительных содержаний сортов пыли, исходя из распространенности химических элементов в межзвездной среде. В данной работе для расчета экстинкции использовалась смесь частиц силиката, графита и аморфного углерода в пропорциях 27:12:61. Параметры степенного закона распределения пылинок по размерам считались одинаковыми для всех частиц смеси. Оптические параметры пыли взяты из работ [35,36].

Для межзвездной пыли значения $a_{\min}$ и $a_{\max}$ обычно принимают равными 0.005 мкм и 0.25 мкм, соответственно, а параметр q полагают равным 3.5. Для околозвездной пыли в окрестности V716 Per мы варьировали значения параметров в следующих интервалах: $a_{\min} = 0.005 - 0.01$ мкм, $a_{\max} = 0.1 - 1.0$ мкм, $q = 1.0 - 5.5$. Результат моделирования параметров R_{V_R} и R_{V_I} мало чувствителен к величине параметра $a_{\max}$, поскольку на длинах волн полос VRI вклад мелких частиц в экстинкцию мал. Используя критерий Пирсона для согласования наблюдаемых и расчетных значений R_{V_R} и R_{V_I} с учетом погрешности оценки R_{V_R} и R_{V_I} из наблюдений, мы сузили область допустимых значений параметров распределения частиц по размерам до $a_{\max} \geq 0.35$ мкм, $q \sim 4.0 - 4.4$. Полученные значения $a_{\max}$ и q несколько отличаются от соответствующих значений, принимаемых для межзвездной пыли.

При ослаблении блеска звезды в полосе V на $0^m.7$ расчетные амплитуды ослабления блеска в полосах JHK для рассматриваемой модели пылинок получаются соответственно: $A_J = 0.201$, $A_H = 0.128$, $A_K = 0.0863$ (при $a_{\max} = 0.35$ и $q = 4.1$) и $A_J = 0.226$, $A_H = 0.157$, $A_K = 0.112$ (при $a_{\max} = 0.7$ и $q = 4.4$). Мы видим, что теоретические амплитуды заметно меньше наблюдаемых амплитуд ИК переменности V716 Per, особенно в полосе K (рис.4). Это говорит о том, что переменная околозвездная экстинкция не является главным источником ИК переменности звезды.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Фотометрия V716 Per

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ В ПОЛОСАХ VRI

Дата	JD	V	R	I	Дата	JD	V	R	I
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
10.12.03	2452984.45	17.21	15.56	14.08	28.03.07	2454188.26	17.27	15.64	14.14
14.09.04	2453262.55	17.20	15.57	14.03	09.04.07	2454200.23	17.21	15.58	14.07
14.10.04	2453292.55	17.17	15.56	14.04	11.04.07	2454202.23	17.15	15.61	14.13
23.10.04	2453301.52	17.18	15.52	14.00	25.08.07	2454337.57	17.45	15.76	14.20
07.11.04	2453317.45	17.23	15.59	14.05	28.09.07	2454372.44	17.39	15.65	14.09
23.11.04	2453332.50	17.24	15.55	14.03	02.10.07	2454376.48	17.22	15.61	14.10
15.12.04	2453355.39	17.21	15.58	14.05	06.10.07	2454379.53	17.23	15.58	14.07
14.03.05	2453444.24	17.31	15.67	14.10	19.10.07	2454392.61	17.17	15.54	14.03
29.03.05	2453459.22	17.16	15.53	13.99	22.11.07	2454426.51	17.41	15.77	14.22
30.03.05	2453460.22	17.08	15.47	14.01	29.11.07	2454434.43	17.43	15.76	14.19
31.03.05	2453461.23	17.12	15.47	13.98	08.12.07	2454443.44	17.32	15.72	14.19
04.04.05	2453465.23	17.17	15.57	14.05	10.01.08	2454476.39	17.23	15.60	14.07
15.08.05	2453597.56	17.14	15.52	14.00	12.01.08	2454478.35	17.36	15.71	14.17
16.08.05	2453598.56	17.19	15.57	14.04	16.01.08	2454482.38	17.19	15.56	14.05
24.08.05	2453606.57	17.26	15.64	14.08	06.03.08	2454532.29	17.46	15.76	14.23
26.08.05	2453608.56	17.19	15.64	14.11	28.03.08	2454554.25	17.37	15.71	14.19
27.08.05	2453609.58		15.55	14.04	29.07.08	2454676.54	17.39	15.72	14.20
09.09.05	2453622.54	17.24	15.63	14.08	12.08.08	2454690.56	17.56	15.88	14.32
13.09.05	2453626.57	17.18	15.57	14.06	22.08.08	2454700.57	17.15	15.56	14.08
27.09.05	2453640.60	17.26	15.59	14.04	24.08.08	2454702.55	17.15	15.57	14.06
30.09.05	2453643.52	17.20	15.59	14.08	03.10.08	2454742.50	17.53	15.83	14.25
04.10.05	2453647.60	17.17	15.55	14.05	15.10.08	2454754.52	17.15	15.52	14.03
10.10.05	2453653.57	17.24	15.61	14.07	07.11.08	2454778.47	17.26	15.64	14.12
08.01.06	2453744.40			14.08	12.11.08	2454783.43		15.58	14.11
13.01.06	2453749.36			14.01	28.11.08	2454799.42	17.15	15.54	14.04
27.01.06	2453763.29			13.94	30.11.08	2454801.34	17.37	15.69	14.17
21.03.06	2453816.21	17.13	15.51	14.01	30.12.08	2454831.41	17.35	15.70	14.18
27.03.06	2453822.23	17.11	15.46	13.98	04.01.09	2454835.51	17.16	15.58	14.09
05.08.06	2453952.55	17.37	15.72	14.17	06.01.09	2454838.39	17.21	15.59	14.13
12.08.06	2453959.54	17.12	15.55	14.06	12.01.09	2454844.33	17.13	15.54	14.05
20.08.06	2453967.55	17.29	15.62	14.10	13.01.09	2454845.33	17.19	15.57	14.04
26.08.06	2453973.55	17.15	15.53	14.01	20.01.09	2454852.39	17.22	15.58	14.06
08.09.06	2453986.56	17.29	15.60	14.07	26.01.09	2454858.24	17.21	15.60	14.09
14.09.06	2453992.59	17.30	15.71		05.02.09	2454868.23	17.19	15.59	14.10
02.10.06	2454010.55	17.05	15.46	13.97	17.02.09	2454880.25		15.65	14.11
14.10.06	2454022.52	17.39	15.67	14.17	26.02.09	2454889.36	17.30	15.62	14.10
19.11.06	2454059.43	17.33	15.67	14.13	10.04.09	2454932.23	17.37	15.75	14.19
24.11.06	2454064.47	17.26	15.64	14.10	22.07.09	2455034.53	17.37	15.71	14.17
15.01.07	2454116.34	17.18	15.57	14.05	30.07.09	2455042.54	17.38	15.73	14.19
22.01.07	2454123.44	17.11	15.51	13.99	31.07.09	2455043.55	17.54	15.83	14.28
14.02.07	2454146.24	17.21	15.54	14.06	12.08.09	2455055.56	17.24	15.62	14.09
09.03.07	2454169.20	17.03	15.45	13.99	13.08.09	2455056.51	17.36	15.68	14.15
27.03.07	2454187.25	17.30	15.66	14.12	14.08.09	2455057.54	17.48	15.77	14.18

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
17.08.09	2455060.54	17.33	15.71	14.14	20.09.11	2455824.59	17.37	15.70	14.17
26.08.09	2455069.53	17.23	15.62	14.12	25.10.11	2455860.46	17.55	15.86	14.27
27.08.09	2455070.57	17.29	15.65	14.11	04.11.11	2455870.47	17.29	15.67	14.16
28.08.09	2455071.55	17.37	15.75	14.19	07.11.11	2455872.58	17.43	15.76	14.22
31.08.09	2455074.53	17.56	15.83	14.25	08.11.11	2455873.50	17.41	15.81	14.23
11.09.09	2455085.54	17.26	15.64	14.09	08.11.11	2455874.35		15.86	14.25
15.09.09	2455089.55	17.50	15.83	14.26	24.11.11	2455889.61	17.51	15.81	14.25
23.09.09	2455097.56	17.48	15.81	14.24	25.11.11	2455891.30	17.54	15.82	14.25
28.09.09	2455103.44	17.56	15.88	14.32	29.11.11	2455894.60	17.31	15.70	14.18
07.10.09	2455112.49	17.22	15.70	14.23	22.12.11	2455918.38	17.46	15.79	14.24
25.10.09	2455129.51	17.26	15.64	14.11	29.12.11	2455925.37	17.47	15.80	14.26
06.11.09	2455141.53	17.49	15.88	14.31	03.01.12	2455930.38	17.31	15.71	14.17
08.11.09	2455143.51	17.33	15.72	14.18	10.02.12	2455968.27	17.27	15.63	14.12
05.01.10	2455202.34	17.46	15.78	14.25	19.07.12	2456127.53	17.27	15.73	14.20
16.01.10	2455213.41	17.61	15.95	14.40	20.07.12	2456128.51	17.48	15.79	14.23
25.01.10	2455222.25		15.66	14.12	20.08.12	2456159.55	17.47	15.79	14.23
26.01.10	2455223.35	17.45	15.77	14.23	11.09.12	2456182.48	17.44	15.78	14.22
22.02.10	2455250.21	17.52	15.88	14.37	13.09.12	2456183.57	17.52	15.75	14.17
22.03.10	2455278.22	17.38	15.71	14.19	15.09.12	2456185.58	17.30	15.64	
03.04.10	2455290.24	17.34	15.69	14.15	26.09.12	2456196.57	17.55	15.84	14.26
14.08.10	2455422.58		15.73	14.17	12.10.12	2456212.55	17.53	15.81	14.24
24.08.10	2455433.46	17.65	15.87	14.26	09.11.12	2456240.58	17.50	15.79	14.22
05.09.10	2455445.45	17.36	15.72	14.20	09.11.12	2456241.42	17.61	15.85	14.24
15.09.10	2455454.56	17.64	15.95	14.38	11.11.12	2456243.43	17.40	15.79	14.19
22.09.10	2455462.47	17.38	15.76	14.21	12.11.12	2456244.43	17.28	15.65	14.12
31.10.10	2455500.50	17.49	15.81	14.23	15.11.12	2456246.59	17.31	15.69	14.19
01.11.10	2455501.51	17.51	15.82	14.25	17.11.12	2456249.42	17.46	15.82	14.19
01.11.10	2455502.47	17.48	15.80	14.24	20.11.12	2456252.41	17.28	15.62	14.10
03.11.10	2455503.53	17.29	15.68	14.16	09.12.12	2456271.36	17.49	15.78	14.20
04.11.10	2455505.47	17.32	15.73	14.24	14.12.12	2456276.49	17.29	15.66	14.16
05.11.10	2455506.43	17.65	16.00	14.42	18.12.12	2456280.26	17.56	15.80	14.23
06.11.10	2455507.47	17.39	15.75	14.22	03.01.13	2456296.45	17.35	15.66	14.14
08.11.10	2455508.52	17.49	15.80	14.23	15.01.13	2456308.29	17.51	15.86	14.23
10.11.10	2455510.57	17.34	15.71	14.21	28.02.13	2456352.25	17.39	15.72	14.12
11.11.10	2455512.49	17.33	15.68	14.17	03.03.13	2456355.29	17.43	15.76	14.21
13.11.10	2455514.42	17.63	16.03	14.46	25.07.13	2456498.55	17.14	15.64	14.17
15.11.10	2455515.53	17.46	15.78	14.20	08.08.13	2456512.55	17.42	15.75	14.20
15.11.10	2455516.39	17.51	15.81	14.23	09.08.13	2456513.53	17.33	15.67	14.12
17.11.10	2455517.52	17.40	15.76	14.21	13.08.13	2456517.52	17.30	15.64	14.11
19.11.10	2455520.42	17.37	15.84	14.29	21.08.13	2456525.57	17.40	15.69	14.15
03.12.10	2455534.31	17.25	15.59	14.14	25.08.13	2456529.53	17.35	15.61	14.09
08.12.10	2455539.49	17.46	15.79	14.21	27.08.13	2456531.58	17.08	15.56	14.09
12.12.10	2455543.43	17.55	15.87	14.33	06.09.13	2456541.58	17.44	15.78	
23.12.10	2455553.52	17.41	15.77	14.23	17.09.13	2456553.49	17.21	15.57	14.05
24.12.10	2455554.52	17.47	15.82	14.28	08.10.13	2456573.51	17.37	15.70	14.14
23.02.11	2455616.35	17.33	15.68	14.15	20.10.13	2456586.48	17.44	15.79	14.20
14.03.11	2455635.22	17.46	15.79	14.22	23.10.13	2456588.62	17.22	15.63	14.12
07.08.11	2455780.52	17.39	15.74	14.18	25.10.13	2456591.47	17.12	15.52	
05.09.11	2455809.59	17.36	15.73	14.18	26.10.13	2456592.47	17.21	15.59	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
29.10.13	2456594.54	17.40	15.76	14.20	30.08.14	2456899.59	17.28	15.61	14.08
30.10.13	2456595.52	17.40	15.75	14.19	01.09.14	2456901.56	17.31	15.67	14.14
30.10.13	2456596.41	17.62	16.01	14.39	03.09.14	2456903.59	17.36	15.68	14.14
01.11.13	2456598.48	17.12	15.52	14.07	06.09.14	2456907.47	17.30	15.60	14.10
02.11.13	2456599.45	17.18	15.58		09.09.14	2456909.51	17.35	15.72	14.16
03.11.13	2456600.48	17.32	15.66	14.14	12.09.14	2456912.59	17.25	15.58	14.06
14.11.13	2456611.48	17.52	15.82	14.24	13.09.14	2456913.57	17.17	15.52	14.09
12.12.13	2456639.48	17.47	15.76	14.18	14.09.14	2456914.57	17.29	15.61	14.07
17.12.13	2456644.41	17.41	15.73	14.20	16.09.14	2456916.56	17.37	15.71	14.16
18.12.13	2456645.39	17.32	15.72	14.20	30.09.14	2456930.6	17.12	15.49	14.09
22.12.13	2456649.46	17.42	15.74	14.17	09.10.14	2456940.44	17.31	15.71	14.17
23.12.13	2456650.38	17.58	15.86	14.45	12.10.14	2456942.6	17.23	15.59	14.07
28.12.13	2456655.34	17.38	15.72	14.16	28.10.14	2456958.56	17.20	15.57	14.06
30.12.13	2456657.37	17.40	15.76	14.20	24.11.14	2456985.57	17.41	15.72	14.17
07.01.14	2456665.28	17.72	16.04	14.46	14.12.14	2457006.36	17.32	15.75	14.12
08.01.14	2456666.29		15.58	14.13	24.12.14	2457016.44	17.31	15.65	14.11
13.02.14	2456702.21	17.58	16.19		05.02.15	2457059.31	17.49	15.71	14.13
22.02.14	2456711.26	17.19	15.61	14.14	26.02.15	2457080.29	17.29	15.64	14.11
17.08.14	2456886.52	17.33	15.71	14.17	26.03.15	2457108.25	17.20	15.55	14.06

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ В ПОЛОСАХ ЛНЖ

Дата	JD	J	H	K	Дата	JD	J	H	K
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
21.03.05	2453451.25	11.88	10.73	10.34	08.10.07	2454381.58	11.98	10.84	10.48
28.03.05	2453458.26	11.88	10.74	10.32	09.10.07	2454382.50	12.02	10.84	10.50
03.09.05	2453616.62	11.87	10.76	10.41	12.10.07	2454385.51	11.89	10.74	10.40
24.09.05	2453637.57	11.91	10.77	10.40	15.10.07	2454388.57	12.02	10.88	10.55
26.10.05	2453669.52	11.88	10.74	10.40	18.10.07	2454391.59	11.95	10.80	10.48
27.10.05	2453670.52	11.87	10.72	10.40	27.10.07	2454400.52	11.90	10.76	10.44
31.10.05	2453674.52	11.89	10.78	10.41	03.11.07	2454408.44	11.90	10.75	10.44
04.11.05	2453678.51	11.85	10.71	10.34	05.11.07	2454410.47	11.96	10.78	10.46
09.11.05	2453684.48	11.94	10.74	10.38	29.03.08	2454555.31	12.02	10.92	10.58
02.09.06	2453980.59	11.84	10.69	10.38	31.03.08	2454557.30	11.90	10.79	10.49
03.09.06	2453981.57	11.84	10.71	10.37	12.04.08	2454569.27	11.99	10.83	10.49
10.09.06	2453988.50	11.88	10.69	10.34	23.08.08	2454701.61	11.83	10.68	10.25
11.09.06	2453989.62	11.92	10.78	10.41	29.08.08	2454707.63	11.93	10.77	10.37
22.09.06	2454000.59	11.97	10.78	10.45	04.09.08	2454713.57	12.14	10.95	10.52
28.09.06	2454006.58	11.92	10.74	10.40	11.09.08	2454720.62	12.04		
30.09.06	2454008.55	11.86	10.69	10.28	11.09.08	2454720.62	12.05	10.90	10.47
03.10.06	2454011.55	11.85	10.68	10.30	18.10.08	2454757.56	12.08	10.89	10.49
19.11.06	2454059.48	11.89	10.72	10.32	19.10.08	2454758.55	12.04	10.89	10.48
27.11.06	2454067.40	11.87	10.70	10.24	22.10.08	2454761.56	11.88	10.72	10.33
01.12.06	2454071.40	11.97	10.72	10.24	26.10.08	2454765.53	12.04	10.86	10.46
12.12.06	2454082.41	11.87	10.73	10.25	26.10.08	2454765.53	12.03	10.87	10.44

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
02.11.08	2454772.57	12.01	10.84	10.44	02.09.11	2455806.60	11.97	10.80	10.35
03.11.08	2454773.51	12.00	10.87	10.46	25.10.11	2455859.53	11.99	10.85	10.54
06.11.08	2454776.52	11.89	10.72	10.33	29.10.11	2455864.44	11.95	10.84	10.49
09.11.08	2454779.52	11.97	10.82	10.39	03.11.11	2455868.55	11.96	10.83	10.51
09.11.08	2454780.45	12.02	10.86	10.42	10.11.11	2455875.50	11.98	10.86	10.53
11.11.08	2454782.34	11.92	10.79	10.37	15.11.11	2455881.37	12.00	10.88	10.57
18.11.08	2454789.48	11.97	10.80	10.38	11.08.13	2456515.61	11.87	10.73	10.44
23.11.08	2454794.41	11.95	10.81	10.33	13.08.13	2456517.61	11.89	10.77	10.44
26.02.09	2454889.33	11.94	10.80	10.43	04.09.13	2456539.63	11.87	10.74	10.43
12.03.09	2454903.24	11.85	10.68	10.17	23.09.13	2456558.57	11.93	10.79	10.48
16.03.09	2454907.28	12.03	10.82	10.31	27.09.13	2456562.51	11.90	10.76	10.44
22.03.09	2454913.29	11.89	10.69	10.19	12.10.13	2456578.49	11.93	10.79	10.44
11.07.10	2455388.61	11.99	10.84	10.47	26.10.13	2456591.55	11.87	10.70	10.36
14.07.10	2455391.61	11.91	10.83	10.43	17.12.13	2456644.44	11.95	10.74	10.32
23.07.10	2455400.62	12.00			07.03.14	2456724.31	11.90	10.78	
27.07.10	2455404.61	11.93			12.03.14	2456729.27	11.95	10.86	10.45
27.07.10	2455404.61	11.94	10.76	10.29	19.03.14	2456736.26	11.96	10.82	10.44
02.08.10	2455410.62	11.95	10.80	10.41	10.08.14	2456879.63	11.92	10.77	10.32
09.08.10	2455417.62	11.95	10.80	10.42	30.08.14	2456899.64	11.87	10.73	10.35
30.10.10	2455500.39	11.93	10.79	10.34	30.09.14	2456930.64	11.87	10.75	10.39
03.11.10	2455504.47	11.90	10.75	10.31	09.10.14	2456939.58	11.92	10.82	10.44
12.11.10	2455513.48	12.05	10.87	10.43	20.10.14	2456950.58	11.92	10.77	10.36
14.11.10	2455515.38	11.94	10.76	10.32	28.10.14	2456958.54	11.86	10.73	10.34
05.08.11	2455778.63	12.02	10.86	10.49	03.11.14	2456964.62	11.87	10.73	10.34
12.08.11	2455785.63	11.97	10.84	10.53	14.11.14	2456975.54	11.87	10.75	10.34
17.08.11	2455790.57	11.97	10.83	10.51	23.12.14	2457015.41	11.92	10.79	10.39
21.08.11	2455794.58	11.94	10.81	10.50	15.01.15	2457038.36	11.92	10.77	10.39
25.08.11	2455798.60	11.99	10.83	10.51					

¹ Главная (Пулковская) Обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: vgsrao@mail.ru

² Астрономический институт им. В.В.Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия

³ Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия

BRIGHTNESS PERIODIC MODULATION OF T Tauri STAR V716 Per BASED ON THE OPTICAL AND NEAR-INFRARED PHOTOMETRY

O.Yu.BARSUNOVA¹, V.P.GRININ^{1,2}, A.A.ARKHAROV¹, A.O.SEMENOV¹,
S.G.SERGEEV³, N.V.EFIMOVA¹

The results of long-term optical *VRI* and near-infrared *JHK* photometric observations of the T Tauri star V716 Per are presented. The period of optical brightness variations detected previously by other authors have been confirmed by us. Based on our data the value of the period equals to 7.50 days. It has been stable throughout all observations (about 12 years) although the shape and amplitude of phase light curves have varied from season to season. It is first shown that this period is also present in near-infrared fluxes variations in *JHK* bands. It is also demonstrated that in addition to the short period the slow wave is observed in star's brightness variations. The duration of this wave is comparable with the duration of our observations. During the analysis of the photometric behavior of the star two models of the variability are considered: 1) the surface activity caused by cool (magnetic) spots on the star's surface, 2) the AA Tau star type variability due to periodic star's eclipses by it's circumstellar disk which inner region is warped the interaction with the star's magnetosphere. It is shown that the latter better corresponds to optical observations. Also it is partially responsible for the observed light variations in the infrared region of the spectrum. The main contribution to the K-band variability is made by changes in the disk's inner rim luminosity caused by accretion rate fluctuations.

Key words: star V716 Per: periodic modulation of brightness: optical and infrared observations

ЛИТЕРАТУРА

1. K.L.Luhman, J.R.Stauffer, A.A.Muench et al., *Astrophys. J.*, **593**, 1093, 2003.
2. W.Herbst, D.K.Herbst, E.J.Grossman et al., *Astron. J.*, **108**, 1906, 1994.
3. Е.А.Колотилов, Г.В.Зайцева, В.И.Шенаврин, *Астрофизика*, **13**, 449, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 253, 2013).
4. В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, В.И.Шенаврин и др., *Астрон. ж.*, **79**, 715, 2002, (*Astron. Rep.*, **46**, 646, 2002).
5. D.Fedele, M.E. van den Ancker, M.G.Petr-Gotzens, P.Rafanelli, *Astron. Astrophys.*, **472**, 207, 2007.

6. В.И.Шенаврин, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина-Шаховская, Т.В.Демидова, Д.Н.Шаховской, *Астрон. ж.*, **89**, 424, 2012, (*Astron. Rep.*, **56**, 379, 2012).
7. A.Kospall, P.Abraham, J.A.Acosta-Pulido et al., *Astron. Astrophys.*, **551**, A62, 2013.
8. В.И.Шенаврин, А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин и др., *Астрон. ж.* (в печати).
9. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев и др., *Астрофизика*, **58**, 209, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 193, 2015).
10. V.Grinin, H.C.Stempels, G.F.Gahm et al., *Astron. Astrophys.*, **489**, 1233, 2008.
11. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Астрофизика*, **56**, 429, 2013, (*Astrophysics*, **56**, 395, 2013).
12. V.P.Grinin, N.N.Kiselev, G.P.Chernova et al., *Astrophys. Sp. Sci.*, **186**, 283, 1991.
13. J.Bouvier, A.Chelli, S.Allain et al., *Astron. Astrophys.*, **349**, 619, 1999.
14. W.Herbst, J.A.Maley, E.C.Williams, *Astron. J.*, **120**, 349, 2000.
15. R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams, *Astron. J.*, **127**, 1602, 2004.
16. В.П.Гринин, О.Ю.Барсунова, С.Г.Сергеев и др., *Письма в Астрон. ж.*, **32**, 918, 2006, (*Astron. Lett.*, **32**, 827, 2006).
17. J.M.Carpenter, L.A.Hillenbrand, M.F.Skrutskie, *Astron. J.*, **121**, 3160, 2001.
18. Ü.Kiziloglu, N.Kiziloglu, A.Baykal, *Astron. J.*, **130**, 2766, 2005.
19. S.P.Littlefair, T.Naylor, B.Burningham, R.D.Jeffries, *Mon. Not. Roy Astron. Soc.*, **358**, 341, 2005.
20. L.Cieza, N.Baliber, *Astrophys. J.*, **649**, 862, 2006.
21. А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской и др., *Астрон. ж.*, **84**, 60, 2007, (*Astron. Rep.*, **51**, 55, 2007).
22. Н.Я.Сотникова, В.П.Гринин, *Письма в Астрон. ж.*, **33**, 667, 2007, (*Astron. Lett.*, **33**, 594, 2007).
23. S.J.Kenyon, L.Hartmann, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **101**, 117, 1995.
24. K.M.Flaherty, J.Muzerolle, G.Rieke et al., *Astrophys. J.*, **748**, 71, 2012.
25. C.J.Lada, A.A.Muench, K.L.Luhman et al., *Astron. J.*, **131**, 1574, 2006.
26. R.A.Gutermuth, S.T.Megeath, P.C.Myers et al., *Astron. J. Suppl. Ser.*, **184**, 18 (2009).
27. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, **497**, 736, 1998.
28. Th.Preibisch, H.Zinneker, G.H.Herbig, *Astron. Astrophys.*, **310**, 456, 1996.
29. M.R.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand, *Astron. J.*, **114**, 288, 1997.
30. S.J.Wolk, T.S.Rice, C.A.Aspin, *Astrophys. J.*, **773**, 145, 2013.
31. М.М.Романова, Г.В.Устюгова, А.В.Колдоба, Р.В.Е.Ловелас, *Astrophys. J.*, **610**, 920, 2004.
32. А.Ф.Пугач, *Астрон. ж.*, **81**, 517, 2004, (*Astron. Rep.*, **48**, 470, 2004).
33. R.Siebenmorgen, N.V.Voshchinnikov, S.Bagnulo, *Astron. Astrophys.*, **561**, A82, 2014.
34. V.Zubko, T.Dwek, R.G.Arendt, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **152**, 211, 2004.
35. A.Laor, B.T.Draine, *Astrophys. J.*, **402**, 441, 1993.
36. V.G.Zubko, V.Mennella, L.Colangeli, E.Bussoletti, *Mon. Not. Roy Astron. Soc.*, **282**, 1321, 1996.

МАГНИТНЫЕ ЗВЕЗДЫ ПОСЛЕ ФАЗЫ ХАЯШИ. I

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 1 февраля 2016

Принята к печати 23 марта 2016

Обсуждаются проблемы происхождения и эволюции магнитных звезд на основе анализа наблюдательных данных. Предполагается, что свои основные свойства магнитные звезды приобрели на стадии протозвездного коллапса. Подробно рассмотрены свойства магнитных звезд после стадии Хаяши.

Ключевые слова: *магнитные звезды; проблемы происхождения и эволюция; стадия Хаяши*

1. Введение. Данная работа посвящена дальнейшему обсуждению сценария формирования и эволюции магнитных звезд, рассмотренного в работе [1]. В статьях [2-4], мы кратко рассмотрели особенности формирования магнитных звезд в период гравитационного коллапса протозвездных облаков до нестационарной фазы Хаяши и на Главной последовательности. Было показано, что основные свойства магнитных звезд: 1) преимущественная ориентация магнитных силовых линий относительно плоскости экватора вращения (на угол $\alpha \sim 0^\circ - 20^\circ$), 2) малая скорость вращения, 3) сложные структуры магнитного поля, 4) разделение звезд на магнитные и нормальные в пропорции 1:10, скорее всего сформировались именно в ранний период эволюции. Следует подчеркнуть, что любая гипотеза формирования и эволюции магнитных звезд должна объяснить перечисленные свойства. Часто это не происходит. В указанных работах приводятся доводы в пользу предположения, что перечисленные основные свойства, скорее всего, сформировались вследствие единого процесса - избирательного, по отношению к углу α , торможения протозвездных облаков магнитным полем. Фактически, таким путем одновременно поддерживается реликтовая гипотеза формирования магнитных звезд. Маловероятно, что эти свойства были приобретены в более поздние, нестационарные, фазы эволюции, а именно в период фазы Хаяши и молодых звезд Ae/Be Хербига. В данной работе мы попытаемся обсудить другой важный период эволюции магнитных звезд - поведение магнитного поля на Главной последовательности. Частично эта проблема была рассмотрена в работе [4].

2. Магнитное поле молодых звезд перед выходом на ZAMS.

После того, как магнитная протозвезда прошла нестационарную фазу Хаяши [5], магнитные силовые линии внутри нее, вследствие вмороженности в вещество, оказываются запутанными самым сложным образом. Турбулентция может концентрировать силовые линии в жгуты (ropes), ячейки, волокна и т.д. [6,7], которые не стабильны. Вещество звезды представляет из себя ионизованную плазму. В магнитогидродинамике плазма рассматривается как сплошная среда. На заряженную частицу (ионы и электроны), движущуюся в магнитном поле, действует сила Лоренца, которая пропорциональна плотности тока j и силе поля B . Возникает замкнутый ток. Столкновение ионов и электронов приводит к затуханию тока и выделению джоулевой теплоты. Магнитная энергия поддерживает ток по закону самоиндукции, при этом она расходуется на нагрев плазмы. Затухание тока зависит от величины j и проводимости σ . Проводимость в звездах очень велика и время затухания магнитного поля, вследствие токовых джоулевых (омических) потерь, определяется как

$$\tau = 4\pi\sigma r^2, \quad (1)$$

где σ - проводимость плазмы, а r - характерный размер намагниченной области [8]. На основании этой формулы видно, что возникшие в нестационарной фазе Хаяши мелкие неоднородности магнитного поля в последующее время затухают очень быстро. При тех величинах возраста, которые имеют магнитные звезды, в них могут оставаться только крупные магнитные структуры. Мелкие магнитные структуры после нестационарной фазы Хаяши исчезают быстро, их затухание сопровождается сильными токами и джоулевым нагревом. Если поверхность, через которую течет ток, очень большая, как в случае звезд, то затухание общего поля происходит очень медленно. При r порядка радиуса звезды, магнитные поля сохраняются до 10^{10} - 10^{11} лет. При таких временах затухания в звездах с крупномасштабным магнитным полем дипольной структуры плотность тока j , как и джоулев нагрев, оказывается ничтожной, эффект не доступен для наблюдений. (В межзвездных облаках вследствие их громадных размеров время затухания магнитных полей исключительно велико).

Еще одна причина, упрощающая структуру магнитного поля со временем, связана с натяжением силовых линий [9] с силой, равной

$$T = AB^2/4\pi, \quad (2)$$

где B - напряженность магнитного поля, A - поперечное сечение магнитной трубки. Кроме того, неоднородное поле разрушается вследствие других, менее эффективных процессов. В турбулентной среде часть магнитного потока рассеивается из-за плавучести, турбулентной диффузии и др. [6,9]. Если мелкомасштабные магнитные фрагменты B_i внутри звезды (рис. 1) включены в общую крупномасштабную структуру силой B_0 , то после их

омической диссипации на их месте крупномасштабное поле восстанавливается до величины B_0 . Таким образом, это одна из возможных причин

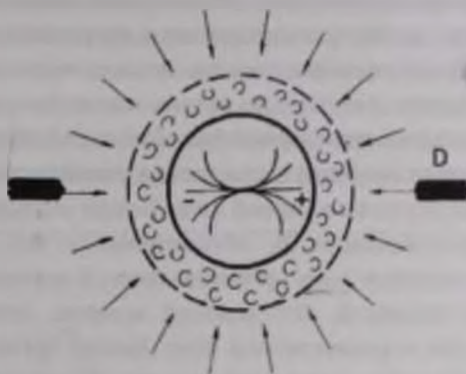


Рис.1. Схематическое изображение молодой магнитной звезды после фазы Хаяши. Ось магнитного диполя показана в плоскости экватора вращения. D-диск.

увеличения магнитного поля звезды по мере исчезновения мелких фракций.

После фазы Хаяши, с точки зрения реликтового механизма, значительный магнитный поток сохраняется вплоть до того момента, когда возникнет молодая звезда с радиативным переносом энергии. Поскольку конвекции внутри молодой звезды нет, то с момента ее формирования в ней начинается релаксация запутанного магнитного поля, сначала быстрая за счет исчезновения мелких магнитных фракций, потом все медленнее. Время релаксации у звезд разных типов, по-видимому, должно быть почти одинаковым, потому что оно зависит в основном от проводимости σ , а она у всех звезд высокая вследствие полной ионизации. Таким образом, после фазы Хаяши в молодой звезде мы наблюдаем полный вектор магнитного поля $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \sum \mathbf{B}_i$, где $\mathbf{B}_0$ - вектор основного глобального реликтового дипольного (полоидального) магнитного поля, а $\mathbf{B}_i$ - векторы полей мелкомасштабных неоднородностей, которые возникли вследствие нестационарных процессов в фазе Хаяши. После фазы Хаяши нет процессов, которые могли бы сформировать полоидальную структуру, которая наблюдается сейчас. Мелкомасштабные фракции магнитных полей направлены произвольно, поэтому в сумме они создают магнитное поле $\sum \mathbf{B}_i = 0$. Таким образом, в молодых звездах мы имеем дело с двухкомпонентной структурой магнитного поля. Поэтому спектральные линии должны быть расщеплены от полоидальной составляющей магнитного поля $\mathbf{B}_0$ и уширены от $\mathbf{B}_i$, в зависимости от величины фактора Ланде, за счет неоднородностей. Мелкомасштабная фракция магнитного поля хорошо заметна на реальных магнитных звездах [10]. Характерные размеры крупных наблюдаемых магнитных неоднородностей имеют порядок радиуса

звезды, поэтому в случае отсутствия разрушающих факторов, таких как турбулентия, дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, они остаются практически неизменными в течение всей жизни звезды на Главной последовательности, потому что максимальное время жизни магнитных звезд $t = 10^9$ лет [1,3]. Это на два-три порядка меньше теоретического времени сохранения магнитного поля. Трудно сказать какова была величина полного магнитного потока до нестационарной фазы Хаяши, но скорее всего она была больше [11]. Поскольку основная часть силовых линий сильно деформирована, то величина B_0 после нестационарной фазы Хаяши оказывается значительно ослабленной. Составляющая B_0 обеспечивается тем, что магнитные неоднородности сохраняют долю преимущественной ориентации, заложенной в ранних фазах эволюции. Это важный момент, потому что раньше предполагалось, что в конвективной фазе Хаяши любое магнитное поле полностью разрушалось и делался вывод о необходимости генерации поля внутри звезды неким магнитным динамо. Наблюдательные данные показывают, что дипольное поле большой величины восстанавливается только к моменту выхода звезды на ZAMS [1,3,12,13] (Zero Age of Main Sequence). В такой ситуации не может быть и речи о присутствии у молодых звезд Ae/Be Хербига сильных магнитосфер с простой структурой, типа дипольной. Этот результат показывает, что в период эволюции между нестационарной фазой Хаяши и Главной последовательностью, предлагаемые разными авторами механизмы магнитного торможения мало вероятны, тем более в нестационарной фазе Хаяши. Данное обстоятельство служит в пользу предположения, что торможение произошло в фазе гравитационного коллапса протозвездных облаков. Поскольку время затухания общего магнитного поля магнитных звезд существенно превышает их возраст, следовательно, поле не надо поддерживать, оно сохраняется с момента формирования [14]. Соотношение крупномасштабной и мелкомасштабной фракций магнитного поля постепенно изменяется в пользу B_0 . Вместе с тем сохраняется реликтовая преимущественная ориентация магнитных силовых линий $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ по отношению к плоскости экватора вращения [1]. Реликтовая крупномасштабная фракция, по-видимому, мало искажается в фазе Хаяши, потому что наблюдаемое сейчас распределение магнитных звезд по углам α достаточно четкое [1], в основном в пределах $0^\circ - 20^\circ$. Эти факты показывают, что разрушающая активность фазы Хаяши достаточно умеренная. Как было показано в [1,4] преимущественная ориентация магнитных силовых линий происходит вследствие избирательного по отношению к углу α торможения протозвездного облака магнитным полем. Сильнее тормозятся те облака, магнитные силовые линии в которых параллельны плоскости вращения. Поскольку такие условия возникают только примерно в 10% случаев, то и доля магнитных звезд оказывается примерно такой же. Избирательный по

отношению к углу α механизм торможения объясняет основные свойства магнитных звезд: медленное вращение, ориентацию магнитных силовых линий в плоскости вращения, а также 10% долю магнитных звезд. Далее в (разделе 7) мы рассмотрим вероятный механизм отделения магнитных звезд от нормальных, возникающий вследствие медленного вращения.

Молодая звезда окружена нестационарной аккрецирующей оболочкой (рис.1), в которой полоидальное магнитное поле существовать не может. Кроме того, оболочка препятствует выходу наружу магнитного поля молодой

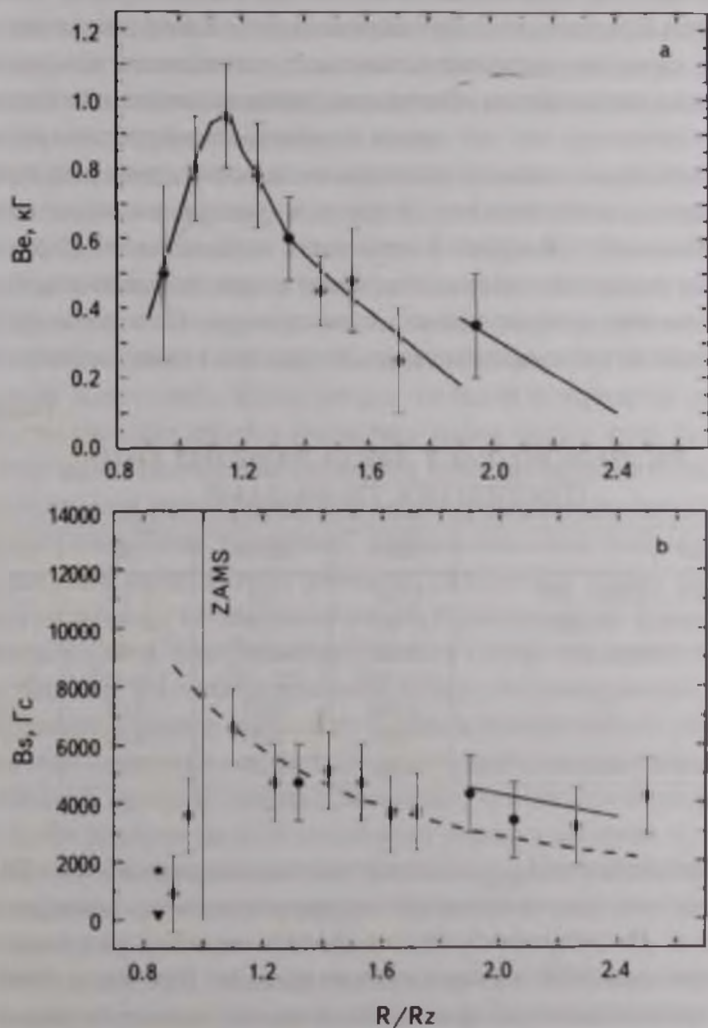


Рис.2 Изменение магнитного поля при эволюционном движении звезд (всех типов пекулярности вместе) поперек полосы Главной последовательности. а) Зависимость, построенная по среднеквадратическим величинам поля, б) Зависимость, построенная по средним поверхностным величинам магнитного поля. Штриховая линия - квадратическое изменение магнитного поля.

звезды (на рис.2 D - это аккреционный диск). Только после исчезновения нестационарной оболочки и диска можно наблюдать фотосферу молодой звезды, т.е. поле можно измерить только перед выходом звезды на ZAMS [15]. Два фактора - 1) постепенный рост полоидальной составляющей поля из-за релаксации мелких структур и 2) ослабление неустойчивости и аккреции, нарушающих поверхностную структуру магнитной звезды, и экранирующей внутреннее магнитное поле, обеспечивают рост глобального магнитного поля звезды, вышедшей на ZAMS. Появление магнитных звезд на ZAMS хорошо видно на примере так называемых объектов "post-Ae/Be Хербига" [16,17], и принадлежащих к экстремально молодым скоплениям и группировкам. Они, по-видимому, имеют уже достаточно сильное поле, подавляющее поверхностные неустойчивости и таким образом облегчающее диффузию химических элементов. Эти звезды отличаются тем, что имеют заметные инфракрасные избытки.

В табл.1 приведены данные о возрастах звезд разного типа пекулярности на ZAMS, затем о максимальном возрасте и среднем возрасте, которые взяты из каталога [18]. В строке 4 приведены оцененные по формуле (1) максимальные теоретические времена t (max) сохранения магнитного поля у звезд разного типа, которые зависят от их диаметра. По этой же формуле сделаны оценки (с учетом данных первой строки и t (max)) минимальных

Таблица 1

СРЕДНИЙ ВОЗРАСТ ЗВЕЗД РАЗНОГО ТИПА ПЕКУЛЯРНОСТИ НА ZAMS

	Тип звезды	He-r	He-w	Si	SrCrEu
1	Возраст на ZAMS, лет	$5 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$
2	Максимальный возраст	$6 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$
3	Средний возраст, лет	$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$
4	t (max)	$5.0 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$
5	$L_{(ZAMS)}/L_*$	0.004	0.01	0.03	0.08
6	$L_{(main)}/L_*$	0.03	0.03	0.06	0.10
7	Доля звезд со слабым полем	0.60	0.55	0.40	0.20

относительных размеров $L_{(ZAMS)}/L_*$ магнитных неоднородностей на ZAMS и $L_{(main)}/L_*$ в середине полосы Главной последовательности, приведенные в строках 5 и 6. Из них видно, что на ZAMS остаются уже достаточно крупные неоднородности, а у относительно молодых He-r звезд релаксация магнитных неоднородностей происходит в гораздо меньшей степени, чем у SrCrEu объектов. Поэтому неудивительно, что у магнитных звезд, кроме глобальной дипольной составляющей магнитного поля, наблюдаются неоднородности [10] среднего размера.

Фаза до ZAMS относительно короткая по времени у звезд всех типов,

кроме звезд SrCrEu-типа (табл.1, строка 1). Средний возраст, данный в строке 3, тоже сильно различен. Наблюдения показывают, что чем меньше средний возраст звезд, тем больше доля объектов со слабыми полями ($< 200 - 300$ Гс) [19], как показано в строке 7. Очевиден эффект роста поля со временем и очевидна относительная краткость периода восстановления магнитного поля после фазы Хаяши, особенно у звезд с гелиевыми аномалиями. Вероятна большая доля в них структур со сложной конфигурацией.

Как говорилось выше, силовые линии, содержащиеся в молодой звезде, не могут выйти наружу вплоть до момента прекращения аккреции и неустойчивости, когда звезда потеряет оболочку и приблизится к ZAMS. Только после этого на звезде может организоваться магнитосфера типа дипольной. Тем не менее исследователи в разное время пытались обнаружить у звезд Ae/Be Хербига магнитное поле.

Первые попытки поиска магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига выполнялись с малой матрицей [20-22] в 1997-2001 гг., регистрирующей небольшой диапазон длин волн. Это не давало возможности получить измерения с большой точностью, она в среднем составляла несколько сот гаусс. Поэтому задача ограничивалась только поиском сильных магнитных полей такой же величины, какую имеют типичные магнитные звезды, т.е. несколько тысяч гаусс. Такие звезды не были обнаружены и был сделан вывод, что сильных полей в несколько тысяч гаусс у звезд Ae/Be Хербига нет. Этот вывод был крайне важен для решения вопроса о быстром росте магнитного поля после ZAMS. Он также показывает то, что в фазе Хаяши магнитное поле было "подавлено" нестационарными процессами.

Серьезный сдвиг в этой проблеме был сделан только после существенного увеличения точности измерений. В ряде работ [23-32] и др. получены первые результаты, показывающие наличие слабых магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига. Из этих результатов видно, что обнаружение магнитных полей зависит в первую очередь от точности измерений и от того, по каким линиям поле измерялось - по фотосферным или оболочечным. Все накопленные к настоящему времени данные показывают, что магнитные поля у молодых звезд Ae/Be Хербига малы и составляют порядка десятков и сотен гаусс.

Наиболее интересные данные были получены в работах [33,34], когда была найдена переменность магнитных полей и получены даже фазовые зависимости продольного магнитного поля у двух звезд Ae/Be Хербига HD200775 и V380Ori. Моделирование показало [35], что эти две звезды направлены к наблюдателю полюсами вращения, очевидно благодаря этому видны области поверхности, мало искаженные воздействием дисковой аккреции. Кроме этих двух звезд промоделированы еще два типа Ae/Be Хербига: HD 37022 [36,37] и 101412 [37,38], которые, как оказалось, тоже имеют дипольные структуры магнитных полей. Эти результаты показывают, что ко времени

выхода молодых звезд на ZAMS некоторые из них уже успевают сформировать заметное поле с хорошо выраженной дипольной структурой. Возраст указанных звезд мы оцениваем как $t = 0.1 \cdot 10^6$, $2 \cdot 10^6$, $0.1 \cdot 10^6$ и $0.5 \cdot 10^7$ лет, соответственно, т.е. они фактически находятся вблизи ZAMS. Важное замечание состоит в том, что у столь молодых звезд магнитные поля уже ориентированы вдоль плоскости экватора вращения ($\alpha \approx 0^\circ$). Это значит, что не медленная меридиональная циркуляция [6,39] определяет ориентацию магнитных полей, а скорее эффект избирательного по отношению к углу α торможения протозвездных облаков, обсуждаемого в работах [1,4]. К сожалению, указанные четыре объекта измерены с недостаточной точностью для выполнения детального моделирования, поэтому к ним были применены, как первое приближение, модели центрального диполя. Точная форма фазовых зависимостей звезд Ae/Be Хербига была бы крайне важна для изучения особенностей эволюции магнитного поля, так как у молодых звезд структуры магнитных полей должны содержать следы нестационарных процессов, происходивших ранее, и которые еще не успели сгладиться. Пример рассмотренных звезд демонстрирует то, что заметное, хоть и относительно слабое, дипольное поле на стадиях эволюции "до-Главной последовательности" может уже существовать, и что в центральных областях молодых лучистых звезд условия достаточно стабильны для начала восстановления глобального реликтового магнитного поля. С другой стороны, систематическая слабость магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига подтверждает действие в прошлом нестабильной фазы Хаяши, в которой полоидальное магнитное поле оказалось существенно запутанным и ослабленным, а также происходило экранирование нестационарной оболочкой. Это один из важных результатов для физики магнитных звезд. Такова ситуация перед тем, как звезда выходит на Главную последовательность. Процесс восстановления дипольного магнитного поля следует в будущем рассмотреть теоретически.

3. Поведение магнитного поля на Главной последовательности

Особый интерес представляет начальный период роста магнитного поля у звезд, вышедших на ZAMS, поскольку этот процесс имеет некоторые теоретические неопределенности. Поэтому этой проблеме уделялось достаточно много внимания [12,13,40,41]. Выше мы упомянули, что если мелкомасштабные магнитные фрагменты B_i внутри звезды (рис.1) включены в общую полоидальную крупномасштабную структуру силой B_0 , то после их омической диссипации на их месте крупномасштабное поле восстанавливается до величины B_0 . Главный недостаток этих исследований состоит в дефиците наблюдательных данных для звезд, находящихся вблизи ZAMS, который происходит вследствие малой величины магнитных полей в этот момент и, как следствие, слабости химических аномалий. Одна из первых зависимостей изменения магнитного поля со временем на Главной последовательности была изучена в 1988г. [41].

Она представлена на рис.2а, где среднеквадратические величины магнитного поля $\langle Be \rangle$ отложены в зависимости от величин R/R_z (пропорциональных $\log$). На полученной зависимости отчетливо видно увеличение магнитного поля после ZAMS вплоть до максимума на $R/R_z = 1.1 - 1.2$, которое соответствует положению звезд V класса светимости. Более поздние поиски такой зависимости подтвердили характер изменения поля на Главной последовательности. На рис.2б кружками показана зависимость средних поверхностных величин $B_s(R/R_z)$, построенная по последним данным [2,13] для 160 звезд. Здесь тоже хорошо виден рост поля после ZAMS. Штриховой линией проведена наблюдаемая квадратическая зависимость. Если бы структуры магнитного поля соответствовали теоретическому диполю, то закон был бы кубическим в соответствии с формулой магнитного диполя $B = qr/R^3$, где q - заряд монополя, r - расстояние между зарядами, R - расстояние от диполя. Меньший показатель степени объясняется тем, что значительная часть звезд имеет структуры магнитных полей, отличающиеся от теоретического центрального диполя. Это приводит к более слабой зависимости $B_s(R/R_z)$, чем кубическая.

Интересно исследовать начальную точку роста магнитного поля на ZAMS. Самые сильные поля у звезд Ae/Be Хербига обнаружены у HD 37022, 101412, 200775 и V381 Ori, как было показано выше. Средняя величина среднего поверхностного магнитного поля для них равна $B_s = 1725$ Гс. Средняя величина продольного поля Be для 13 звезд Хербига, находящихся вблизи ZAMS [34], у которых поле превышает 2σ , равна 355 Гс. По статистическому соотношению $B_s = 6 \cdot Be$ [42] получаем для этих 13 звезд $B_s = 2130$ Гс. Средняя величина из этих двух оценок отложена на зависимости рис.2б звездочкой. Это максимальная известная величина для звезд Ae/Be Хербига. Учет всех других известных измерений магнитного поля для звезд Ae/Be Хербига привел к значительно меньшей величине поля, она отмечена на графике треугольником. Обсуждаемые молодые звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находятся вблизи ZAMS, поэтому, как первое приближение, предполагаем для них среднюю величину $R/R_z \approx 1.1$. Отмеченную на рис.2б треугольником величину мы приняли за начальную точку роста магнитного поля. Рассматривая зависимости на рис.2а и 2б приходим к предположению, что после нестабильной фазы Хаяши магнитное поле оказалось слабым, потому что силовые линии в молодой звезде действительно имели сложную запутанную форму и заметное экранирование нестационарной оболочкой. Мелкомасштабная фракция быстро исчезает вследствие релаксации, превращаясь постепенно в сильное полоидальное поле с направлением силовых линий, соответствующим крупномасштабному реликтовому полю B_0 . К моменту исчезновения нестационарной оболочки поле молодой звезды успевает частично сформироваться, после чего оно

становится заметным. На наш взгляд это один из важных для физики магнитных звезд предположений.

К сожалению, из-за недостатка данных, полученные зависимости изменения среднего квадратического $\langle Be \rangle$ и среднего поверхностного поля B_s со временем невозможно было построить отдельно для звезд разных типов пекулярности. Кроме того, из-за малого количества данных и их большого разброса, форма зависимости $B_s(R/R_z)$ получилась недостаточно четкой. Мы попытались подтвердить ее ход путем изучения распределения числа звезд поперек полосы Главной последовательности $N(R/R_z)$. В работе [3] мы уже изучали такие распределения для звезд каждого типа пекулярности отдельно, все они оказались подобными. Поэтому на рис. 4 построено общее распределение для звезд всех типов пекулярности (около 470 звезд). В этой же работе показано, что форма распределения должна в первом приближении повторять форму зависимости $B_s(R/R_z)$. Действительно, из сравнения рис. 2а, б и рис. 3 видно, что они подобны. Рассматриваемые зависимости показывают рост магнитного поля и числа N в пределах $R/R_z = 1 - 1.2$, максимум на $R/R_z = 1.2$ и последующее уменьшение до $R/R_z = 1.9$. После этого намечается небольшой скачек, который происходит вследствие остановки звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела из-за петли на эволюционном треке. Характерный вид распределения магнитных звезд поперек полосы Главной последовательности можно объяснить следующим образом. В первую очередь оно, скорее всего, определяется наблюдательной селекцией. Магнитное поле около $(R/R_z) = 1$

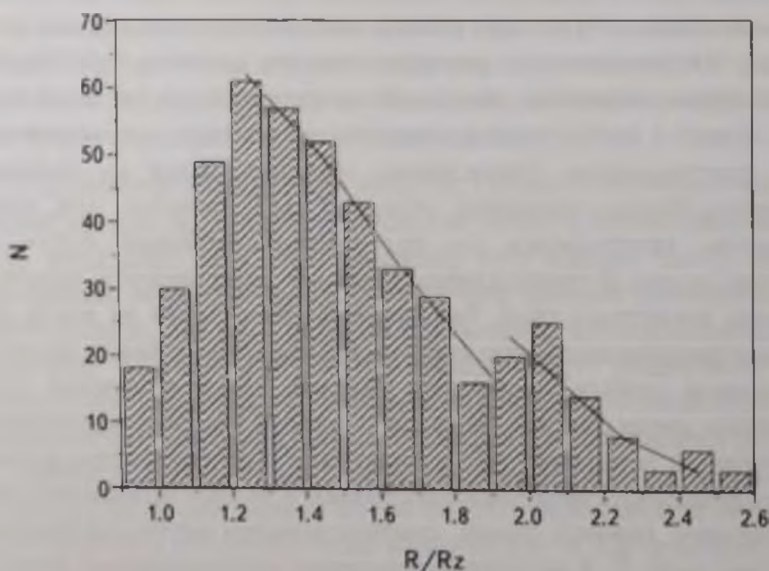


Рис. 3. Распределение магнитных звезд всех типов пекулярности поперек полосы Главной последовательности.

почти нулевое. Но величина химических аномалий зависит от магнитного поля [43], поэтому характерные спектроскопические критерии для поиска СР-звезд вблизи $R/R_z=1$ тоже слабы, что уменьшает вероятность отнести звезду к СР-объектам. По мере роста магнитного поля усиливаются спектроскопические критерии и вместе с этим увеличивается число СР-звезд. Но на рассматриваемую

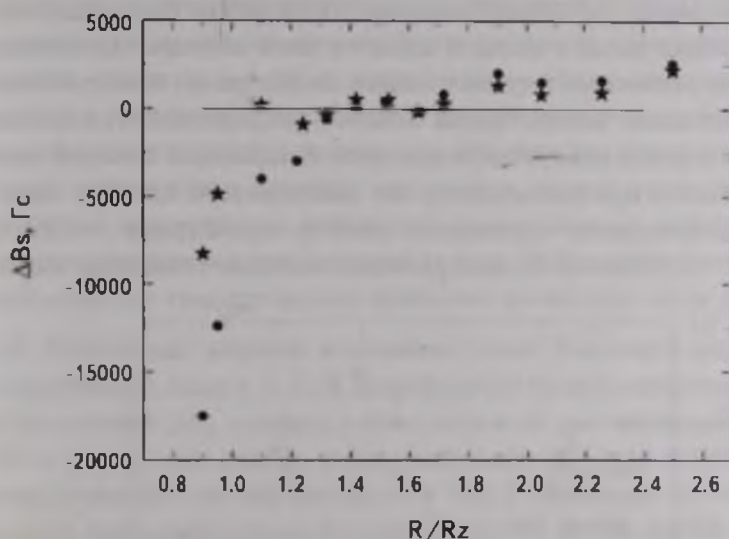


Рис.4. Изменение среднего поверхностного магнитного поля при эволюционном движении звезд поперек полосы Главной последовательности (после исключения влияния изменения поля за счет эволюционного увеличения радиуса). Кружки - учтена кубическая зависимость, звездочки - учтена реальная (квадратическая) зависимость.

зависимость накладывается другая - а именно, уменьшение числа звезд с ростом R/R_z из-за увеличения скорости движения поперек полосы Главной последовательности, а также из-за уменьшения величины магнитного поля вследствие эволюционного роста диаметра. В результате число звезд N с увеличением (R/R_z) после максимума начинает уменьшаться.

Учитывая сказанное, исключим из наблюдаемой зависимости $B_s(R/R_z)$ влияние квадратического, а также кубического изменения среднего поверхностного поля B_s , определяемое эволюционным изменением радиуса. В результате получаем две кривые, с учетом кубической (кружки) и квадратической (звездочки) зависимостей отдельно - рис.4. Обе зависимости показывают, что вначале рост поля происходит быстро, как и должно быть вследствие более быстрого темпа релаксации структур малого размера, затем темп роста замедляется по мере "выгорания" мелкомасштабной составляющей. Так выглядело бы изменение магнитного поля звезд с возрастом, если бы не было влияния изменения поля вследствие эволюционного увеличения радиуса. Крайняя правая часть зависимости недостаточно уверенная из-за малого числа данных. После быстрого исчезновения

мелкомасштабных магнитных структур остаются только крупномасштабные одиночные центральные, смещенные, а также двух и трех дипольные структуры [44,45]. Как видно из рис.4 рост поверхностного поля B_s происходит, по-видимому, практически в течение всей жизни звезды на Главной последовательности, как и должно быть в соответствии с формулой (1). Причина роста магнитного поля на ZAMS может быть следующая. Магнитная конфигурация в молодой звезде частично запутана. Предполагаем, что вследствие омического затухания мелкие конфигурации быстро исчезают, а крупномасштабная конфигурация остается, напряженность со временем увеличивается вследствие уменьшения доли искаженных силовых линий.

Долговечность крупных структур мы наблюдаем на примере звезд со сложными структурами магнитного поля и структурами с большим смещением Δa диполей из центра звезд, которые покидают Главную

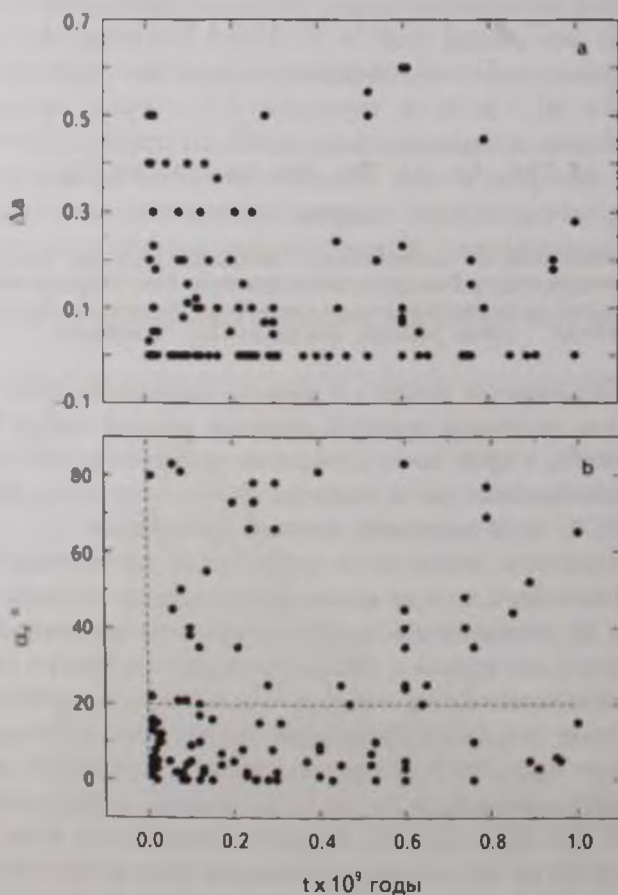


Рис.5. Изменение параметров магнитных структур с возрастом. а) изменение расстояние диполя от центра звезды, б) изменение наклона магнитных диполей.

последовательность, сохраняясь без изменений. На рис.5а [2] показана зависимость изменения величин $\Delta\alpha$ с возрастом. Самые молодые звезды имеют уже асимметричную структуру, доставшуюся от начальных фаз гравитационного коллапса. Не заметно, чтобы асимметрия магнитных полей изменялась с возрастом. Зависимость величины асимметрии от возраста имеет незначимый угловой коэффициент $k = 0.013 \pm 0.041$. Такой же вывод можно сделать из рис.5б, где показано поведение угла α с возрастом (линия на $\alpha = 20^\circ$ отделяет область с максимальным количеством звезд). Эта зависимость показывает, что ориентация магнитного поля со временем практически не изменяется. Оба рисунка демонстрируют факт полной стабильности структур магнитного поля и отсутствие крупномасштабных движений масс звездного вещества, таких как дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция и др. Эти результаты подтверждают также гипотезу твердотельного вращения магнитных звезд [46].

4. *Предельный возраст магнитных звезд.* Эта задача предварительно рассматривалась нами в [2,3]. В данной работе были использованы возрасты $\log t$ из каталога [18], которые определялись по эволюционным трекам из работы [47]. Самые старые звезды наблюдаются среди SrCrEu объектов, список некоторых из них приведен в табл.2. Величины среднего поверхностного магнитного поля B_s взяты из [3,13], другие параметры из [18]. Видно, что предельный возраст магнитных звезд составляет $\log t = 9 - 9.30$ лет, после чего они быстро теряют поле вследствие возникновения конвекции, когда $\log$ и T_{eff} звезды достигнет критического значения. Самый большой возраст звезд других типов пекулярности оказывается равным $\log t \approx 8.7$ (Si), 8.5 (He-w) и 7.8 (He-r) лет. Звезды перестают быть магнитными, практически не израсходовав магнитную энергию, потому что теоретическое время омического затухания поля равно $\log t = 10 - 11$ лет. Самые старые звезды на границе потери магнитного поля имеют в среднем массу $M \approx 1.8 M_\odot$ и радиус $R/R_\odot = 2.16$, как и предсказывает

Таблица 2

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ВОЗРАСТ SrCrEu-МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

HD	T_{eff} , K	$\log t$	$M / M_\odot$	B_s , Гс
28578	6900	>9.0	-	5600
42075	6940	9.30	1.57	8540
96237A	6990	8.94	2.78	2500
101065	6530	9.1	1.53	2300
122970	6920	9.18	1.46	2500
134214	7780	9.00	1.64	3090
147010	7400	9.00	1.75	12000
166473	7760	9.00	1.89	7650
217522	6680	9.11	1.06?	1500

теория эволюции [48]. Резкая граница исчезновения магнитных звезд хорошо заметна также на зависимости $B_s(\log t)$, рассматриваемой в работе [3]. Средняя величина магнитного поля пограничных звезд $B_s \approx 5000$ Гс. Нет никаких признаков медленного уменьшения величин магнитного поля перед его исчезновением.

В табл. 3 приведен список звезд, которые подошли к верхней конвективной границе диаграммы Герцшпрунга-Рессела и имеют $R/R_\odot > 2$ [3]. Интересно то, что магнитное поле у них тоже исчезает быстро. Средняя величина магнитного поля пограничных звезд $B_s \approx 4000$ Гс. Это говорит о том, что конвекция возникает быстро и имеет достаточно большую энергию, способную за короткий срок запутать силовые линии. Трудно предположить, что уходящие с Главной последовательности магнитные звезды с $M/M_\odot > 2$ теряли бы магнитное поле по какой-то другой причине, кроме возникновения конвекции.

Таблица 3

ЗВЕЗДЫ, ТЕРЯЮЩИЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

HD	$T_{\text{эфф}}$, K	Тип	$\log t$	$M/M_\odot$	B_s , Гс
3360	21050	He-r	7.36	4.34	290
5737	13570	He-w	7.90	4.38	3190
5797	7920	SrCrEu	8.90	2.08	1800
8441	8700	SrCrEu	8.63	1.92	470
18078	8050	SrCrEu	8.70	1.53	3830
18296	10920	SrCrEu	8.11	3.30	890
37479	22070	He-r	7.32	10.3	4310
40312	10180	Si	8.30	-	650
47103	8180	SrCrEu	8.86	1.2?	16300
51418	8470	SrCrEu	8.60	-	1130
71866	8170	SrCrEu	8.81	1.71	5180
93507	9170	Si+	8.60	1.91	7150
110274	7310	SrCrEu	8.87	2.20	4020
116458	9720	He-w	8.48	1.44	4680
147010	7400	Si+	9.00	1.75	10600
170397	9450	Si	8.54	1.77	1160
170973	10720	Si+	8.35	2.34	>1000
191742	8110	SrCrEu	8.81	1.67	1800
335238	8250	SrCrEu	8.85	2.65	8700
343872	10500	Si	8.3	-	3720

5. *Время достижения максимума распределения магнитных звезд.* В работе [3] рассматриваются распределения магнитных звезд (He-r+He-w), (Si) и (SrCrEu)- типов поперек полосы Главной последовательности отдельно. Каждое распределение имеет свой максимум. Найти положение максимума B_s непосредственно на зависимостях $B_s(R/R_z)$ для разных

типов пекулярности не представляется возможным вследствие недостаточного количества данных. Если предположить, что положение максимумов распределения поперек оси $\log t$ совпадает с положением максимумов магнитного поля, то можно оценить, сколько времени тратят звезды разного типа до достижения максимальной величины B_s . Возраст максимумов (который приблизительно совпадает со средним возрастом) и максимальный возраст взят из табл.1. Во второй строке табл.4 показано, какую часть жизни на Главной последовательности звезды провели до достижения максимума.

Для сравнения, в работе [4] тоже было найдено, что SrCrEu-звезды проводят до максимума 0.3 своей жизни. Как было показано выше, столь долгий промежуток времени складывается вследствие двух противоположных процессов - роста среднего поверхностного поля из-за релаксации и его одновременного падения вследствие эволюционного роста радиуса. К сожалению, для звезд He-г типа мало данных для получения уверенных результатов.

Таблица 4

ДОЛЯ ЖИЗНИ НА ГП ДО ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМУМА

Тип	He-г	He-w	Si	SrCrEu
Время до максимума	0.27	0.17	0.25	0.5

6. *Структуры магнитных полей.* Важным результатом серии работ по моделированию магнитных полей CP-звезд [2] являются сведения о внутренней и поверхностной структуре магнитных полей. Характерный вид кривых изменения магнитного поля с фазой вращения привел Бэбкока [49] к предположению, что структуры магнитных полей звезд соответствуют структуре теоретического магнитного диполя. Глобальные структуры магнитных полей более 100 CP-звезд изучены нами путем их моделирования по известным фазовым зависимостям продольного поля $B_e(\Phi)$ или среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$ при предположении, что источником магнитного поля является виртуальный магнитный диполь с зарядами $\pm q$, расположенными на расстоянии l между собой [50,51]. Программа расчета позволяет выбирать любое положение зарядов внутри звезды путем задания координат каждого заряда по долготе λ и широте δ , а также расстояния их от центра r . Поверхность звезды разбивается на N элементов меридианами и параллелями и в каждом из них вычисляется вектор магнитного поля от каждого магнитного монополя. Сумма векторов на видимой полусфере, с учетом потемнения к краю и видимой площади элемента, дает среднее поверхностное магнитное поле B_s , которые на практике измеряются по полному расщеплению спектральных линий в неполяри-

зованном свете. Сумма векторов, направленных в сторону наблюдателя, дает среднее продольное поле B_e , которое измеряется по зеемановским спектрам. Изменяя последовательно угол поворота видимой полусферы на необходимый угол можно получить вычисленные фазовые зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$. Методом последовательных приближений, меняя параметры, можно добиться совпадения вычисленной и наблюдаемой фазовой зависимости в пределах 3σ измерений по всем фазам. Практически во всех изученных 100 моделях отклонения оказываются в пределах ошибок, что является подтверждением правильности получаемых приближений. Заметим, что в случаях моделей центрального диполя параметры практически совпадают с результатами, полученными методом Стиббса-Престона [52]. Опыт моделирования показал, что практически во всех изученных звездах распределение магнитного поля по поверхности легко можно описать соответствующим подбором положения и ориентации магнитных диполей. Для физики магнитных звезд важно то, что в месте расположения диполя оказывается область максимальной напряженности. Перечисленные свойства не могут быть получены другими известными методами. Вычисленные и наблюдаемые зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ для одной и той же звезды как правило совпадают в пределах 3σ при одних и тех же заданных параметрах. Кроме того оказывается, что модельные величины средних поверхностных величин магнитного поля B_e в пределах ошибок совпадают с данными, полученными из непосредственных измерений. Это поддерживает уверенность в том, что конфигурация магнитного поля внутри звезды близка конфигурации поля теоретического диполя. Реальные звезды обладают стабильными крупномасштабными магнитными структурами, в которых нестабильные мелкомасштабные фракции в значительной мере ослаблены. Наличие мелкомасштабной компоненты магнитного поля установлено в работе [10].

Характерным свойством A_p и B_p магнитных звезд является большое различие структур и напряженностей магнитных полей [45]. В работах [1,2,4] предполагается, что вероятнее всего магнитные звезды формируются из крайне неоднородных по магнитному полю протозвездных облаков, причем величина магнитного поля должна быть не пропорциональной плотности облаков, иначе всегда получались бы звезды с максимальной напряженностью магнитного поля в центре звезды, где максимальна плотность. Кроме того, как показано в [53], во время формирования звезды из намагниченного протозвездного облака магнитное поле препятствует плотным областям сливаться, благодаря чему в формирующейся звезде могут возникать магнитные неоднородности. У большинства звезд положение магнитного диполя не совпадает с центром звезды. В результате получаются разные характерные структуры магнитных полей, которые в первом приближении можно разделить на четыре типа: 1) поле центрального диполя, 2) поле

диполя, смещенного вдоль его оси, 3) поле диполя, смещенного поперек его оси, 4) поле двух и более диполей. Как говорилось выше, магнитные структуры состоят из глобальной дипольной магнитной конфигурации плюс мелкомасштабная составляющая [10], являющаяся реликтом от нестационарной фазы Хаяши. Из формулы (1) очевидно, что чем больше возраст звезды, тем меньше доля мелкомасштабной составляющей магнитного поля. Интересно, что в многодипольных конфигурациях знаки монополей чередуются. Не было случая, чтобы диполи располагались одинаковыми знаками в одну сторону. Вероятно, в период сжатия протозвездных облаков такая конфигурация неустойчива [54].

Неясно как сосуществует несимметричная структура магнитного поля с симметричной относительно центра звезды плотностью. Для изучения этой проблемы была исследована звезда HD 21699 с сильно несимметричной по отношению к центру структурой магнитного поля [55]. Магнитный диполь лежит в плоскости экватора вращения и он сдвинут от центра звезды на расстояние $\Delta a = 0.4 R_*$ от центра, в результате чего магнитные полюса находятся на экваторе вращения на расстоянии 55° друг от друга (рис.6) по долготе. Область максимальной напряженности магнитного поля находится между монополями. Положение магнитных полюсов ($B_p = \pm 21900$ Гс) обозначено на рисунке полукружками. Распределение температуры с глубиной в полусферах с максимальным и минимальным магнитным полем, как оказалось, в пределах ошибок одинаково. Был сделан вывод [56], что магнитное поле не влияет на структуру атмосферы и мы имеем дело со

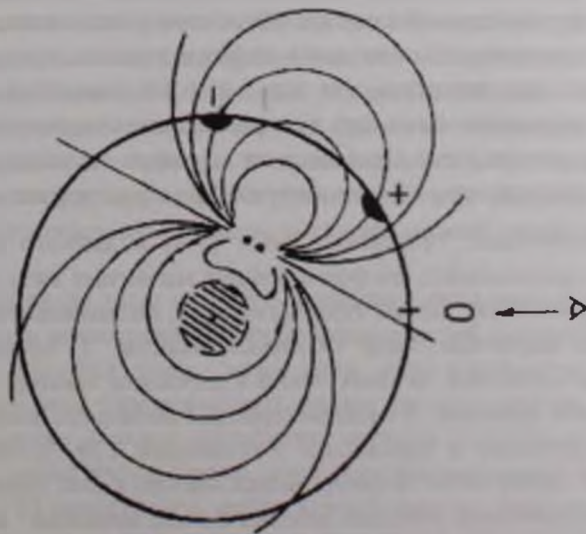


Рис.6. Схема расположения магнитного диполя внутри звезды HD 21699

стабильным магнитным полем и нет условий, нарушающих гидростатическое равновесие. В работе [57] на основании исследования магнитных звезд методом кривых роста тоже был сделан вывод, что у магнитных звезд температуры возбуждения и ионизации близки между собой и соотношение между ними нормальное. Это позволяет сделать вывод, что в атмосферах магнитных звезд нет заметного нарушения термодинамического равновесия. Магнитные звезды имеют достаточно большой возраст, так что все сильные электрические токи в сильных физических неоднородностях, возникших в нестабильной фазе Хаяши, практически уже исчезли. На поверхности магнитных звезд неравномерность физических условий не замечена, кроме тех, которые связаны с неравномерным распределением химических элементов. Небольшая переменность структуры атмосферы связана только с разным покровным эффектом вследствие неравномерного распределения химсостава.

Проблемой является в настоящее время структура магнитного поля в центре звезды вокруг конвективного ядра. Очевидно, что магнитные силовые линии глобального дипольного поля как-то обходят центральную область звезды. Применение нашей методики моделирования показывает, что в случае 3-й и 4-й моделей хорошее согласие с наблюдениями получается только в тех случаях, когда расстояние между монополями задается достаточно большим $l \sim R$, т.е. мы имеем дело не с "точечными" диполями, когда $l \ll R$, а с "длинными диполями". В таких случаях положение монополей определяется сингулярными точками, в которых сходятся силовые линии, а положение диполя определяется точкой симметрии магнитной конфигурации. В отличие от 3-й и 4-й моделей в 1-й и 2-й моделях величина l слабо влияет на форму фазовой зависимости, поэтому нет возможности точно определить величину l . Основываясь на результатах исследования моделей 3 и 4 можно предположить, что и у 1-й и 2-й моделей l тоже велико, тем более, что конвективное ядро не позволяет магнитным силовым линиям находиться внутри него. Применяемая методика не позволяет ощутить влияние конвективного ядра на внутреннюю структуру магнитного поля.

7. Заключение. Результаты работ [1-4] и данного исследования позволяют предположить, что формирование магнитных звезд происходит из протозвездного облака, сильно турбулизованного, неоднородного по плотности и величине магнитного поля. Основные свойства: 1) преимущественная ориентация магнитных силовых линий в плоскости экватора вращения, 2) малая скорость вращения, 3) сложные структуры магнитного поля, 4) разделение звезд на магнитные и нормальные в пропорции 1:10, 5) твердотельность вращения - скорее всего сформировались именно в этот период эволюции, причем они произошли вследствие действия единого механизма - избирательного, по отношению к углу α , торможения протозвездного облака магнитным полем. Эффективно тормозятся только те протозвездные облака, у которых

направление силовых линий преимущественно параллельно плоскости вращения. Подтверждение этого вывода фактически поддержит реликтовую гипотезу. "Нормальные" звезды отделяются от магнитных и немагнитных химически пекулярных звезд скорее всего в результате дифференциального вращения протозвездного облака, возникающего при превышении критической скорости вращения v_c . Дифференциальное вращение закручивает магнитные силовые линии в тороидальную форму. После нестабильной фазы Хаяши магнитное поле в молодой звезде оказывается сильно запутанным и ослабленным. Верхние слои сжимающейся лучистой молодой звезды нестабильны, они подвергаются сильной аккреции, в то же время в самой лучистой звезде начинается релаксация сложных магнитных структур. Из наблюдений очевидно, что существенное упорядочение магнитного поля происходит за время от нестабильной фазы Хаяши до ZAMS. Все это время нестационарная оболочка экранирует поле молодой звезды. Поэтому по мере исчезновения оболочки верхние слои молодой намагниченной звезды становятся видимыми постепенно. В этот период эволюции нет условий формирования вокруг звезды магнитосферы с простой дипольной конфигурацией. Заметное магнитное поле и химические аномалии появляются только при подходе звезды к ZAMS, когда звезда освобождается от окружающего ее газово-пылевого облака, а верхние слои стабилизируются. Запутанная система магнитных силовых линий начинает исчезать вследствие омической и другой неустойчивости. Этот период характерен появлением крупномасштабной дипольной реликтовой составляющей, управляющей диффузией химических элементов. Таков наиболее вероятный краткий сценарий начальной фазы эволюции магнитных полей CP- звезд. Слабость магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига подтверждает существование нестабильной фазы Хаяши, в которой реликтовое магнитное поле оказалось существенно запутанным и ослабленным. Однако нестабильность этой фазы достаточно умеренная, потому что она позволяет сохранить основные полоидальные реликтовые структуры. Учитывая сказанное, можно предположить, что химически пекулярные звезды без магнитного поля сформировались из немагнитных протозвездных облаков, имеющих момент вращения меньше критического.

В период прихода звезд на ZAMS магнитное дипольное поле быстро растет вследствие релаксации мелких неоднородностей магнитного поля и стабилизации внешних слоев. Затем темп роста поверхностного поля замедляется, по мере омической диссипации мелких структур, остаются крупные структуры. Полная диссипация крупных структур не успевает произойти до конца жизни звезды, имеющих максимальный возраст 10^9 лет. Рост поля на поверхности звезды компенсируется уменьшением его со временем за счет эволюционного роста радиуса, поэтому начальный быстрый рост поля продолжается только до момента достижения полосы

V класса светимости на Главной последовательности, после чего начинает преобладать его уменьшение. После достижения звездой полосы Главной последовательности с $R/R_z = 1.9 - 2.0$ наблюдается скачек магнитного поля и числа звезд на распределении, вследствие остановки движения звезды из-за характерного зигзага на эволюционном треке. В течение всей жизни звезды на Главной последовательности магнитное поле ее состоит в основном из двух фракций - глобальной дипольной и мелкомасштабной.

Рост дипольной составляющей магнитного поля происходит практически в течение всей жизни звезды на Главной последовательности, максимум до возраста $t = 10^9$ лет, после чего звезда доходит до границы появления конвекции. Часть самых холодных звезд теряет поле вследствие конвекции не доходя верхней границы Главной последовательности. Звезды перестают быть магнитными практически не израсходовав свою магнитную энергию, потому что максимально возможное время омического диссипации составляет $10^{10} - 10^{11}$ лет. Поэтому уменьшением поля за счет омического затухания в большинстве теоретических работ можно пренебречь.

Поскольку полный магнитный поток остается практически неизменным в течение всего времени нахождения звезды на Главной последовательности и его затухание определяется исключительно путем омической диссипации, то это свидетельствует об отсутствии других возможных источников разрушения, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбулентия и др. Магнитная звезда вращается твердотельно.

Структура магнитного поля химически пекулярных звезд отличается от структуры идеального центрального магнитного диполя, поэтому с расстоянием от центра звезды поле меняется не по кубическому закону, а медленнее, пропорционально примерно $1/R^{2.5}$.

Сложное поведение магнитного поля и химических аномалий с возрастом приводит к тому, что максимум распределения звезд поперек полосы Главной последовательности и величины магнитного поля у звезд разных типов пекулярности приходится на разные возрасты - в среднем от $0.2 \cdot 10^8$ (He-r+He-w) до $4.5 \cdot 10^8$ лет (SrCrEu).

Вероятно потеря момента вращения протозвездных облаков при помощи магнитного поля приводит к известному дефициту тесных двойных среди магнитных звезд.

Магнитные звезды с $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ формируются из заторможенных намагниченных протозвездных облаков. Магнитные звезды с $\alpha > 20^\circ$ формируются в значительной степени из медленно вращающихся намагниченных облаков. Немагнитные Am, HgMn и др. звезды формируются из немагнитных протозвездных облаков, имеющих изначально слабое вращение.

Рассмотренные в данной работе и в [4] свойства магнитных звезд требуют дальнейшего более глубокого исследования на основе более полного

наблюдательного материала. Надо учитывать также, что ранние периоды эволюции звезд в настоящее время изучены недостаточно.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

MAGNETIC STARS AFTER HAYASHI's PHASE. I

Yu.V.GLAGOLEVSKIY

Problems of an origin and evolution of magnetic stars on the basis of the analysis of observation data are discussed. It is supposed that the main properties magnetic stars obtained at a stage of the protostar collapse. The properties of magnetic stars after Hayashi's stage are in detail considered

Key words: *magnetic stars: problems of an origin and evolution: stage Hayashi*

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 315, 2014.
2. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **56**, 407, 2013.
3. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 29, 2015.
4. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 350, 2015.
5. M. Hayashi, *Publs. Astron. Soc. Japan*, **17**, 177, 1965.
6. D. Moss, *IAU Symp.*, **224**, 245, 2004.
7. А.Е.Дудоров, Магнитное поле межзвездных облаков, *Итоги науки и техники, Астрономия*, **39**, 77, 1990.
8. T. Cowling, *The Sun*, ed. G.P. Kuiper, Univ. of Chicago press, Chicago (1953), Chapter 8.
9. E. Parker, *Cosmic magnetic fields* (Russian translation), vol.1, "Mir", Moscow, 1982, p.186.
10. O. Kochukhov, S. Bagnulo, G. Wade, *Astron. Astrophys.*, **414**, 613, 2004.
11. L. Mestel, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, **6**, 151, 265, 1965.
12. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 407, 2013.
13. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 173, 2013.
14. С.Б.Пикельнер, *Основы космической электродинамики*, Наука, М., 1966, с.68.
15. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 204, 2014.

16. В.С.Шевченко, Ас/Ве звезды Хербига, Ташкент, ФАН, 1989.
17. Yu. V. Glagolevskij, Bull. SAO., **41**, 80, 1996.
18. Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., (каталог готовится к печати).
19. Yu. V. Glagolevskij, G.A.Chountonov, Bull. SAO, **45**, 105, 1998.
20. Yu. V. Glagolevskij, G.A.Chountonov, Bull. SAO., **51**, 88, 2001.
21. Yu. V. Glagolevskij, G.A.Chountonov, Stellar magnetic fields, Moskow, 1997, p.116.
22. Yu. V. Glagolevskij, G.A.Chountonov, Magnetic fields of chemically peculiar and related stars, Moskow, 2000, p.149.
23. J.-F.Donati et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **291**, 658, 1997.
24. S.Hubrig et al., Astron. Astrophys., **428**, L1, 2004.
25. E.Alecian et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **429**, 1001, 2012.
26. S.Hubrig et al., Astron. Astrophys., **446**, 1089, 2006.
27. C.Catala et al., Astron. Astrophys., **462**, 293, 2007.
28. G.Wade et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **376**, 1145, 2007.
29. S.Hubrig et al., Astron. Astrophys., **463**, 1039, 2007.
30. G.A.Wade et al., Astron. Astrophys., **442**, L31, 2005.
31. S.Hubrig et al., Astron. Nachr., **331**, 361, 2010.
32. S.Hubrig et al., Astron. Astrophys., **525**, L4, 2011.
33. E.Alecian et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **385**, 391, 2008.
34. E.Alecian et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **400**, 354, 2009.
35. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysics, **55**, 369, 2012.
36. G.A.Wade et al., Astron. Astrophys., **451**, 195, 2006.
37. Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., **71**, 2016 (in press).
38. F.Leone, G.Catanzaro, Astron. Astrophys., **365**, 118, 2001.
39. D.Moss, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **168**, 61, 1974.
40. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysics, **57**, 217, 2014.
41. Yu. V. Glagolevskij, Magnetic stars, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
42. Yu. V. Glagolevskij et al., Bull. SAO, **23**, 37, 1986.
43. Yu. V. Glagolevskij, Astron. J. (rus), **71**, 858, 1994.
44. Yu. V. Glagolevskij, A.F.Nazarenko, Astrophys. Bull., **70**, 1, 2015.
45. Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., **66**, 158, 2011.
46. G.W.Preston, Pub. Astron. Soc. Pacific., **83**, 571, 1971.
47. S.Ekstrom et al., Astron. Astrophys., **537**, A146, 2012.
48. F.Palla, S.W.Stahler, Astrophys. J., **418**, 414, 1993.
49. H W Babcock, Astrophys. J., **114**, 1, 1951.
50. E Gerth, Yu. V. Glagolevskij, Physics of magnetic stars, Nizhnij Arkhyz, 2007, p.148.
51. E Gerth, Yu. V. Glagolevskij, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
52. G.Preston, Pub. Astron. Soc. Pacific, **83**, 571, 1971.
53. D.J.Price, M.R.Bate, C.L.Dobbs, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **36**, 128, 2009.
54. E.Flowers, M.A.Ruderman, Astrophys. J., **215**, 301, 1977.
55. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysics, **50**, 441, 2007.
56. V.V.Leushin, Yu. V. Glagolevskij, G.A.Chountonov, Astrophys. Bull., **66**, 67, 2011.
57. Yu. V. Glagolevskij, Izvestiya SAO, **2**, 3, 1970.

IV-Й БОЛЬШОЙ МИНИМУМ ВИЗУАЛЬНОГО БЛЕСКА R CrB. I. $UBVR_cI_c$ ФОТОМЕТРИЯ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 28 октября 2015

Принята к печати 23 марта 2016

Представлены результаты $UBVR_cI_c$ фотометрии R CrB в минимуме визуального блеска 2007-2015гг. Уникальная длительность (более 8 лет) и глубина ослабления блеска (9^m) не изменили типичного поведения показателей цвета: уменьшения показателей цвета на стадии паления блеска и их увеличения при временном увеличении блеска на интервале JD 2454500-2454600. Волновая зависимость амплитуды увеличения блеска в этот эпизод временного увеличения блеска имеет типичный характер: увеличение блеска $0^m 7$ в полосе i_c соответствовало $0^m 1$ в полосе b . Текущий минимум блеска интерпретируется как проявление 46-летней цикличности в активности R CrB, дополняющей известные 4284 и 1200-суточные цикличности. IV й Большой минимум блеска, как и любой другой минимум, интерпретируется как следствие образования последовательности экранирующих оболочек.

Ключевые слова: *звезды: переменность типа R CrB: фотометрия: R CrB*

1. Введение. Звезда R Северной Короны (R CrB) обладает уникальной переменностью и уже более 200 лет приковывает к себе внимание исследователей [1,2]. Она стала прототипом небольшой (до сотни членов) группы звезд с переменностью типа R Северной Короны (RCB). Основная отличительная черта данного типа переменности - временные ослабления визуального блеска характерной формы - минимумы блеска, прерывающие длительное "спокойное" состояние максимального блеска. Глубина варьирует от 0.5 до 8^m . Характерное время длительности минимума блеска - до сотни и более суток; но иногда длительность минимума превышает тысячи суток, как, например, один такой минимум начался в 1962г. и закончился в 1967г. В спокойном состоянии - максимуме блеска - звезда показывает полуправильную мультипериодичность с характерными временами 30-60 суток [3]. Минимумы блеска сопровождаются радикальным изменением практически всех наблюдаемых характеристик с последующим восстановлением исходных параметров. Например, радикальное изменение спектра приводит к радикальному изменению показателей цвета: трансформация чисто абсорбционного спектра в полностью эмиссионный создает эффект поголубения, т.е. уменьшения показателей цвета звезды [1,4]. Причиной минимумов визуального блеска является образование на луче зрения слоя

пылевого вещества и последующее его рассеяние в околозвездное пространство. В инфракрасной (ИК) области спектра присутствует переменный ИК избыток с эффективной температурой T_{eff} около 700 К, который обусловлен околозвездной углеродно-пылевой оболочкой и который не связан с минимумом блеска. Но через сотню суток после начала минимума визуального блеска ИК блеск показывает временное увеличение на несколько десятых звездной величины из-за притока пылевого вещества, вызвавшего протекающий или уже завершившийся минимум [1,5,6]. Благодаря своей яркости, а блеск звезды в спокойном состоянии варьирует около 6 визуальной звездной величины, R CrB продолжает оставаться основным источником наших знаний о переменности типа RCB.

В 30-е годы XX в. наблюдения дали два результата. Значимость одного увеличивается до настоящего времени, в то время как второй временами подвергается сомнению, но остается одной из основ наиболее распространенной модели переменности у звезд типа RCB - модели затмения центральной звезды облаком пыли [7,8]. Первый из этих двух результатов касается обнаружения полуправильных колебаний блеска у RY Sgr в спокойном состоянии [9]. Затем было обнаружено, что эти пульсации блеска являются спусковым механизмом как для начала минимума визуального блеска [10], так и для его завершения [8,11]. Второй результат 30-х годов XX в. - последовательность минимумов визуального блеска у R CrB представляет собой идеальный неправильный процесс [12]. Необходимость примирить эти два противоречивых результата постоянно создает сложности при интерпретации переменности типа R Северной Короны в рамках модели облака [8]. Результат Sterne [12] доминировал при попытках поиска периодичностей в следовании минимумов визуального блеска у звезд с переменностью типа RCB и редкие положительные результаты этого поиска [13] не принимались во внимание при интерпретации феномена RCB. В ряде наших исследований этого вопроса было высказано допущение существования 4400-суточной цикличности в следовании минимумов блеска у R CrB [1,14-16], последнее уточнение этого значения 4284 ± 140 суток [17]. В 1997г. в исследовании [15] было высказано предположение, что в следующем, VII-м цикле с началом в 2007-2008гг. [16] может произойти "четвертый большой минимум". В исследовании [18] нашли подобный 4342-суточный период в ИК диапазоне, а также период 1206 суток, который скорее всего эквивалентен известному 1100-суточному периоду [19].

После начала в 2007г. нового минимума блеска R CrB нам представляется возможным более уверенно говорить о существовании нескольких цикличностей в переменности этого прототипа уникальной группы звезд. Минимум 2007г. означает начало как нового 4284-суточного цикла

активности, так и начало очередного, IV-го Большого минимума блеска R CrB, как следствия 46-летнего цикла активности [13], для которого автор в своем коротком исследовании не связала конкретные события с этой цикличностью.

К моменту написания данной работы имеются три публикации по исследованию текущего минимума блеска R CrB, одна из них [20] посвящена фотометрии. Исследована переменность блеска в течение 2-3 часов по данным наблюдений за 5 ночей в апреле-мае 2009г. какой-либо определенной переменности обнаружено не было. Две другие касаются исследований спектра звезды.

В данном исследовании представлена фотометрия и спектрометрия R CrB на некоторых этапах уникального минимума блеска, начавшегося в 2007г. и продолжающегося по настоящее время. В I-й части описана фотометрия в период наибольшего ослабления блеска R CrB в 2007-2009гг., во II-й части описана спектроскопия в этот период (низкого спектрального разрешения) и некоторых этапах восстановления блеска (высокого спектрального разрешения). Будет обосновано наименование минимума 2007-2015гг. как IV-го Большого минимума визуального блеска R CrB. Мы проанализируем минимум визуального блеска R CrB 2007-2015гг. с точки зрения модели оболочки: минимум блеска обусловлен образованием сферической пылевой оболочки в верхних слоях атмосферы звезды [17].

2. Наблюдения Фотометрия R CrB была выполнена в 2007-2009гг. на 1-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории (КРАО), расположенном на горе Кошка вблизи Симеиза и оснащенном ПЗС камерой Apogee Alta U42 ($2k \times 2k$, размер пикселя $13.5 \times 13.5 \text{ мкм}^2$ или $0.21''/\text{пиксель}$) с набором стандартных $UBVR_{\text{C}}$ фильтров [21]. Фотометрические условия в месте наблюдений не являются удачными и стабильными для получения высококачественных данных [22]. Это обстоятельство определило необходимость получения нескольких кадров в каждом фильтре и выбора соответствующего режима камеры: ячейки матрицы объединялись (binning) в режимах 2×2 пикселя или 3×3 пикселя. Последняя операция одновременно увеличивала чувствительность аппаратуры. Длительность экспозиции варьировала в диапазоне 10-240 секунд. Наблюдения и их редукция выполнены с помощью пакета программ MaxIm DL4. Применение стандартной процедуры редукции изображений позволило достичь предельных звездных величин на уровне отношения сигнал/шум $S/N \sim 1$ в полосе $U \sim 16^m.5$ для экспозиций 240с, $B \sim 18^m.5$ для экспозиций 120с и $V \sim 20-21^m$ для экспозиций 120с при размере изображений около $1.5-2''$. Для звезд окрестностей (рис.1, табл.1) была проведена привязка к стандартам в экваториальных площадках SA [23]. Сравнительно невысокая результи-

рующая точность в табл.1 обусловлена ошибками учета атмосферной экстинкции (разница воздушных масс области переменной и стандартных площадок SA достигала значения 0.4) и трансформацией инструментальной системы фотометра в стандартную. Точность фотометрии звезд сравнения (табл.1) также характеризует точность фотометрии переменной (табл.2), так как выбор условий наблюдений минимизировал вклад внешних ошибок. Фотометрию переменной мы не приводили к стандартной системе, так как

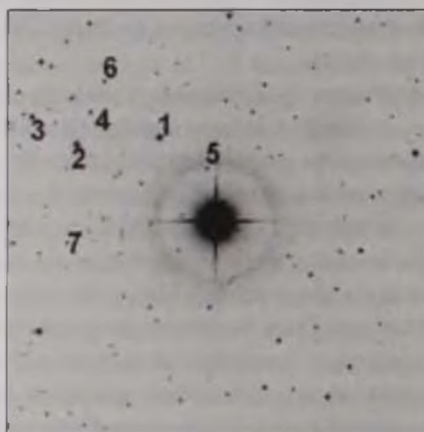


Рис.1. Звезды сравнения (табл.1) в окрестностях R CrB. Сторона карты 14 угловых минут, север вверх

Таблица 1

UBVR_c ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТЕЙ R CrB

Звезда	UCAC4 [24]	<i>U</i> ± σ	<i>B</i> ± σ	<i>V</i> ± σ	<i>R_c</i> ± σ	<i>I_c</i> ± σ
1	592-054134	13.049 143	12.888 040	12.208 046	11.809 025	11.386 034
2	591-054838	13.524 142	13.430 045	12.819 031	12.502 095	12.095 042
3	592-054149	13.981 160	13.924 091	13.389 032	13.066 031	12.700 037
4	592-054141	15.586 239	15.636 098	15.123 040	14.826 052	14.409 046
5	591-054832	-	17.265 148	16.481 056	16.045 097	15.604 050
6	592-054139	-	16.972 166	16.268 136	15.861 158	15.528 097
7	591-054839	-	17.269 208	16.281 073	15.774 076	15.238 060

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЯ R CтВ В ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ
ПОЛОСАХ $ubvr_i c$

Юлианская дата, JD 2450000+	u	b	v	r_c	i_c
1	2	3	4	5	6
4418.17	-	14.345	13.768	13.269	12.254
4426.14	-	14.361	13.785	13.401	12.300
4439.66	-	-	13.857	13.443	12.398
4447.66	-	14.268	13.868	13.457	12.442
4450.66	13.940	14.371	13.868	13.465	12.447
4453.65	14.072	14.486	13.874	13.479	12.413
4502.57	13.963	14.578	14.009	13.618	12.619
4503.55	13.990	14.623	14.036	13.608	12.632
4507.62	-	14.543	14.011	13.640	12.597
4511.60	14.053	14.633	14.026	13.650	12.605
4524.55	14.062	14.587	14.028	13.530	12.446
4525.55	14.036	14.588	13.986	13.517	12.417
4534.57	-	14.541	13.732	13.103	12.038
4535.49	14.051	14.523	13.702	13.050	11.956
4537.53	14.002	14.575	13.688	13.048	11.935
4541.63	-	14.584	13.757	13.085	11.971
4573.35	-	14.679	14.246	13.761	12.805
4574.28	14.144	14.645	14.237	13.751	12.763
4576.37	14.213	14.680	14.240	13.791	12.813
4577.52	14.170	14.699	14.219	13.799	12.838
4582.42	14.420	14.756	14.246	13.840	12.893
4600.28	14.172	14.754	14.251	13.894	12.936
4602.28	14.237	14.787	14.275	13.884	12.924
4603.32	14.205	14.736	14.291	13.884	12.928
4604.29	14.092	14.758	-	13.888	12.926
4605.29	14.164	14.776	14.140	13.789	12.933
4606.30	14.093	14.738	14.129	13.878	12.926
4609.32	-	14.695	14.136	-	-
4611.34	14.296	14.785	14.143	13.859	12.973
4613.31	-	14.831	14.144	13.929	13.006
4616.28	14.328	14.833	14.188	13.940	13.056
4629.32	14.474	14.842	14.285	13.959	13.040
4630.37	-	14.534	14.162	14.113	13.018
4774.18	14.282	14.934	14.440	14.296	13.489
4815.67	14.660	15.085	14.705	14.361	13.690
4925.42	14.774	15.289	14.886	14.718	13.981
4927.44	14.878	15.567	15.096	14.737	14.018
4929.50	14.907	15.680	15.111	14.764	14.002
4956.35	14.635	15.501	15.054	14.699	13.676
4957.45	14.823	15.505	15.013	14.684	14.005
4967.31	-	15.276	14.952	14.668	14.063
4968.48	14.924	15.454	14.904	14.671	13.892
4969.36	15.032	15.456	14.924	14.623	13.892
4970.32	14.760	15.447	14.925	14.623	13.912

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6
4971.36	15.056	15.447	14.927	14.548	13.897
4973.32	14.765	15.422	14.906	14.623	13.871
4974.36	14.949	15.423	14.809	14.766	13.881
4975.32	14.646	15.445	14.899	14.582	13.862
4976.37	14.814	15.514	14.903	14.488	13.672
4989.30	14.941	15.417	14.889	14.490	13.834
4990.31	14.873	15.357	14.833	14.413	13.820
4991.39	15.091	15.468	14.892	14.588	13.842
4992.32	14.668	15.404	14.867	14.546	13.900
4993.36	14.831	15.401	14.890	14.605	13.888
4994.39	14.863	15.461	14.896	14.499	13.843
4995.32	14.742	15.441	14.902	14.495	13.853
4996.32	14.680	15.394	14.928	14.546	13.903
4997.31	14.930	15.458	14.878	14.544	13.903
4998.32	14.866	15.371	14.893	14.504	13.910
4999.37	14.725	15.417	14.849	14.484	13.858
5001.30	14.974	15.420	14.919	14.417	13.913
5002.32	14.769	15.420	14.757	14.345	13.750
5003.35	15.000	15.478	14.752	14.560	13.890
5004.31	14.744	15.406	14.911	14.378	13.916
5005.31	14.775	15.468	14.985	14.515	13.892
5006.30	14.826	15.445	14.905	14.518	13.856

ввиду трансформации спектра звезды из абсорбционного во время максимума блеска в эмиссионный спектр в минимуме блеска эта процедура является не вполне корректной.

В окрестностях переменной имеется обширная фотометрия слабых звезд поля [20], где звезда №23 ($U=17^m.480$, $B=17^m.193$, $V=16^m.432$, $R=16^m.020$, $I=15^m.603$) идентична нашей звезде №5 (табл.1). Фотометрические системы совпадают, так как имеют общие исходные данные [23].

3. *Фотометрическое поведение.* Текущий минимум блеска начался в середине 2007г. и продолжается уже более 8 лет. Наша фотометрия охватила 600-суточный интервал времени (рис.2). Блеск звезды за это время продемонстрировал тренд на ослабление с амплитудой $1^m.2$ и достиг самого большого зарегистрированного ослабления на 9^m против известного на 8^m , показав единственное временное увеличение блеска на $0^m.3$. Дальнейшее поведение можно охарактеризовать наличием общего тренда на восстановление нормального блеска с временными, но длительными и значительными ослаблениями. Глубина около 9^m и длительность более 8 лет являются уникальным отличием данного минимума блеска от многих известных и позволяют охарактеризовать его большим минимумом. На

рис.3 представлены вариации показателей цвета R CrB в начале фазы минимального блеска, которые имели тренды разной амплитуды на уменьшение своих значений. Общее поведение показателей цвета характерно

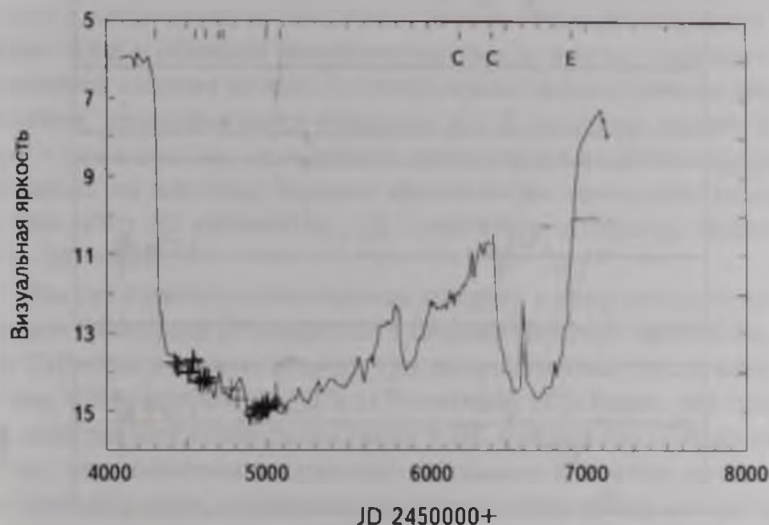


Рис.2. Кривая визуального блеска R CrB в IV-м Большом минимуме. Сплошная линия - усредненные данные наблюдателей AAVSO, плюсы - данные табл.2, кружки - данные [20]. Вертикальные линии в верхней части - моменты наших спектральных наблюдений (см. II-ю часть данной публикации) (C - Куде-спектрограф, E - Эшеле-спектрограф, остальные - спектрометр SPEM).

для стадии уменьшения блеска во время минимума: при уменьшении блеска звезды показатели цвета уменьшаются, т.е. становятся более голубыми. Временное увеличение блеска в период JD 2454500-2454580 сопровождалось типичным временным увеличением (покраснением) трех показателей цвета кроме $u-b$. Такое поведение можно расценивать как начало выхода звезды из локального минимума блеска: начало восстановления нормального состояния в первую очередь проявляется большей амплитудой увеличения блеска в ближней ИК области спектра, в частности, в полосе I_c [25]. Амплитуда увеличения блеска i_c достигла $0^m.7$ против $0^m.1$ для блеска b (табл.2). Отличия показателей цвета от нормальных значений (рис.3) во время наших наблюдений обусловлены, по крайней мере, двумя причинами. Во-первых, волновая зависимость экстинкции в экранирующем веществе привела к изменению в распределении энергии в спектре звезды, во-вторых, присутствие интенсивных эмиссий He I и Ca II в ультрафиолетовой области спектра также уменьшит на $0.1-0^m.2$ соответствующий показатель цвета $u-b$ (см. рис.2 во второй части данного исследования).

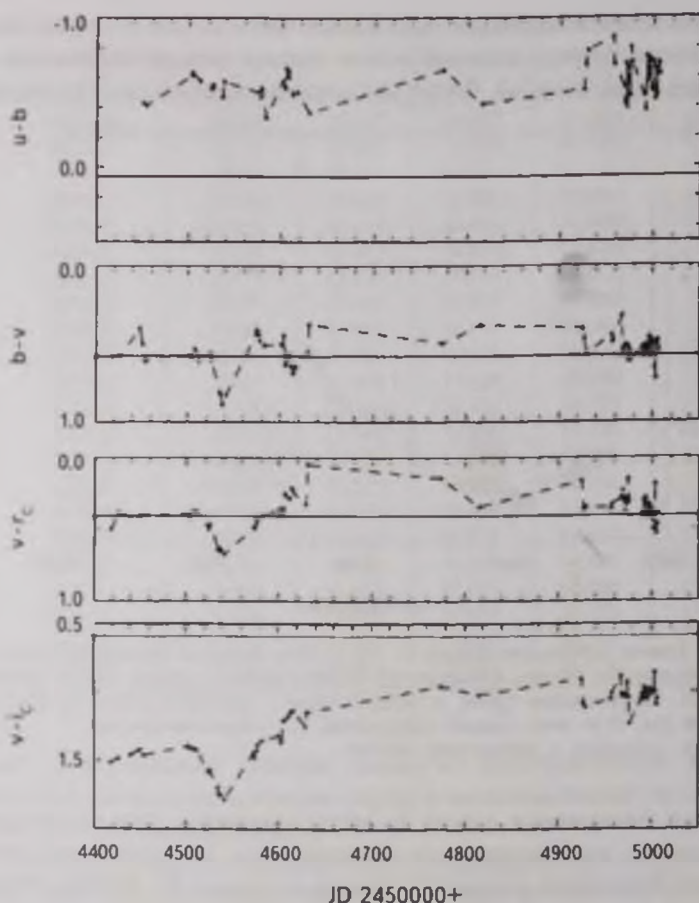


Рис.3. Вариации показателей цвета $u-b$, $b-v$, $v-r$, $v-i$ (сверху вниз) R CrB в фазе минимального блеска. Горизонтальные линии на каждой панели — средние уровни показателей цвета в максимуме блеска.

4. *Дискуссия.* При первичном анализе данных наблюдений становится ясным, что данный минимум общими трендами в фотометрическом поведении не отличается от предыдущих. Исключение составляют продолжительность и глубина ослабления блеска в этом минимуме: не менее 8 лет и 9^m , соответственно. Просмотр исторической кривой блеска R CrB (см., например, базу данных AAVSO, для более ранних эпох [26]) позволяет увидеть еще несколько подобных минимумов. Ранее [5,15] уже обращалось внимание на подобные большие минимумы блеска в 1863-1873гг., 1962-1968гг. и менее выраженный "большой" минимум 1908-1912гг. Нами было предложено связать эти большие минимумы с 46-летней цикличностью в активности

R CrB, которую нашла Хрузина [13] в результате анализа исторической кривой блеска, но, к сожалению, не представила идентификацию с деталями кривой блеска. Еще один возможный большой минимум попадает на пробел в наблюдениях в 1819-1844гг. Этот пробел в кривой блеска связан скорее всего с сезонной невидимостью звезды в лучах Солнца во время соединения в ноябре месяце, а в этот интервал времени начался очередной минимум, продолжавшийся несколько лет. В результате интерес к звезде упал и она выпала из поля зрения наблюдателей до 1844г. Для удобства обозначим эти известные Большие минимумы последовательно по времени: I - 1863-1873гг., II - 1908-1912гг., III - 1962-1967гг. и, наконец, современный IV - 2007-2015гг.

Нам представляется возможным говорить в утвердительной форме о существовании ряда регулярностей в следовании/начале минимумов блеска у R CrB. Это в первую очередь три долговременных цикличности: 46-летняя, 4284-суточная [15,16] и 1170-суточная [27]. Важно, что последние две цикличности обнаружены также в ИК блеске [18,19]. Вариации ИК блеска, что тождественно вариациям светимости или массы околосредной пылевой оболочки, отображают вариации темпа потери массы звездой, поэтому допустимо говорить, что многолетние цикличности отображают вариации темпа потери массы. В связи с этим следует обратить внимание на интересную особенность 1206-суточной периодичности (см. рис.2 в работе [18]): имеется уровень блеска $L \approx 2^m 5$, выше которого блеск звезды не поднимается на фазах около 0 и 1 и не опускается ниже на фазах около 0.5. Но в основе этой потери массы находятся пульсации самой звезды. Пульсации способствуют потере массы звездой. Пульсации также контролируют минимумы визуального блеска: начало и завершение минимума управляются пульсациями звезды [7,8,10,11,28,29]. Ослабление блеска начинается после максимума блеска в пульсации; восстановление - после минимума блеска в пульсации. Но, если учесть, что пылинки начинают свой рост за 10-20 суток до того, как они обнаруживают себя ростом поглощения в визуальной области спектра [1,4], то становится ясным, что условия для образования пылинок создаются в минимуме блеска звезды в пульсации. Фаза минимума блеска в пульсации несколько опережает фазу максимального радиуса звезды (этот вывод можно сделать, если проанализировать данные по лучевым скоростям для RY Sgr из обширного исследования [30]). По-видимому, процессы образования и разрушения пылинок запускаются на одной фазе пульсаций звезды близко соответствующей максимальному радиусу звезды.

В исследовании [31] было обосновано представление о минимуме визуального блеска у звезды с переменностью типа RCB с кривой блеска любой формы как суперпозиции нескольких независимых эпизодов

образования на луче зрения и последующего рассеяния ряда пылевых слоев, описываемых идеализированной кривой блеска и представляемой несложной аналитической формулой. Это представление сохраняется и для Большого минимума и не требует каких-либо условий, дополнительных к [31].

Применение результата [31] по аналитическому представлению кривой блеска во время минимума к кривой блеска на рис.2 не вызывает трудностей. Для аналитического представления минимума блеска достаточно всего два параметра: максимальной оптической толщины образующегося пылевого слоя и длительности падения блеска от нормального уровня до максимального значения в данном эпизоде. Другими словами можно сказать, что после достижения точки экстремума, все дальнейшее поведение блеска почти точно следует расчетной кривой. На рис.4 приведен вариант такого представления. Выбор вариантов представления ограничен при соблюдении условий из [31], одним из которых является возможность образования нового поглощающего слоя в одну из последующих пульсаций: первую, вторую и т.д. Для R CrV характерна мультипериодичность пульсаций: около 53, 40 и 27 суток [3], что создает некоторую неопределенность в выборе временного параметра. В результате аппроксимаций получается набор параметров, численно не выходящих за пределы наблюдаемых

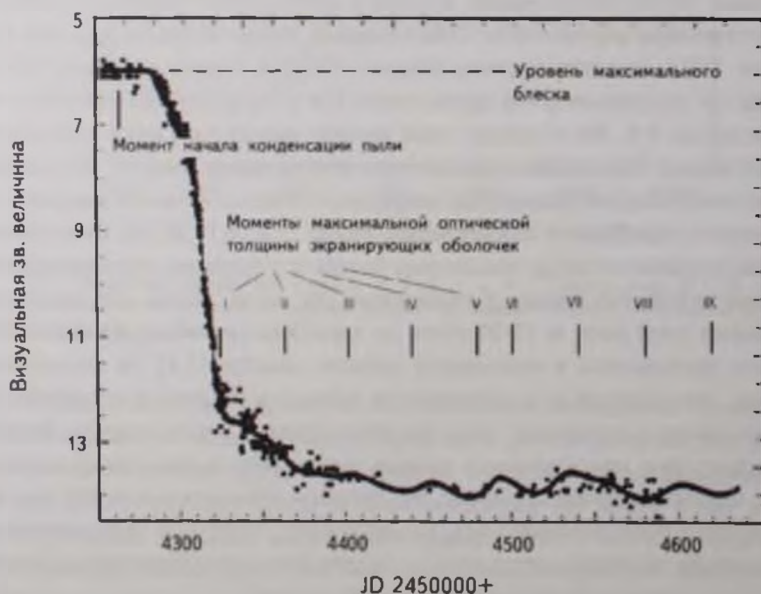


Рис.4. Вариант аналитического представления кривой блеска R CrV в начальной стадии текущего минимума блеска. Точки - данные наблюдателей AAVSO, вертикальные линии - моменты минимального блеска в отдельном эпизоде (с I-го до IX-го) образования пылевого слоя. Отмечено время начала процесса конденсации пыли в I-м эпизоде.

значений. Это упрощенное формальное представление оправдано своей простотой, так как форма кривой блеска во время минимума блеска находила объяснение, даже исходя из достаточно простых физических представлений [32]. Авторы [33] не видели большой проблемы в представлении кривой блеска звезды в фазах падения и восстановления блеска, кроме фазы минимального блеска, так как она часто имеет значительную длительность. Аппроксимации [33] кривой блеска на выходе из минимума позволили получить оценки скорости движения пылевой среды во внешние слои: 124 и 242 км/с. Эти значения близки к наблюдаемым значениям скоростей (200-300 км/с), ассоциируемых с околосредной средой, которая формируется во время минимума блеска (см. обзоры [1,2]).

4.1. *Что же происходит в окрестностях звезды во время минимума визуального блеска?* Описанные выше некоторые моменты развития Большого минимума, как и любого другого минимума, можно последовательно изложить, основываясь на серии публикаций, начиная с краткой констатации ряда наблюдательных фактов в 1984г. [6]. Для определенности опишем минимум в применении к самой R CrB (табл.3). Для других звезд следует учесть отличие определяющих характеристик (светимости, температуры, пульсаций и т.п.). Некоторые нижеприведенные физические параметры применительно к околосредной среде были получены без привлечения модельных расчетов, но в основу наших рассуждений

Таблица 3

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ R CrB СОБСТВЕННО ЗВЕЗДЫ [1,2],
ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ОБОЛОЧЕК - ПОСТОЯННО
СУЩЕСТВУЮЩЕЙ ПЕРМАНЕНТНОЙ И ВРЕМЕННО
СУЩЕСТВУЮЩЕЙ ЭКРАНИРУЮЩЕЙ, ОТВЕТСТВЕННОЙ ЗА
МИНИМУМ ВИЗУАЛЬНОГО БЛЕСКА**

Параметр	Звезда	Экранирующая оболочка	Перманентная оболочка
Масса, в единицах массы Солнца $M_{\odot}$	0.7-0.9	10^7	10^6 [5]
Болومترическая светимость, $\log L_{\text{ст}} / L_{\odot}$	4.2	$\leq 0.4 L_{\text{ст}}$	$0.4 L_{\text{ст}}$
Эффективная температура, К	6750-7250	700-900	700-900
Радиус, $R_{\odot}$	90	$(4 \div 10) \times 90$	26×90 [34]
Темп потери массы, $M_{\odot}/\text{год}$	10^6		
Скорость звездного ветра, км/с	$0 \div 10$	$\sim 25 \div 250$	$\sim 25 \div 300$ [5,17,35,36]
Оптическая толщина		< 9	$< 0.07-0.16$ [37]

помещено представление о сферической оболочке.

Структура звезды вне и во время минимума представлена на рис.5. В состоянии максимума блеска звезда имеет зону "1", которая простирается от фотосферы звезды до основания перманентной оболочки. Во время минимума блеска появляется экранирующая оболочка, которая разбивает зону "1" на две части: "1" и "2". По мере развития минимума блеска экранирующая оболочка увеличивает свой радиус и таким образом зона "2" трансформируется в зону "1".

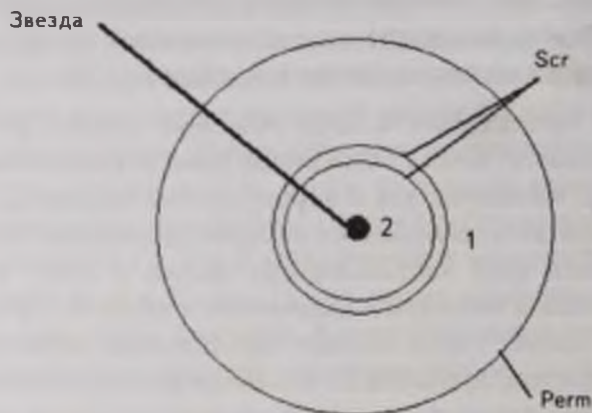


Рис 5. Схематическое представление структуры околзвездных окрестностей звезды (star) с переменностью типа RCB в спокойном состоянии и во время минимума блеска (см. текст). Scr - нижняя и верхняя границы экранирующей оболочки, Perm - нижняя граница перманентной оболочки, 1 и 2 - внутренние зоны перманентной и экранирующих оболочек, соответственно.

Наличие пульсаций [38] способствует потере массы [39, 40] с высоким темпом около $10^{-6} M_{\odot}$ (см. для ссылок [2,17]). Скорость истечения вещества может достигать 10 км/с на уровне фотосферы и затем увеличивается до 25 км/с в основании перманентной оболочки, что обеспечивает уширение узких эмиссий, которые иногда наблюдаются вне минимума блеска и очень интенсивны в первой половине минимума блеска. В этом потоке вещества на расстоянии ≥ 20 радиусов звезды происходит конденсация пыли [41]: формируется перманентная оболочка. Последняя проявляет себя в ИК диапазоне спектра с 4342-суточной цикличностью [18]. Иногда пульсации звезды создают условия для конденсации пыли на уровне 1.5-3 радиусов звезды [42]. С этого момента собственно и начинается образование сферической экранирующей пылевой оболочки, т.е. начинается минимум визуального блеска.

Связь пульсаций звезды и двух основных фаз минимума блеска - (1) начала падения блеска или начала процесса конденсации пыли и (2)

начала восстановления блеска или прекращение процесса конденсации пыли - позволяет предложить следующее упрощенное описание развития минимума блеска. Минимум блеска - это конкуренция первого и второго процессов. Состояние минимального блеска - равновесие этих двух процессов. Начало процесса разрушения пылинки можно отнести к средней части ветви падения блеска, а завершение процесса конденсации пылинок с серединой ветви восстановления блеска.

Этот процесс конденсации пыли начинается за 10-20 суток до первых признаков падения визуального блеска, т.е. в фазе минимума пульсации блеска или при максимальном радиусе звезды. Зародыши пылинок с размерами менее 0.003 мкм практически не проявляют себя в визуальном диапазоне [43], но обнаруживают себя появлением ИК избытка [1]. Развитие этого избытка крайне сложно проследить ввиду первоначально низкой его светимости [44], которая только спустя сотню суток становится заметной на фоне ИК избытка от перманентной оболочки [5,6]. Механизм, создающий эти условия для конденсации пыли в экранирующей оболочке, имеет 4284-суточную цикличность. Близость двух значений, 4284 и 4342 суток, означает, что эти две цикличности являются фактически одной цикличностью, но которая проявляется на разных уровнях атмосферы и

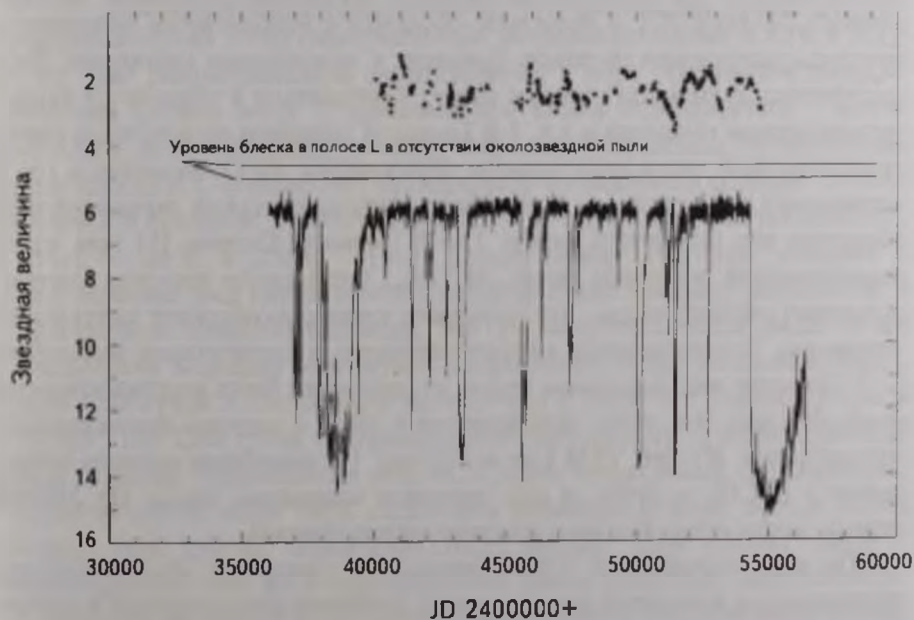


Рис.6. Кривая визуального и ИК блеска R CrB, охватывающая III-й и текущий IV й 46-летние циклы. Визуальные данные из базы данных AAVSO и ИК (в полосе L) из публикаций [15,18,46]. Показан уровень L-блеска звезды без вклада околозвездного пылевого вещества (диапазон между двумя сплошными линиями) [5].

окрестностей звезды: 1.5-3 и ≥ 20 радиусов звезды, соответственно. Последнее обстоятельство выражается в наличии сдвига "фаз" между этими цикличностями. Если следовать нумерации 4284-суточных цикличностей, предложенной в [16], то I-й цикл отстает от эфемериды [18] на 2106 суток, II - 1316 суток, III - 1557^d, IV - 1505^d, V - 1647^d, VI - 1554^d, VII - 1601^d или в среднем на 1573^d ($\pm 54^d$) по последним пяти значениям. Дальнейшая дискуссия в этом направлении выходит за рамки данного исследования, но можно указать на проблематичность сопоставления 4342-суточной ИК цикличности [18] с определенными деталями ИК кривой блеска, существующей с 1968г. (рис.6). На рис.6 видно также, что не представляется возможным уверенно выделить на длинах волн 3.5 мкм какую-либо определенную деталь, вызванную Большим минимумом 1962-1967гг., т.е. пыль ответственная за этот минимум уже удалась на достаточное расстояние и соответственно имеет более низкую температуру, чтобы не проявлять себя на этих длинах волн.

Следует отметить, что существующее исследование процесса конденсации пыли [41] дает некоторые числовые параметры меньше наблюдаемых: пылинки в реальных условиях достигают скоростей около 100 км/с и более за 30 суток [47] против расчетных 100 км/с за 150 суток.

За 40-50 суток вещество этой оболочки ускоряется до скоростей порядка 200 км/с [47], и рассеяние оболочки с дополнением возможного процесса разрушения пылинок приводит к завершению минимума. Но в следующую пульсацию процесс может повториться и образуется вторая экранирующая оболочка и т.д. 4-й Большой минимум можно представить суперпозицией последовательного образования 10-12 оболочек в год с оптической толщиной $\tau = 2 \div 5$. Массу отдельной такой экранирующей оболочки мы оценивали около 1.4×10^{-7} массы Солнца [5] при массе перманентной оболочки около $10^{-6} M_{\odot}$. Описанную простую картину усложняет обстоятельство, что пульсации также способствуют завершению минимума. Это выражается в неприемлемости аналитического выражения [1,31] на ветви восстановления блеска из минимума: блеск восстанавливается более быстро. Это четко наблюдается у звезд с хорошо выраженными пульсациями: RY Sgr, V854 Cen и FG Sge; 1-2 подобных эпизода можно найти у R CrB: в 1945г. и для текущего минимума около JD 2456600 (имело место очень быстрое восстановление блеска).

По мере ослабления блеска звезды ее спектр из абсорбционного превращается в богатый эмиссионный, наиболее интенсивный в ультрафиолетовой области, за счет чего показатели цвета ($U-B$) и ($B-V$) уменьшаются, т.е., звезда голубеет. В фазе минимального блеска состав эмиссионного спектра становится менее представленным и определяющее влияние на показатели цвета оказывает уже закон экстинкции в пылевой

среде экранирующей оболочки. Наиболее интенсивные широкие эмиссии, наблюдаемые во время минимума блеска (D Na I, He I $\lambda 3889$, $\lambda 7065$; H & K Ca II), возникают в экранирующей и перманентной оболочках. Перманентная оболочка может простирается на значительные расстояния от звезды: до $2''.5$ у V854 Cen [45]. Одноименные узкие эмиссии образуются в звездном ветре, который в зонах 1 и 2 имеет скорости до 25 км/с. В пределах экранирующей и перманентной оболочек звездный ветер из-за присутствия пылинок приобретает скорости 200-300 км/с. Подобный высокоскоростной звездный ветер наблюдается у многих звезд с переменностью типа RCB [36].

Наблюдаемое излучение звезды является суммой неполяризованного излучения звезды и поляризованного в перманентной оболочке рассеянного излучения звезды. В случае многокомпонентного минимума блеска экранирующие оболочки, по-видимому, нарушают ориентированную структуру околосредных окрестностей, поэтому поляризация регистрируемого излучения звезды вследствие этого значительно падает, даже при максимальном ослаблении блеска звезды [1].

5. Заключение. Два параметра, глубина ослабления блеска около 9^m и продолжительность ослабления блеска более 8 лет, позволяют охарактеризовать текущий минимум как Большой минимум блеска. Исключительно продолжительный и глубокий минимум визуального блеска R CrB в 2007-2015 гг. стал подтверждением существования у этой уникальной звезды - прототипа группы звезд с одноименным типом переменности - долговременной 46-летней цикличности в переменности блеска. Историческая кривая блеска R CrB позволяет отождествить 4-е подобных события: в 1863 г. начался I-й Большой минимум, в 1908 г. - II-й (не столь впечатляющий), в 1962 г. - III-й, в 2007 г. - IV-й. Теперь можно уверенно говорить о существовании трех цикличностей, которые проявляются в визуальном и инфракрасном диапазонах спектра. Это циклы длительностью около 46 лет в следовании Больших минимумов визуального блеска (Большой цикл), около 4284 суток в следовании минимумов в пределах Большого цикла и около 1100-1200 суток в переменности визуального и инфракрасного блеска. В основе переменности типа RCB лежит потеря массы, следовательно, эти цикличности могут быть следствием вариаций в темпе потери массы звездой или других характеристиках звезды. Для других звезд с переменностью типа RCB еще предстоит поиск подобных цикличностей.

Хотелось бы привлечь внимание к возможности представления кривой блеска во второй половине минимума, ветви восстановления блеска из текущего Большого минимума как следствия медленного рассеяния уникального слоя, который становится одновременно источником последовательности экранирующих оболочек. Скорость его расширения, если

следовать [33], может быть порядка нескольких км/с, что сопоставимо со скоростью звездного ветра в верхних слоях фотосферы звезды.

Наличие цикличности вносит элемент предсказуемости в проявлении переменности у R CrB. Текущий минимум должен скоро закончиться, чтобы в апреле 2019г. ($\pm 3 \times 140$ суток [17]) начался новый минимум блеска, а значит и новый VIII-й 4284-суточный цикл. Начавшееся в мае-июне 2015г. (на фазе 0.67 текущего 4284-суточного цикла) падение блеска R CrB с 7^m до почти 14^m в ноябре 2015г. подчеркивает уникальную продолжительность текущего минимума блеска и подтверждает правильность выбора термина "цикличность активности" перед термином "периодичность". Подобные повторные падения блеска на завершающей фазе любого минимума блеска мы в своих предыдущих исследованиях, например в [31], относили к этому незавершенному минимуму блеска, т.е., в данном случае, к IV-му Большому минимуму блеска.

Автор признателен наблюдателям переменных звезд за возможность использования международной базой данных AAVSO. При выполнении наблюдений большую помощь оказали данные международной сети VSNET, университет Киото, Япония. Это исследование было выполнено с использованием базы данных SIMBAD (Страсбург, Франция).

Главная астрономическая обсерватория, НАН Украины, Киев,
Украина, e-mail: aeros@mao.kiev.ua

IV-th GREAT VISUAL LIGHT MINIMUM OF R CrB. I. THE $UBVR_c I_c$ PHOTOMETRY

A.E.ROSENBUSH

Results of the $UBVR_c I_c$ photometry of R CrB in the visual light minimum, 2007-2015, are presented. Unique duration (8 years) and the depth of the light drop (9^m) did not change the behavior of a typical color indices: the decrease of the color indexes on stage of light fall and their increase during a temporal increase in the brightness at JD 2454500-2454600. The wavelength dependence of the amplitude increase brightness in this episode temporal increase in brightness is a typical view: the increase of the brightness on $0^m.7$ in the photometrical i_c band corresponds to $0^m.1$ in the b band. The current unique visual light minimum is the IV-th Great minimum and is interpreted as a manifestation of the 46-year regularity in an activity of R CrB, adding the

known 4284 and 1200-day cycles. This IV-th Great minimum, like any one of them, is interpreted as a consequence of the formation of a sequence of the screening shells.

Key words: *stars: variability of R CrB type: photometry: R CrB*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.E.Rosenbush*, *Astrophysics*, **39**, 78, 1996.
2. *G.C.Clayton*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 225, 1996.
3. *R.I.Goncharova*, *G.U.Kovalchuk*, *A.F.Pugach*, *Astrophysics*, **19**, 161, 1983.
4. *A.E.Rozenbush*, *Astrophysics*, **43**, 435, 2000.
5. *A.E.Rosenbush*, *Kinematics Phys. Celest. Bodies*, **14**, 262, 1998.
6. *А.Э.Розенбуш*, *Астрон. циркуляр*, **1343**, 6, 1984.
7. *M.W.Feast*, *Variable stars and stellar evolution*, *IAU Symp.*, **67**, Moscow, 129, 1975.
8. *M.W.Feast*, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, **96**, 3, 1996.
9. *L.Jacchia*, *Publ. Osserv. Astron. Univ. Bologna*, **2**, 173, 1933.
10. *A.F.Pugach*, *Inf. Bull. Var. Stars*, **1277**, 1, 1977.
11. *J.W.Menzies*, *M.W.Feast*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 358, 1997.
12. *T.E.Sterne*, *Harvard Bull.*, **896**, 17, 1934.
13. *Т.С.Хрузина*, *Астрон. циркуляр*, **1098**, 1, 1980.
14. *A.E.Rosenbush*, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, **96**, 91, 1996.
15. *A.E.Rozenbush*, *Kinematics Phys. Celest. Bodies*, **13**, 69, 1997.
16. *A.E.Rosenbush*, *Inf. Bull. Var. Stars*, **5025**, 1, 2001.
17. *A.Rosenbush*, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, **391**, 39, 2008.
18. *B.F.Yudin*, *J.D.Fernie*, *N.N.Ikhsanov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **394**, 617, 2002.
19. *D.W.Strecker*, *Astron. J.*, **80**, 451, 1975.
20. *A.U.Landolt*, *J.L.Clem*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **122**, 541, 2010.
21. *M.S.Bessell*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 1181, 1990.
22. *A.E.Rozenbush*, *A.P.Vid'machenko*, *Kinematics Phys. Celest. Bodies*, **27**, 317, 2011.
23. *A.U.Landolt*, *Astron. J.*, **137**, 4186, 2009.
24. *N.Zacharias*, *C.T.Finch*, *T.M.Girard et al.*, *Astron. J.*, **145**, A44, 2013.
25. *А.Э.Розенбуш*, *Кинематика и физика небесных тел*, **2**, 29, 1986.
26. *L.Campbell*, *H.Shapley*, *Harvard Circ.*, **24**, 1, 1923.
27. *A.V.Raveendran*, *B.N.Ashoka*, *N.K.Rao*, *Astrophys. Space Sci. Library*, **128**, 191, 1986.
28. *M.W.Feast*, *Changing Trends in Variable Star Research*, *IAU Coll.*, **46**, Hamilton, New Zealand, 246, 1979.
29. *В.П.Архипова*, *Письма в Астрон. ж.*, **22**, 828, 1996.

30. *J.B.Alexander, P.J.Andrews, R.M.Catchpole et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **158**, 305, 1972.
31. *A.E.Rozenbush*, Sov. Astron. Lett., **18**, 65, 1992.
32. *J.Krelowski*, Variable stars and stellar evolution, IAU Symp., **67**, Moscow, 149, 1975.
33. *A.Goeres, E.Sedlmayr*, Astron. Astrophys., **265**, 216, 1992.
34. *A.E.Rosenbush*, Astron. Nachr., **316**, 281, 1995.
35. *A.E.Rozenbush*, Astrophysics, **50**, 514, 2007.
36. *G.C.Clayton, T.R.Geballe, W.Zhang*, Astron. J., **146**, A23, 2013.
37. *A.E.Rosenbush, A.V.Bondar'*, Baltic Astron., **12**, 369, 2003.
38. *W.A.Lawson, D.Kilkenny*, Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser., **96**, 349, 1996.
39. *Yu.A.Fadeyev*, Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser., **96**, 375, 1996.
40. *Yu.A.Fadeyev*, Astrophys. Space Sci., **86**, 143, 1982.
41. *Yu.A.Fadeyev*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **233**, 65, 1988.
42. *P.Woitke, A.Goeres, E.Sedlmayr*, Astron. Astrophys., **313**, 217, 1996.
43. *B.T.Draine, H.M.Lee*, Astrophys. J., **285**, 89, 1984.
44. *В.И.Шенаверин, О.Г.Таранова, В.И.Мороз, А.В.Григорьев*, Астрон. ж., **56**, 1007, 1979.
45. *G.C.Clayton, T.R.Ayres*, Astrophys. J., **560**, 986, 2001.
46. *В.И.Шенаверин, О.Г.Таранова, А.Э.Наджиш*, Астрон. ж., **88**, 34, 2011.
47. *A.E.Rozenbush*, Astrophysics, **44**, 78, 2001.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ 3С 120 И СТА 102 С ПРИМЕНЕНИЕМ АНАЛИЗА СИНГУЛЯРНОГО СПЕКТРА И ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА

А.И.ДОНСКИХ¹, М.И.РЯБОВ², А.Л.СУХАРЕВ², М.АЛЛЕР³

Поступила 12 октября 2015

Принята к печати 23 марта 2016

В статье исследуется переменность потоков радиоизлучения квазара СТА 102 и радиогалактики 3С 120 по данным Мичиганской радиоастрономической обсерватории (UMRAO) Анн Арбор. Данные для исследований на трех частотах (14.5, 8 и 4.8 ГГц) были получены на 26-м радиотелескопе. Анализ данных проводился двумя дополняющими друг друга методами: вейвлет-анализом и анализом сингулярного спектра. Вейвлет-анализ основан на преобразовании Фурье, в то время как анализ сингулярного спектра не использует анализирующую функцию. У исследуемых источников были обнаружены долговременные компоненты переменности в интервале ~4-11 лет (3С 120) и интервале ~1.5-3 года (СТА 102). Для кратковременных их компонент переменности характерно проявление периодов продолжительностью ~0.7-3.4 года для 3С 120 и ~0.5-0.8 лет для СТА 102. Также было сделано сравнение полученных данных с РСДБ-картами архива MOJAVE (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments) для исследования эволюции компонент в джетах исследуемых квазаров.

Ключевые слова: *квазар; переменность радиоизлучения; 3С 120, СТА 102*

1. **Введение.** Исследуемые в работе данные были получены в рамках мониторинга внегалактических радиоисточников на 26-м радиотелескопе Мичиганского университета. Данный мониторинг является уникальным по длительности и непрерывности наблюдений. Наблюдения источника 3С 120 проводились на частотах: 14.5 ГГц (1974-2010 гг.), 8 ГГц (1966-2010 гг.), 4.8 ГГц (1980-2009 гг.). Наблюдения СТА 102 проводились на всех трех частотах с 1999 по 2011 гг. Методика калибровки и обработки данных описана в статьях [1,2].

Радиогалактика 3С 120 (0430+052) находится на расстоянии 143 Мпк и является галактикой Сейферта 1 типа. Красное смещение $z \sim 0.033$ [3]. Объект обладает джетом, видимым в оптическом, радио и рентгеновском диапазонах. По данным РСДБ-наблюдений видимая максимальная скорость компонент в джете 6.44 с [4]. В статье [5] сообщается о существовании прецессии джета 3С 120 с периодом 12.3 года. Предполагают наличие в центре системы двух черных дыр (верхний предел массы для первичной ЧД равен $3.0 \cdot 10^7 M_{\odot}$, нижний предел массы $4.0 \cdot 10^6 M_{\odot}$ для вторичной ЧД). В течение многих лет проводится мониторинг этого источника в

обсерватории Metsahovi. Авторами [6] обнаружена периодичность во временном масштабе 4.3 и 1.4 года на частотах 22 и 37 ГГц. Также определено наличие периодов 0.5 года на частоте 22 ГГц и 0.3 года на 37 ГГц. На частоте 90 ГГц обнаружен период 2.7 года.

Квazar СТА 102 (2230+114) находится на расстоянии 6943 Мпк. Красное смещение источника $z \sim 1.037$ [7]. Видимая максимальная скорость компонент в джете 8.62 с [4]. В 2006г. у источника наблюдалась мощная вспышка активности. В качестве объяснения этой активности авторами [8] предлагалась модель "the shock-in-jet" (ударной волны в джете). В статье [9] оценивается масса центральной черной дыры в $5.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$. С 1986г. источник наблюдается в обсерватории Metsahovi. Авторами [10] были найдены периоды переменности плотности потока на частоте 37 ГГц продолжительностью 5.2 и 9.7 лет; на 22 ГГц - 4.9 и 8.4 лет; на 14.5 ГГц - 9.2, 8.3 и 4.3 года; на 4.8 ГГц - 3.8, 8.5 и 9.8 года. При исследовании переменности потоков внегалактических радиоисточников применяются различные подходы. Изучению общих свойств большого числа радиоисточников на радиотелескопе РАТАН-600 на 6 частотах посвящена работа [11]. Исследовалась переменность в масштабах времени от нескольких дней до нескольких лет. Авторами статьи указывается, что у большинства наблюдаемых источников переменность вызвана прохождением ударной волны в джете.

Вместе с тем для получения детальной картины переменности каждого радиоисточника в отдельности необходимо применение методов анализа данных способных решить эту задачу. К таким методам относится вейвлет-анализ и анализ сингулярного спектра.

2. Исходные данные и предварительная обработка. В работе

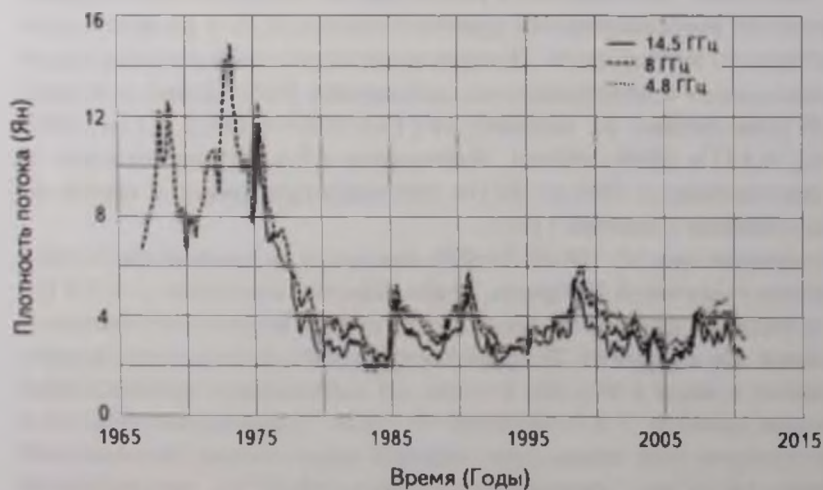


Рис.1. Плотность потока источника 3C 120 на частотах 14.5, 8 и 4.8 ГГц.

использовались данные наблюдений плотности потоков усредненные за 7 дней. Производилось сглаживание полиномиальным (2-й степени) скользящим средним и вычитание трендов для выявления короткопериодических составляющих. Для получения исходных данных с равномерными отчетами по времени (0.02 года) была использована тригонометрическая интерполяция [12].

Предварительный анализ используемых наблюдений показывает наличие трендовых составляющих изменений потока и кратковременных вариаций на их фоне. В последующем вейвлет-анализе расчеты велись отдельно для этих двух компонент. Исходные сглаженные данные источников 3С 120 и СТА 102 на трех частотах изображены ниже на рис. 1 и 2.

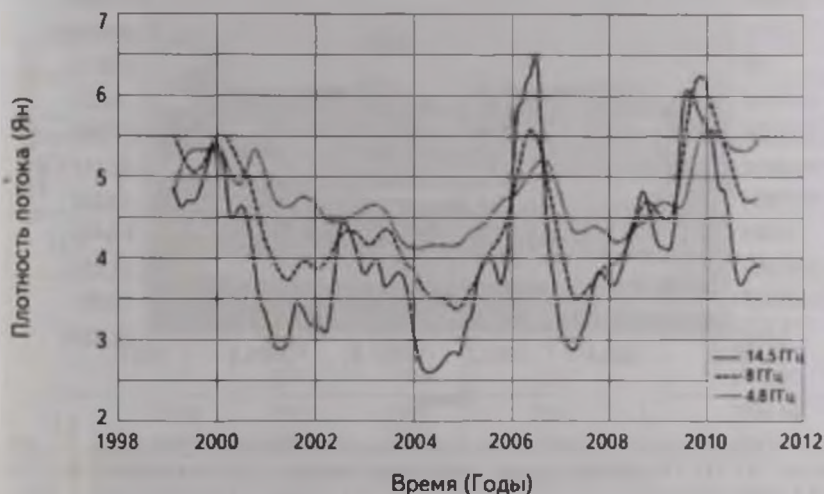


Рис. 2. Плотность потока источника СТА 102 на частотах 14.5, 8 и 4.8 ГГц.

3. *Вейвлет-анализ* Перед использованием вейвлет-анализа применялась FFT фильтрация для выделения короткопериодических компонент.

Вейвлет-преобразование обеспечивает частотно-временное представление сигналов. Следующее выражение определяет непрерывное вейвлет-преобразование:

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

где a - параметр масштаба, b - параметр сдвига ($a, b \in \mathbb{R}$, $a \neq 0$). Функция $\psi(t)$ - материнский вейвлет [13]. Исходную функцию можно восстановить с помощью обратного вейвлет-преобразования:

$$x(t) = C_{\psi}^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(a, b) \psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \frac{1}{\sqrt{a}} \frac{dadb}{a^2}, \quad C_{\psi} = \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}(\omega)|^2 |\omega|^{-1} d\omega,$$

где C_ψ - постоянная допустимости, которая должна соответствовать критерию допустимости $C_\psi < \infty$.

В данной работе используется хорошо локализованный по времени и частоте вейвлет Морле. Подробное описание метода можно найти в работах [14,15]. Примеры применения вейвлет-анализа для обработки данных внегалактических источников описаны в работе [16].

4. Результаты применения вейвлет-анализа. Примеры

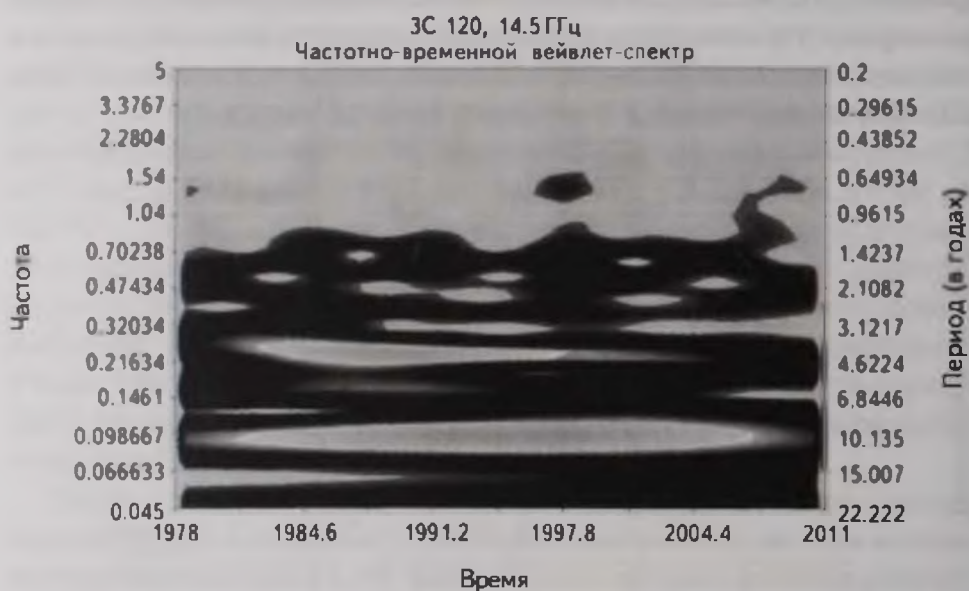


Рис.3. Пример вейвлет-спектра для долговременной составляющей источника ЗС 120 на частоте 14.5 ГГц. На спектре видно присутствие периодов продолжительностью ~11 лет и 4.4 года.



Рис.4. Пример вейвлет-спектра для кратковременной составляющей для источника ЗС 120 на частоте 14.5 ГГц. Заметно наличие периодов продолжительностью ~0.7 и 1.6 года.

полученных частотно-временных вейвлет-спектров в логарифмическом масштабе для короткопериодической и трендовой составляющих, показаны на рис.3 и 4. Здесь гармонические компоненты сигнала видны как яркие пятна вдоль оси времени. С помощью вейвлет-спектров были выявлены кратковременные и долговременные компоненты, а также время и продолжительность их проявления. Погрешность определения периодов $\sim 0.07-0.30$ года.

Результаты вейвлет-анализа для источника 3С 120 показаны в табл.1.

Результаты расчетов вейвлет-анализа для источника СТА 102 представлены в табл.2.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА ДЛЯ ИСТОЧНИКА 3С 120

Долговременная составляющая					
Частота (ГГц)	Период (годы)	Начало периода	Конец периода	Максимальная спектральная мощность	Даты максимальной спектральной мощности
14.5	10.89	1977	2010	156.4	1992.96
	4.44	1982	2010	149.7	1989.92
8	7.98	1975	2009	480.99	1975.09
	4.44	1967	2009	623.26	1970.93
	2.25	1968	1976	277.69	1973.87
	1.30	1970	1975	110.7	1973.87
4.8	10.90	1980	2009	258.8	1996.84
	4.44	1980	2009	134.42	1987.96
Кратковременная составляющая					
14.5	1.64	1980	1983	3.79	1997.89
		1990	2000		
	0.74	1978	1984	2.12	1997.89
		1996	2000		
8	3.40	2000	2009	4.54	2006.97
	3.06	1976	1978	3.04	1977.92
	1.69	1976	1982	3.96	1980.01
		1988	1993		
		1995	1999		
		2007	2009		
4.8	3.40	1987	2009	1.82	1987.03
	3.03	1980	1985	2.28	1982.93
	2.69	1986	1989	1.98	1986.09
		1992	1994		
	1.88	1999	2002	1.53	2000.71
	1.50	1990	1994	2.35	1991.35
		2003	2006		

Таблица 2

**РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА ДЛЯ
ИСТОЧНИКА СТА 102**

Долговременная составляющая					
Частота (ГГц)	Период (годы)	Начало периода	Конец периода	Максимальная спектральная мощность	Даты максимальной спектральной мощности
14.5	3.1	1999	2011	12.62	2005.97
	1.7	2007	2011	6.99	2007.97
8	3.0	1999	2009	6.5	2005.93
	1.8	2003	2011	3.63	2008.91
4.8	3.5	2004	2011	2.48	2006.95
	1.7	1999	2011	1.13	2007.98
Кратковременная составляющая					
14.5	0.8	1999	2000	1.92	2005.97
	0.4	2004 2005 2010	2010 2008	1.42	2006.32
8	0.9	2000 2007	2003 2008	0.86	2008.97
	0.5	2000 2005	2001	0.47	2005.03
4.8	0.9	2002 2005 2010	2006	0.66	2002.02
	0.7	1999 2008	2000 2009	1.26	2000.49

Периоды в интервале ~ 0.7 -3.4 года для ЗС 120 и ~ 0.5 -0.8 лет для СТА 102 ассоциируются с быстрыми изменениями структуры джета. Они проявляются в появлении новых компонент или движением по джету уже существующих узлов яркости. Более продолжительные периоды от 4 до 11 лет для ЗС 120, для СТА 102 - от 1.5 до 3 лет указывают на активность ядра. Максимальная активность у источников наблюдается при совпадении времени проявления активности долговременной и кратковременной компонент. Спектральная мощность по величине имеет большие значения у долговременных компонент, что соответствует активности в системе "ядро-аккреционный диск".

У источника ЗС 120 в период 1966-1975гг. наблюдалась аномально высокая активность на частоте 8 ГГц (на двух других частотах наблюдения в это время не проводились) в связи с этим значения спектральной мощности здесь максимальны.

5. "Спектры периодов" и сравнение с РСДБ-картами MOJAVE

По результатам вейвлет-анализа были построены "спектры периодов" как графики зависимости "период - спектральная мощность" для каждого года наблюдений. Они позволяют определить периоды, вносящие наибольший вклад в формирование фаз активности исследуемого источника, а также время и продолжительность их существования. Построение такого типа данных на основе результатов вейвлет-анализа проведено впервые. На основе "спектров периодов" можно наблюдать развитие динамики процесса переменности на различных временных масштабах.

Для изучения структуры радиоисточников в периоды их максимальной активности, исследовались РСДБ-карты из архива MOJAVE на частоте 15.4 ГГц (подробнее о мониторинге MOJAVE см. [17]). Недостатком РСДБ наблюдений является их эпизодичность. В то же время непрерывные данные о "спектрах периодов" нуждаются в их пространственном отождествлении. Для совпадающих по дате РСДБ наблюдениям были определены соответствия пространственной и временной структуры. В качестве примера изображены "спектры периодов" долговременной и кратковременной компонент для источника ЗС 120 в период одной из его фаз повышенной активности в 1998г. (см. рис.5). На РСДБ-картах MOJAVE можно увидеть увеличение радиояркости РСДБ-ядра и появление новой компоненты в джете. Из графиков "период-спектральная мощность" видно, что в это время проявляются периоды ~0.7 и 1.5 лет (кратковременные), а также ~4.4 и 11 лет (долговременные).

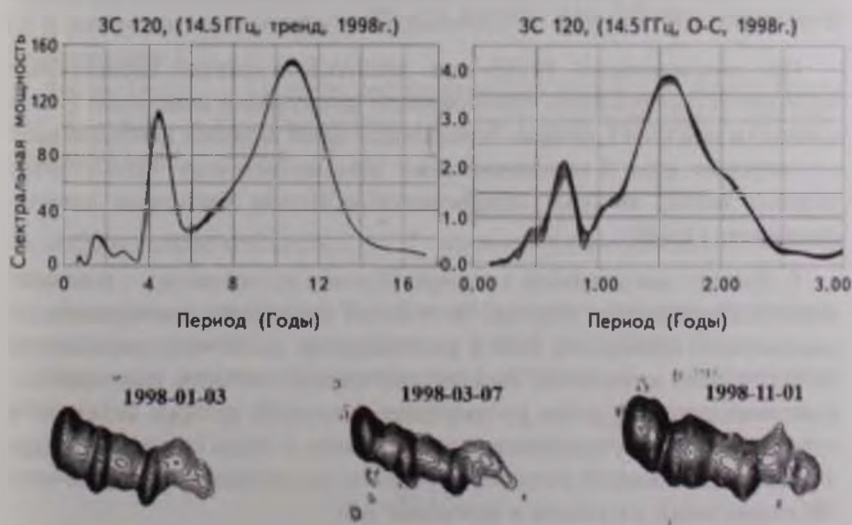


Рис. 5. Сравнение графиков "спектральная мощность период" на частоте 14.5 ГГц с РСДБ-картами MOJAVE (15.4 ГГц) для ЗС 120.

На рис.6 показаны "спектры периодов" и РСДБ-карты для фазы активности источника СТА 102, происходившей в 2006г. На графиках видно, что основной вклад в эту активность вносят короткие периоды продолжительностью ~0.4 и 0.8 лет, а также более длительные ~1.7 и 3.1 года.

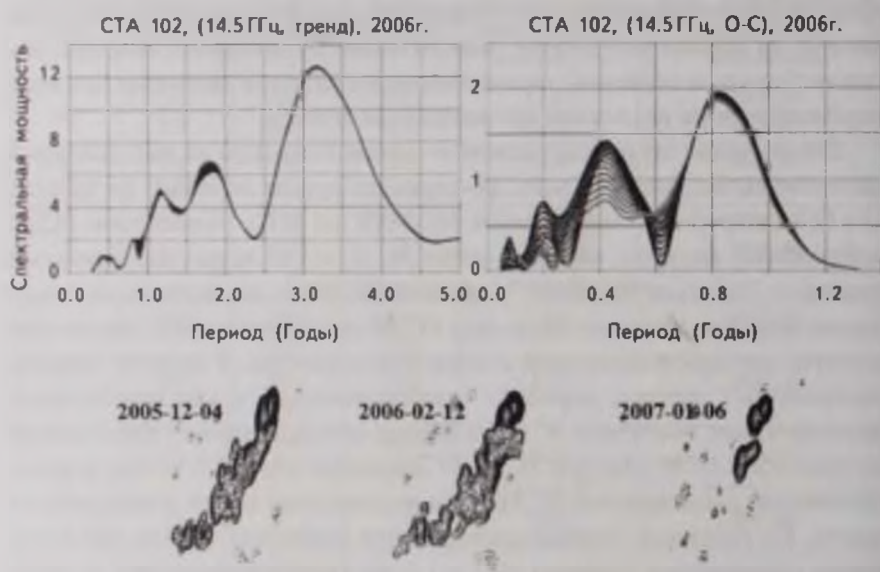


Рис.6. Сравнение графиков "спектральная мощность-период" на частоте 14.5 ГГц с РСДБ картами MOJAVE (15.4 ГГц) для СТА 102.

При исследовании РСДБ-карт MOJAVE в джетах исследуемых источников обнаружилось существование движущихся компонент (узлов яркости) и компонент, которые определенное время являются неподвижными относительно ядра. В последнем случае объяснением могут быть стоячие ударные волны, которые предлагаются в статьях некоторых авторов (например, [18-20]).

6. Анализ сингулярного спектра. Данные исследовались с помощью анализа сингулярного спектра. Этот метод основан на преобразовании одномерного временного ряда в многомерный, после чего применяется метод главных компонент. Анализ сингулярного спектра раскладывает исходный сигнал на набор узкополосных фильтров, которые включают в себя трендовые, периодические составляющие и шумы сигнала. Главные компоненты исходной матрицы могут быть исследованы и упорядочены по возрастанию их вклада в исходный ряд.

Анализ сингулярного спектра состоит из разложения и восстановления исходного ряда данных.

6.1. *Разложение.* Этап разложения включает в себя вложение и сингулярное разложение.

Вложение преобразует исходный временной ряд в последовательность многомерных векторов. L - длина окна (целое число), $1 < L < N$. Вложение образует $K = N - L + 1$ векторов вложения $X_i = (f_i, \dots, f_{i+L-1})^T$, $1 \leq i \leq K$, имеющих размерность L . Траекторная матрица ряда F

$$X = [X_1, \dots, X_K] \quad (1)$$

состоит из векторов вложения в качестве столбцов [21].

Сингулярное разложение. В результате этого шага строится сингулярное разложение траекторной матрицы ряда.

Пусть $S = XX^T$, $\lambda_1, \dots, \lambda_L$ - собственные числа матрицы S , ($\lambda_1 \geq \dots \geq \lambda_L \geq 0$) и $U_1, \dots, U_L$ - ортонормированная система собственных векторов матрицы S , соответствующих собственным числам.

Пусть $d = \max\{i: \lambda_i > 0\}$, если $V_i = X^T U_i / \sqrt{\lambda_i}$, $i = 1, \dots, d$, то сингулярное разложение матрицы X будет

$$X = X_1 + \dots + X_d, \quad (2)$$

где $X_i = \sqrt{\lambda_i} U_i V_i^T$. Набор $(\sqrt{\lambda_i}, U_i, V_i)$ является i -й собственной тройкой сингулярного разложения (2).

6.2. *Восстановление.* Процедура восстановления включает в себя группировку и диагональное усреднение.

Группировка. В результате группировки происходит разделение аддитивных компонент ряда. На основе этапа сингулярного разложения (2) группировка делит множество индексов $\{1, \dots, d\}$ на m непересекающихся подмножеств $I_1, \dots, I_m$.

Пусть $I = \{i_1, \dots, i_p\}$, тогда результирующая матрица X_I определяется как $X_I = X_{i_1} + \dots + X_{i_p}$. Разложение (2) может быть записано в сгруппированном виде

$$X = X_{I_1} + \dots + X_{I_m}. \quad (3)$$

Процедура выбора множеств $I_1, \dots, I_m$ является группировкой собственных троек.

Диагональное усреднение. На этом этапе каждая матрица сгруппированного разложения (3) переводится в новый ряд длины N .

Применив диагональное усреднение к матрицам X_{I_k} , получаем ряды $\tilde{F}^{(k)} = (\tilde{f}_0^{(k)}, \dots, \tilde{f}_0^{(k)}, \dots, \tilde{f}_{N-1}^{(k)})$. Исходный ряд $(f_0, \dots, f_{N-1})$ раскладывается в таком виде

$$f_n = \sum_{k=1}^m \tilde{f}_n^{(k)}. \quad (4)$$

Более подробно анализ сингулярного спектра описан в книге [21].

Периодические составляющие исследуемого ряда образуют пару соседних компонент. Ниже показаны примеры главных компонент, полученных с помощью анализа сингулярного спектра, для источника СТА 102 на частоте 8 ГГц (рис.7 и 8).

Особенность анализа сингулярного спектра заключается в том, что в своих расчетах он не использует анализирующую функцию, поэтому эти расчеты позволяют с большой точностью выделять различные компоненты исследуемого ряда. Для получения представления о временной эволюции спектральной мощности исследуемого сигнала, к узкополосным компонентам, вычисленных с помощью анализа сингулярного спектра, применялось

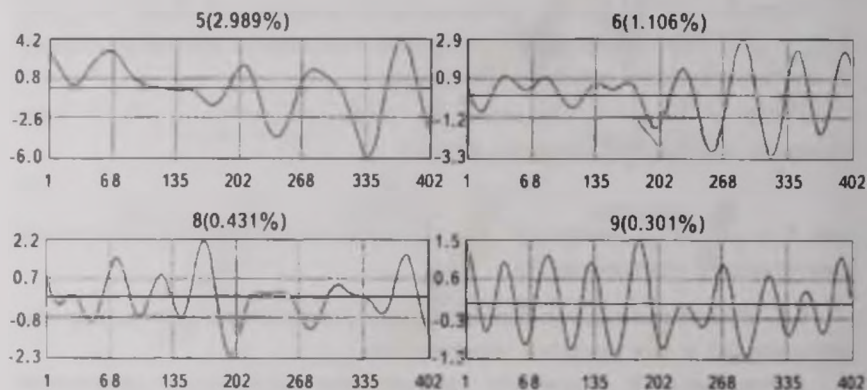


Рис.7. Главные компоненты сингулярного разложения траекторной матрицы ряда (одномерные диаграммы) для СТА 102 на частоте 8 ГГц.

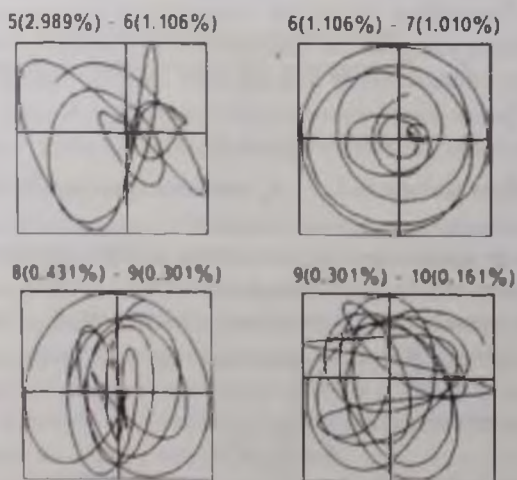


Рис.8. Главные компоненты (двумерные диаграммы) для СТА 102 на частоте 8 ГГц.

Оконное Фурье-преобразование или кратковременное Фурье-преобразование [13].

При использовании Оконного Фурье-преобразования сигнал делится на отрезки ("окна"), в пределах которого он считается стационарным. К сигналу применяется оконная функция, ширина которой равна ширине окна. Оконное преобразование Фурье (ОПФ) представляет собой Преобразование Фурье-сигнала, умноженного на оконную функцию. ОПФ можно записать как

$$F(t, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) W(\tau - t) e^{-i\omega\tau} d\tau,$$

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА СИНГУЛЯРНОГО СПЕКТРА ДЛЯ
ЗС 120 И СТА 102

Частота (ГГц)	ЗС 120		СТА 102	
	Период (годы)	Дата макс. активности	Период (годы)	Дата макс. активности
14.5	8.0	1975.2, 1990.9, 2007.9	2.7	2004.7, 2007.5
	4-4.8	1990.9, 1992.5, 1996.8, 2003.7, 2007.8	2.0	2005.7, 2006, 2007.1, 2008.7, 2010.5
	6.0	1975.9, 2008.9	1.3	2006, 2008.7, 2009
	2.7	1977.7, 1979, 1991, 1995.6, 2005.7, 2008.1	1.1-1.2	2002, 2003.9, 2005, 2006.6, 2007.7, 2008.5, 2009, 2010.5
	1.6	1975.3, 1992.2	1.0 0.8	2005.9, 2006.9, 2008.7, 2009.5 2003.2, 2005.9, 2006, 2010.5
8	7.4	1971.1, 1973, 1991	4.0	2010.5
	5.9	1995.6, 1999.2, 2008	2.7	2001.9, 2005.9
	4.2	1971.1, 1972.9, 1973, 1991, 1999.9, 2000.5	2.0 1.6	2009.5 2002.4, 2008.7
	3.3	1972.9, 1999.4	1.15	2001.9, 2007.1, 2008.5, 2009.6, 2010.5
	1.97	1973, 1990.3, 1991, 1999.7		
	1.74	1973, 1999.9	0.6-0.9	2001.9, 2003.1, 2007.1, 2008.4
4.8	9.7	1988.1	3.5	2002.7
	6.5	1984.8, 2000.7, 2004.1	2.3	2005.9
	4.85	2000	1.4	2003.9
	3.2	2000.3	1.0	2003.9, 2004.1, 2008, 2009.7
	2.8	1984.8, 1990.9, 1999.9, 2000.7, 2005.2		
	1.9	2000.3	0.5-0.7	2003.5, 2004.1, 2005.2, 2010.1
	1.4	2000, 2001.9, 2005.7		

где $W(\tau-t)$ - некоторая оконная функция.

Вычисляя кратковременное Фурье-преобразование для каждой компоненты, которая была получена в ходе анализа сингулярного спектра, можно получить распределение спектральной мощности этой компоненты со временем.

Результаты применения анализа сингулярного спектра для исследуемых источников показаны в табл.3.

В табл.3 подчеркиванием выделены даты максимальной активности, которые совпадают для нескольких периодов. Максимумы амплитуды потока радиоизлучения на различных частотах являются результатом совпадения по времени различных периодических составляющих.

7. Выводы. Применение методов анализа сингулярного спектра и вейвлет-анализа позволяет определить детальную картину развития переменности потоков внегалактических радиоисточников. В целом в большинстве работ по исследованию переменности потоков радиоизлучения внегалактических радиоисточников определялось наличие основных периодов на всем временном интервале. В данной работе исследуется наличие основных периодов и времени их проявления. Картина проявления активности представляется достаточно сложной, что отражает многообразие формирующих ее процессов. Такие данные позволяют представить полную картину проявления переменности на различных временных масштабах, что позволит в дальнейшем создать физическую модель переменности, соответствующую наблюдательным данным.

Сопоставление с данными эпизодических РСДБ наблюдений позволяет связать эти процессы с изменением пространственной и угловой структуры радиоисточника. В результате проведенной работы у исследуемых внегалактических радиоисточников были обнаружены долговременные компоненты переменности в интервале $\sim 4-11$ лет (3C 120) и интервале $\sim 1.5-3$ года (СТА 102), ассоциирующиеся с активностью ядра. Для кратковременной переменной компоненты, связанной с активностью джета, характерно проявление периодов в интервале $\sim 0.7-3.4$ года (3C 120) и $\sim 0.5-0.8$ лет (СТА 102). Результаты расчетов анализа сингулярного спектра периодичности потоков внегалактических источников сравнивались с результатами вейвлет-анализа. Полученные результаты с использованием двух разных по своей природе методов анализа временных рядов показали хорошее соответствие между собой. Для продолжительных рядов данных время расчета у вейвлет-метода значительно меньше, чем у анализа сингулярного спектра. Анализ сингулярного спектра позволяет более точно определять значения периодов переменности, чем вейвлет-анализ. Данные сравнивались с РСДБ-картами, полученными по программе MOJAVE, что позволило изучить изменения структуры джетов и связать эти изменения с проявлением определенных

периодов. Наличие выявленной сложной картины проявления переменности потоков исследуемых источников является основой для построения моделей системы "ядро-аккреционный диск -джет" активных ядер галактик и представления динамики их развития.

¹ Кафедра астрономии, Одесский Национальный университет им И.И.Мечникова, Одесса, Украина, e-mail: donskikh.ann@yandex.ua

² Радиоастрономический институт НАН Украины, Обсерватория "УРАН-4", Одесса

³ Факультет астрономии, Мичиганский университет, Анн Арбор, США

STUDY OF VARIABILITY OF EXTRAGALACTIC SOURCES 3C 120 AND CTA 102 IN THE RADIO RANGE, USING THE SINGULAR SPECTRUM ANALYSIS AND THE WAVELET ANALYSIS

G.I.DONSKYKH¹, M.I.RYABOV², A.L.SUKHAREV², MALLER³

In this paper we study the variability of radio fluxes of quasar CTA 102 and radio galaxy 3C 120 according to the data of the Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO) Ann Arbor. The data for the investigations at three frequencies (14.5, 8 and 4.8 GHz) were obtained by 26 m radio telescope. The data were analyzed by two complement each other methods: the wavelet analysis and singular spectrum analysis. Wavelet analysis is based on the Fourier transform, while the singular spectrum analysis does not use the analyzing function. Long-period components of variability were detected in the range ~4-11 years (3C 120) and ~1.5-3 years (CTA 102). For short-period components of variability is characteristic the manifestation of periods ~0.7-3.4 years for 3C 120 and ~0.5-0.8 years for CTA 102. A comparison of the obtained data with the VLBI maps (the archive MOJAVE) was made to study the evolution of the components in the jets of studied quasars.

Key words: *quasar: variability of the radio emission: 3C 120, CTA 102*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.F.Aller, H.D.Aller, P.A.Hughes*, Bull. American Astron. Soc., **33**, 1516, 2001.
2. *P.A.Hughes, H.D.Aller, M.F.Aller*, Astrophys. J., **396**, Part 1, 469, 1992.
3. *A.Michel, J.Huchra*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **100**, 1423, 1988.
4. *M.L.Lister, M.F.Aller, H.D.Aller et al.*, Astron. J., **146**, 22, 2013.
5. *A.Caproni, Z.Abraham*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **349**, 1218, 2004.
6. *T.Hovatta, H.J.Lehto, M.Tornikoski*, Astron. Astrophys., **488**, 897, 2008.
7. *R.Falomo, R.Scarpa, M.Bersanelli*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **93**, 125, 1994.
8. *C.M.Fromm, M.Perucho, E.Ros et al.*, Astron. Astrophys., **531**, 14, 2011.
9. *S.Zhang, W.Collmar, V.Schoenfelder et al.*, <http://arXiv:astro-ph/0107173>, 2001.
10. *N.A.Kudryavtseva, T.B.Pyatunina*, A Search for Periodicity in the Light Curves of Selected Blazars, <http://arXiv:astro-ph/0511707v1> 24 Nov, 2005.
11. *А.Г.Горшков, В.К.Конникова, М.Г.Мингалиев*, Астрон. ж., **89**, 388, 2012.
12. *A.L.Sukharev, M.F.Aller*, Odessa Astron. Publ., **27**, 78, 2014.
13. *R.Polka*, Введение в вейвлет-преобразование, пер. с англ. В Г Грибунин, Санкт-Петербург: АВТЭКС, 2013, 59с.
14. *И.Добеши*, Десять лекций по вейвлетам, пер. с англ., Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001, 464с.
15. *В.В.Витязев*, Вейвлет-анализ временных рядов: Учебное пособие, СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2001, 58с.
16. *A.L.Sukharev, M.F.Aller*, Odessa Astron. Publ., **26**, 256, 2013.
17. *M.L.Lister et al.*, Astron. J., **138**, 1874, 2009.
18. *S.Jorstad, A.P.Marscher, J.R.Mattox et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **134**, 181, 2001.
19. *S.Britzen, R.C.Vermeulen, R.M.Campbell et al.*, Astron. Astrophys., **484**, 119, 2008.
20. *A.Alberdi, J.L.Gomez, J.M.Marcaide, A.P.Marscher, M.A.Pérez-Torres*, Astron. Astrophys., **361**, 529, 2000.
21. *Н.Э.Голяндина*, Метод "Гусеница"-SSA: анализ временных рядов (учебное пособие), Изд. Санкт-Петербургского университета, 2004, 74с.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

А.Л.СУХАРЕВ¹, М.И.РЯБОВ¹, А.И.ДОНСКИХ²

Поступила 2 марта 2016

Принята к печати 23 марта 2016

На основе данных долговременного мониторинга, на 26-м радиотелескопе Мичиганского университета на частоте 14.5 ГГц (1974-2011 гг.) проведен прогноз изменений плотности потока радиоизлучения внегалактических источников 3C273, 3C120, 3C345, 3C446, 3C454.3, OJ287, OT081, BLLac. В основе прогнозирования использованы данные об основных периодах переменности и времени их существования, полученные методом вейвлет анализа. Для прогнозирования плотности потоков радиоисточников 3C345, 3C446, 3C454.3, обладающих сложным характером переменности, применен метод авторегрессионного линейного предсказания. В результате получен прогноз изменений плотности потока продолжительностью до 5 лет. Для другой группы источников, BLLac, OJ287, OT081, обладающих быстрой переменностью, применен метод гармонического прогнозирования. Этот подход позволил получить прогноз продолжительностью 4-9 лет. Для источников 3C273, 3C120, содержащих устойчивые длительные периоды, также использован гармонический метод и получен прогноз длительностью до 16 лет. Достоверность прогноза была подтверждена независимыми данными наблюдений программы MOJAVE за 2011-2015 годы.

Ключевые слова: *блазар; переменность радиоизлучения; прогноз; авторегрессия; вейвлет; Фурье анализ*

1. Введение. Изучение долговременной переменности потоков излучения внегалактических радиоисточников является эффективным инструментом для понимания их физической структуры и процессов, генерирующих эту переменность. Из обширной базы данных мониторинга потоков обсерватории UMRAO применялись данные о восьми наиболее исследуемых внегалактических объектов с незначительными разрывами в данных. Радиоисточники 3C345, 3C454.3 относятся к классу квазаров. 3C120, 3C273 - сейфертовские галактики первого типа. 3C446, BLLac, OJ287, OT081 - объекты типа BLLac (лацертилы), для которых характерны быстрые (от нескольких часов до нескольких лет) и значительные изменения плотности потока во всех диапазонах электромагнитного спектра [1]. В переменности исследуемых радиоисточников наблюдаются квазипериодические изменения (не строгие периодичности) с характерными временами от года и меньше до нескольких лет. В дальнейшем, для краткости будет использоваться термин "период". Задача прогноза плотности потоков на основе периодов их изменения изучалась в ряде работ. Для 3C273 попытка спрогнозировать изменение плотности потока на частоте 15 ГГц

описана в работе [2]. С использованием вейвлет анализа определен период 8.1 года и делается предположение о радиовспышке в октябре 2014г. По данным MOJAVE в 2014г. было слабое повышение потока до ≈ 13.5 Ян, гораздо меньшее, чем у предыдущих вспышек (по данным UMRAO) 1992г. (≈ 53 Ян), 1999г. (≈ 49 Ян) и 2008г. (≈ 32 Ян). В работе [3] у источника 3C454.3 определены периоды 6.1 и 1.5 года на частотах 22 и 37 ГГц. Делается предположение о радиовспышке в марте или апреле 2006г. У источника OJ287 в оптическом диапазоне найдены периоды 13.5 и 7 лет и на их основе делается предположение о следующем максимуме осенью 2020г. [4]. У источника 3C 345 в оптическом диапазоне найдены периоды 10.1 и 21.8 лет на основании чего делается прогноз следующей вспышки в январе 2002г. [5]. По другим источникам, рассматриваемым в данной работе, результаты по прогнозированию не публиковались.

Физические процессы, которые могут обеспечивать наблюдаемую переменность, довольно разнообразны. Из наиболее популярных моделей долговременной переменности это прецессия аккреционного диска и, соответственно, джета, что в свою очередь может быть вызвано наличием второй черной дыры - спутника [6]. Также долговременная переменность внегалактических радиоисточников часто объясняется нестабильностью аккреционного диска, а также его возможным частичным разрушением [7,8]. Быстрая переменность радиоизлучения может быть объяснена ударными волнами, распространяющимися в джете [9], вращением внутренних частей джета [10], а также процессом магнитного динамо и пульсациями в аккреционном диске [11,12].

2. Исходные данные и методика обработки. Исходные данные на частоте 14.5 ГГц получены на 26-м радиотелескопе Мичиганского университета [13]. Методика получения и обработки данных на RT-26 описана в работе [14]. Средний интервал времени между отсчетами ≈ 7 дней. При подготовке данных к анализу применялись стандартные процедуры сглаживания (скользящее среднее), вычитания трендов (полиномы 1-3 степени) и получения равномерных отсчетов по времени (Фурье интерполяция) с интервалом 0.02 года (по гистограмме распределения временных разностей точек данных) [15,16]. Сглаживание и вычитание тренда уменьшает частотное рассеяние в периодограмме и подавление значимых пиков, периодом, близким к длине исследуемого ряда. Методы исследования аperiodических и квазипериодических временных рядов подробно рассмотрены в обзоре [17]. Для поиска периодов в работе использовался метод периодограммы Ломба-Скаргла [18,19]. На периодограмму наносились уровни значимости пиков 50-99.9%. 99.9% уровень показывает, что только 1 из 1000 отдельных наборов случайного шума сможет создать спектральный максимум, достигающий этого уровня. Так как переменность радиоисточников представляет сложные, нестационарные

процессы, в работе использовался непрерывный вейвлет анализ на основе функции Морле, наиболее полным образом удовлетворяющей поставленной задаче. Это позволило выделить отдельные гармонические компоненты, проследить их изменение со временем и продолжительность существования [20]. Уровни значимости максимумов вейвлет спектра наносились в виде цветовых градиентов от 10-50% до 99-99.9%. Поскольку при вычислении непрерывного вейвлет спектра используется быстрое преобразование Фурье, на краях спектра могут появляться искажения. Для их учета на график наносились уровни конуса влияния, указывающие области спектра, где возможны краевые искажения (обычно на низких частотах) [21]. Подтверждение, что выделяемые фильтрацией короткопериодические колебания не являются шумовыми компонентами, выполнялось проверкой нормальности несколькими методами (моdifицированные критерии Колмогорова и Смирнова, критерий Крамера-Мизеса) [15].

3. Методы построения прогнозов. Поскольку в кривых изменения плотности потока радиоисточников наблюдаются различные проявления переменности, подобрать единый, универсальный метод для прогноза не удастся. Если наблюдаются квазипериодические изменения, временной ряд можно представить в виде параметрической синусоидальной модели и построить прогноз дальнейшего изменения плотности потока. Алгоритм состоит из трех этапов. На первом этапе, периодограмма Ломба-Скаргла используется для оценки значений частоты и количества синусоидальных компонентов. На втором этапе проводится линейная аппроксимация методом наименьших квадратов, чтобы определить амплитуды и фазы. Полученные значения используются на третьем этапе, нелинейной оптимизации, обеспечивающей наилучшую аппроксимацию исходных данных [22].

В случае сложной переменности, более эффективным является метод линейного предсказания на основе авторегрессионной модели временного ряда (подробное изложение в [23]). Для определения коэффициентов модели производится минимизация ошибки линейного предсказания временного ряда. Пусть сигнал $\{x(k)\}$ пропускается через нерекурсивный фильтр с коэффициентами $\{1, -b_1, -b_2, \dots, -b_N\}$. Взвешенная сумма предыдущих отсчетов входного сигнала называется линейным предсказанием следующего входного отсчета. Выходной сигнал фильтра (разность между реальным и предсказанным значением отсчета) будет ошибкой предсказания. Коэффициенты фильтра, который минимизирует дисперсию ошибки предсказания, совпадают с коэффициентами авторегрессионной модели сигнала. Ошибка предсказания записывается в виде $y(k) = x(k) - \sum_{m=1}^N b_m x(k-m)$. Нужно найти коэффициенты b_m , которые дадут минимальное среднеквадратическое значение $y(k)$. Для этого надо решить систему линейных уравнений $\sum_{m=1}^N b_m R_x(m-k) = R_x(k)$, $k = 1, 2, \dots, N$. В матричном виде эта

формула запишется как $R_x b = p$, где R_x - корреляционная матрица сигнала $\{x(k)\}$, b - столбец коэффициентов b_m , p - столбец значений корреляционной функции $R_x(k)$ для k от 1 до N . Тогда искомое решение $b = R_x^{-1} p$. Минимально возможное значение среднего квадрата ошибки предсказания: $(\sigma_y^2)_{\min} = \sigma_r^2 - p^T R_x^{-1} p$, где $\sigma_r^2 = R_x(0)$, верхний символ T - операция транспонирования. В приведенных формулах предполагается, что исходный сигнал вещественный [24]. На практике вместо реальной корреляционной функции, для минимизации ошибки предсказания, используются ее оценки, полученные с помощью временного усреднения. В работе использовался модифицированный ковариационный метод [25]. Он обеспечивает отсутствие расщепления пиков на авторегрессионном (АР) спектре, и их смещения при анализе набора зашумленных синусоид (в отличие от популярных АР методов Юла-Уолкера и Берга). Этот метод дает хорошие результаты, когда на АР спектре сигнала есть четкие максимумы. Модификация для разделения сигнальных и шумовых компонентов временного ряда алгоритмом сингулярного разложения SVD (Singular Value Decomposition) обеспечивает хорошие результаты, когда кроме шума в наборе синусоид присутствуют нерегулярные компоненты.

Существуют методы автоматического выбора порядка модели. Самый широко применяемый - информационный критерий Акаике (ИКА) [26] и его модифицированный вариант - длина минимального описания (ДМО) [27], которые записываются в виде: $ИКА = N \log(SSE) + 2p$; $ДМО = N \log(SSE) + p \log(N)$, где N - длина ряда данных, p - порядок модели, SSE - нормализованная ошибка модели. Обычно эти критерии дают близкие результаты. Однако для реальных квазигармонических зашумленных процессов критерии выбора порядка АР модели являются первым приближением [28]. Далее порядок модели уточняется по виду АР спектров нескольких моделей (при подходящем значении спектральные пики имеют большую высоту). В работе [29] показано, что при использовании модифицированного ковариационного метода для коротких рядов хорошие результаты дает выбор порядка модели в интервале $N/3 - N/2$.

Для расчета прогнозов использовались сглаженные и интерполированные данные. По результатам исследования периодичности выборку радиоисточников можно разделить на три группы. Радиоисточники 3С345, 3С446, 3С454.3 имеют особенности, которые усложняют прогнозирование гармоническим методом. У источника 3С345 сильное изменение амплитуды колебаний, а также периодов быстропеременной составляющей. Главный период источника 3С446 значительно изменяется со временем. У источника 3С454.3 наблюдается смена режима переменности после 1996г., с переходом в фазу минимума плотности потока и быстрыми его изменениями. Поэтому в таких условиях для прогнозирования использовался только авторегрес-

сионный метод. У источников BLLac, OJ287, OT081 отличительной особенностью является быстрая переменность плотности потока. К ним применялись как гармонический, так и авторегрессионный методы прогноза. Колебания плотности потоков у источников 3C273, 3C120 содержат устойчивые длительные периоды и хорошо описываются суммой синусоид. Для них гармонический метод прогноза показал наилучшие результаты. Прогноз сравнивался с независимыми данными изменения плотности потока на частоте 15.4 ГГц из каталога MOJAVE (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments) [30] за 2011-2015 гг.

4. *Определение периодов переменности плотности потока радиоисточников.* Для реализации описанных выше методик прогноза,

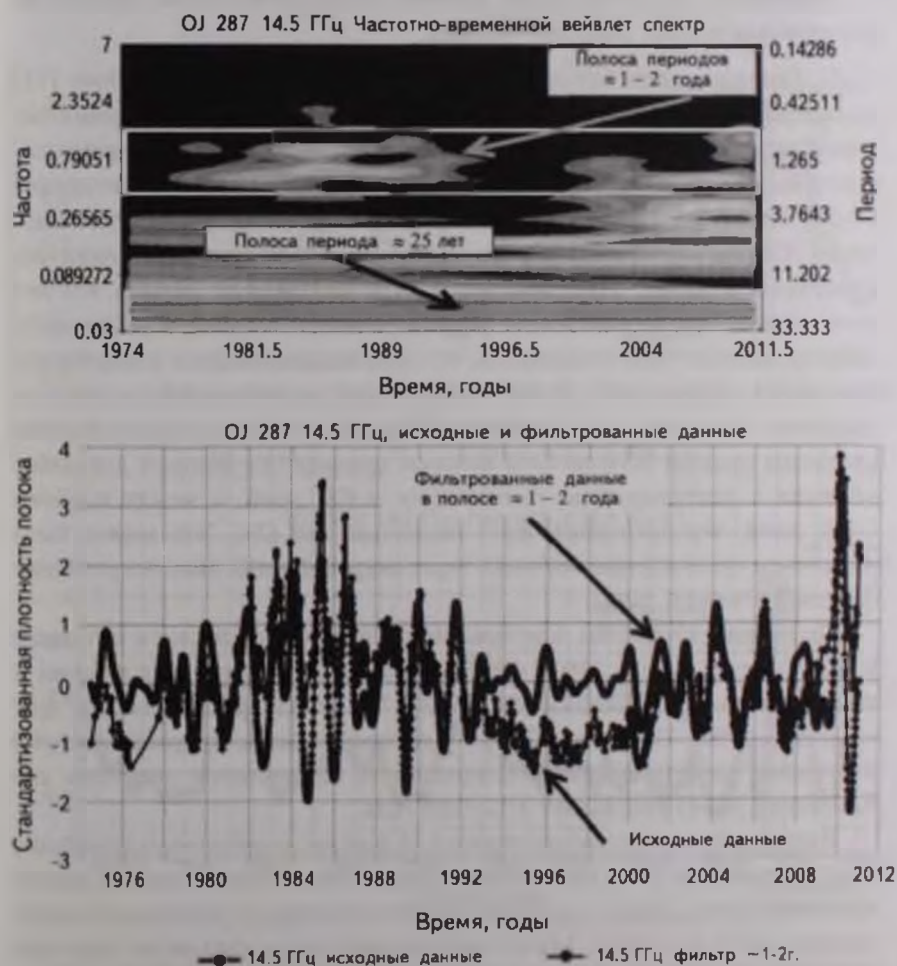


Рис.1. Верхний график - вейвлет спектр OJ287, 14.5 ГГц. Нижний график показывает исходные данные и выделенные вейвлет фильтром колебания в полосе периодов $\approx 1-2$ года.

необходимы сведения о основных периодах переменности плотности потока и времени их существования. Наиболее эффективным методом для решения этой задачи является вейвлет анализ. В результате вейвлет анализа построены частотно-временные спектры (отдельно для трендовых и быстропеременных составляющих рядов данных) и выделены колебания в полосах наибольшей спектральной мощности. Этот подход позволяет лучше проследить изменения квазипериодов со временем. На рис.1 изображен пример вейвлет спектра (верхний график) для источника OJ287 на котором отмечена полоса длительного периода ≈ 25 лет, и выделенные вейвлет фильтром колебания в полосе периодов $\approx 1-2$ года, которые вносят основной вклад в быструю переменность этого источника (нижний график).

Аналогично рассмотренному примеру были произведены расчеты по исследуемым восьми радиоисточникам.

5. *Группа источников 3C345, 3C446, 3C454.3.* В работе [31] рассматривается оптическая переменность источника 3C345. С помощью вейвлет анализа, обнаружено значительное изменение периодов со временем, в оптическом диапазоне. Найденные периоды изменяются в интервале 1.7-2.6, 4.5-5.2, 9.6-11.5 лет. В работе [32] приводятся результаты исследования 3C345 в радиодиапазоне по VLBI данным спирального движения компонент в джете. Предполагается, что найденный период 6.9 лет соответствует прецессии джета радиоисточника. Однако в работе [33] также по данным VLBI указывается, что направление выброса компонентов изменяется с периодом 8-10 лет. Многолетние наблюдения в оптическом диапазоне показали, что на кривых блеска есть долгопериодические колебания (десятки лет), на фоне которых проявляются быстрые двугорбые всплески с длительностью у основания ≈ 400 дней, а между горбами ≈ 150 дней, чередующиеся через несколько лет [34]. Это может быть следствием прохождения спутника через аккреционный диск вокруг более массивной черной дыры.

По нашим результатам долговременный период изменяется в интервале 9.1-10.5 лет за время 1980.2-1998.0. Два более коротких колебания с изменяющимися периодами (4.4-4.8 и 2.7-3.2 года) накладываются друг на друга с 1990г. Периоды 1.2 и 1.7 года проявляются в первой и второй половинах временного ряда. Погрешность определения периодов для источника 3C345 составляет $\pm 0.2-0.03$ года.

Авторегрессионная модель порядка 16 хорошо соответствует исходному ряду источника 3C345 и прогнозирует резкое увеличение плотности потока излучения после 2009г. с дальнейшим его падением и некоторым замедлением с 2012 по 2014гг. Авторегрессионный метод показывает хорошие результаты при краткосрочном прогнозе, в среднем на 4-5 лет.

У источника 3C446 на частотах 37, 22, 14.5, 8, 4.8 ГГц период колебаний

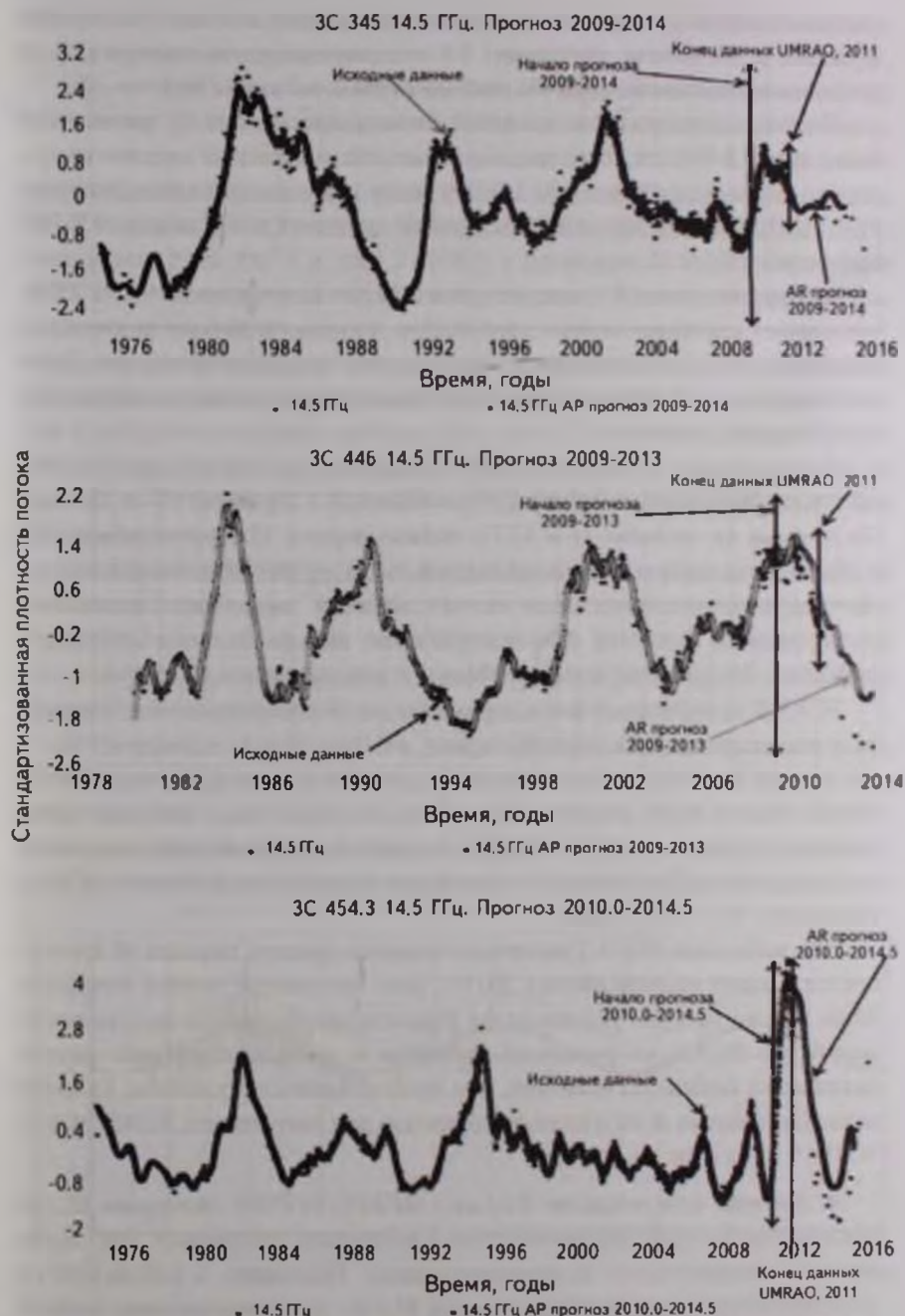


Рис 2. Графики исходных данных и авторегрессионного прогноза для источников 3C345 (2009-2014), 3C446 (2009-2013), 3C454.3 (2010-2014.5). После линии "конец данных" следуют точки из каталога MOJAVE

плотности потока, полученный методами дискретной автокорреляционной функции и Юркевича, составляет 5.8 лет по результатам работы [35]. В оптическом диапазоне у 3C446 найден период 4.2 года [36].

По нашим результатам главный период изменяется со временем в интервале 5.8-8.8 лет. Быстрая переменность источника состоит из 3-х летнего периода (интервал 1981-1997), а также периода 1.3-2.1 года (интервал 1988.5-2010.3). Погрешность определения периодов для источника 3C446 составляет $\pm 0.1-0.01$ года.

Авторегрессионный прогноз порядка 22 для источника 3C446, с 2009г. показывает кратковременное увеличение плотности потока на вершине радиовспышки и последующее его падение, что хорошо соответствует наблюдениям, но в действительности плотность потока уменьшается сильнее, чем указывает прогноз.

Переменность источника 3C454.3 широко исследовалась многими авторами. Например, в работе [37] сообщается о периодах 1.5 и 13.5 лет. По данным на частотах 15 и 8 ГГц найден период 12.8 лет в работе [38] и объясняется моделью двойной черной дыры, периодическое изменение плотности потока происходит за счет эффекта "маяка" или изменения доплеровского усиления прецессирующего джетов из-за орбитального движения. Также возможны колебания темпа аккреции вещества.

3C454.3 интересен резким переходом от долговременной к быстрой фазе переменности. Основной период ≈ 6 лет, исчезает после 1996г., а расстояние между вершинами сильных радиовспышек 13.1 года (1981.7, 1994.8). Кроме этого, короткие периоды (1.0, 1.7, 2.7 года) незначительно меняются со временем (0.2-0.4 года), проявляясь на различных интервалах временного ряда. Погрешность определения периодов для источника 3C454.3 составляет $\pm 0.1-0.003$ года.

Для источника 3C454.3 авторегрессионный прогноз порядка 40 хорошо предсказывает радиовспышку 2011г., рост плотности потока начался в 2010г. Также прогноз указывает на возрастание плотности потока после минимума 2013.5, но реальный минимум и последующий рост потока оказывается больше по величине, чем предсказывается прогнозом. Графики исходных данных и полученных прогнозов для источников 3C345, 3C446, 3C454.3 показаны на рис.2.

6. *Группа источников BLLac, OJ287, OT081.* Источник BLLac выделяется быстрой переменностью в различных диапазонах длин волн, которая накладывается на долговременную. Например, в работе [39] по исследованию быстрой переменности BLLac, с использованием вейвлет анализа найдены периоды 1.5, 3.5 часа в оптическом диапазоне. А в работе [40] с помощью методов Юркевича и структурных функций показано, что в радиодиапазоне период 7.5 лет, а в оптике - 1.2 года. Приводятся модели

прецессии по спиральным движениям в джете и периодического распространения ударных волн.

По данным используемого нами вейвлет анализа есть незначительные изменения (0.3 года) периода $\approx 7.2 - 7.5$ лет. Быстропеременная часть представлена большим набором периодов (от 4.1 до 0.4 года), часто проявляющихся на коротких временных интервалах. Для примера периоды 2.3-2.6 года и 1.1-1.3 года проявляются на интервалах, времени, соответственно 1999-2007.7 и 2002.3-2006.5, а период ≈ 0.4 года на интервале 1987-1992. Погрешность определения периодов для источника BLLac составляет $\pm 0.2-0.002$ года.

Для радиоисточников, которые удовлетворительно поддаются прогнозу с помощью гармонического метода, результаты прогноза как гармоническим, так и авторегрессионным методом дают очень близкие результаты. С 2011г. оба метода уверенно предсказывают радиовспышку и падение плотности потока до минимума. С 2016г. оба метода указывают на возможный рост плотности потока.

Источник OJ287 подробно исследовался во многих работах и различных диапазонах излучения. Характерная его особенность - это всплывающая структура, которая в оптике имеет период $\approx 11 - 12$ лет по оценкам разных авторов [41]. В радиодиапазоне во многих работах рассматривается быстрая переменность этого объекта с периодами ≈ 1.1 и 1.6 года [42].

В результате проведенного нами вейвлет анализа получено, что распределение периодов во временном ряду таково, что к началу и концу ряда периоды увеличиваются до ≈ 1.7 , 2.6 лет, а 1.1, 1.6 лет периоды проявляются с наибольшей амплитудой на максимумах долговременного изменения плотности потока с периодом ≈ 25.5 года (условным, поскольку

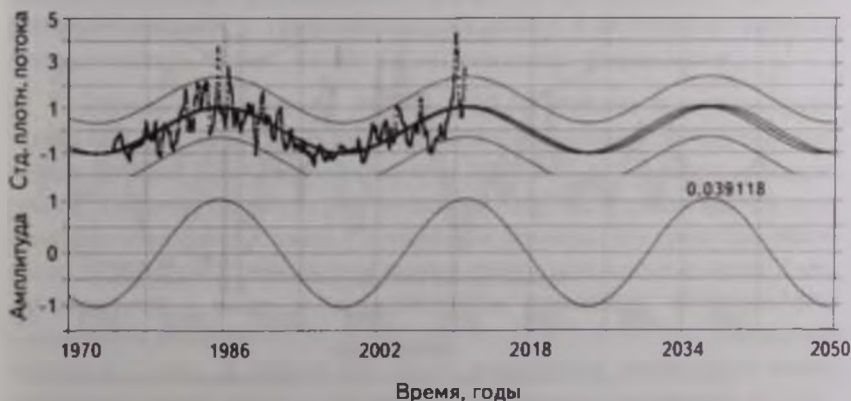
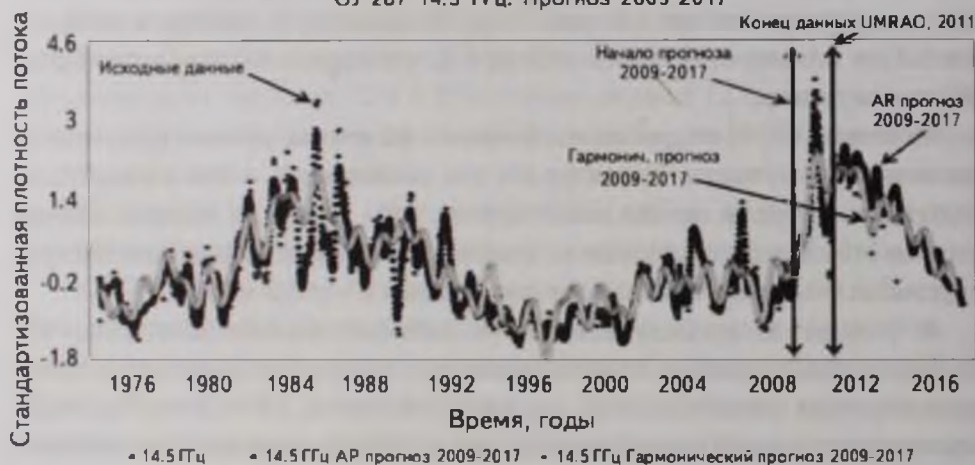


Рис.3. OJ 287 14.5 ГГц. Синусоида с долговременным периодом ≈ 25.5 лет. Параметрическая аппроксимация (1 синусоида). $r^2 = 0.513289$, $SE = 0.69803$, $F = 961.274$.

BL LAC 14.5 ГГц. Прогноз 2011-2020



OJ 287 14.5 ГГц. Прогноз 2009-2017



OT 081 14.5 ГГц. Прогноз 2010.7-2015.3



Рис.4. Графики исходных данных и прогнозов гармоническим и авторегрессионным методами для источников BL Lac (2011-2020), OJ287 (2009-2017), OT081 (2010.7-2015.5). После линии "конец данных" следуют точки из каталога MOJAVE.

ряд представляет неполную волну). Погрешность определения периодов для источника OJ287 составляет $\pm 0.4-0.002$ года.

Гармоническая и авторегрессионная модели (порядок 34) временного ряда дают близкие результаты прогноза с 2009 по 2017гг. хорошо предсказывая радиовспышку и последующее падение плотности потока. Двойная вспышечная структура OJ287 хорошо описывается одной синусоидой. Если предположить, что этот долговременный период устойчив со временем, то следующий максимум плотности потока может быть приблизительно в 2036-2037гг. (рис.3).

Источник OT081 также примечателен быстрой и регулярной переменностью. В работе [43] исследуется вспышечная активность этого объекта на частоте 8.4 ГГц в 2010г. В результате обнаружена радиовспышка длительностью 19.3 дня, которая накладывается на более длительное изменение плотности потока за время ≈ 200 дней. Резкие и сильные изменения плотности потока излучения также наблюдаются в данных UMRAO.

Определенная нами переменность OT081 состоит из двух гармонических компонент, более длительной ≈ 2.6 года с изменением периода на ≈ 0.3 года и 1.2 года, которая накладывается на основное колебание с середины 2006г. Также отмечены расщепления вершин вспышек, интервалы которых уменьшаются со временем от 0.9 до 0.5 года. Погрешность определения периодов для источника OT081 составляет $\pm 0.02-0.005$ года.

Гармонический и авторегрессионный (порядок 20) методы прогнозов показывают близкие результаты, но гармонический прогноз показывает более высокую амплитуду предполагаемых колебаний. Оба метода показали начавшееся увеличение плотности потока с минимума 2010.7 года и предположительное его дальнейшее изменение с максимумом в 2012.5 и ростом потока к 2015г. Графики исходных данных и полученных прогнозов для источников BLLac, OJ287, OT081 показаны на рис.4.

7. Группа источников 3C273, 3C120. Эти два источника отличаются большой амплитудой квазипериодических колебаний плотности потока радиоизлучения. Свойства переменности 3C273 и 3C120 описаны во многих работах. Например, в работе [44] по данным VLBI исследовалось спиральное движение компонент в джете с возможным периодом его прецессии около 16 лет. В работе [45] обсуждается период продолжительностью около 8 лет, наблюдаемый в радио и миллиметровом диапазонах. В работе [46] исследовался источник 3C120 на частотах 37, 22, 14.5, 8, 4.8 ГГц и обнаружен период 4.2 года. В работе [47] была установлена взаимосвязь между свойствами радио джета и оптическим излучением у источника 3C 120.

Для источника 3C273 по данным проведенного нами вейвлет анализа, главные периоды 8.0 и 5.3 года со временем не изменяются. В коротко-

периодической части спектра период 1.0-1.4 года изменяется на широком интервале времени. Периоды 2.4 и 3.4 года, соответственно, проявляются приблизительно до и после 1995г. Погрешность определения периодов для источника 3C273 составляет $\pm 0.07-0.005$ года.

Выявленные у источника 3C120 два основных периода ≈ 4.3 и 6.4 года изменяются со временем на ≈ 0.8 и 0.4 года, соответственно. Также существует несколько коротких периодов (от 0.8 до 2.1 года), которые проявляются на разных интервалах временного ряда. Погрешность

3C 273 14.5 Гц. Прогноз 1999-2015



3C 120 14.5 Гц. Прогноз 1999-2015

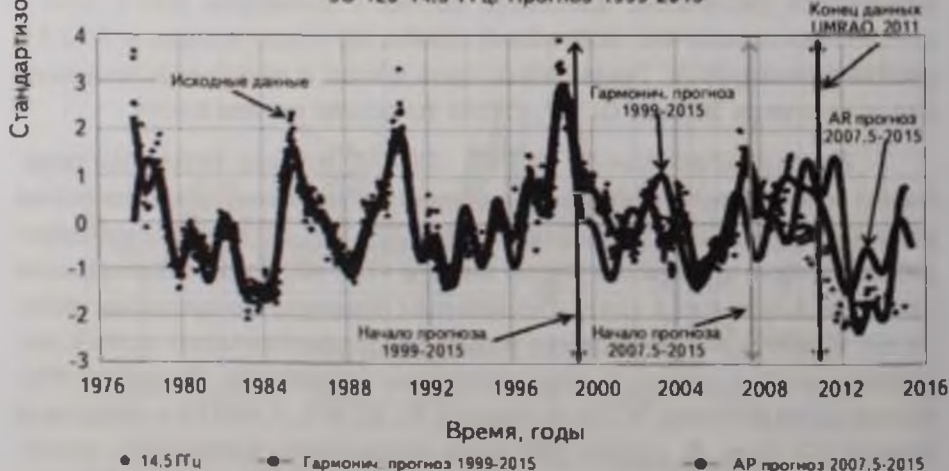


Рис.5. Графики исходных данных и прогнозов гармоническим и авторегрессионным методами для источников 3C273, 3C120 (1999-2015). После линии "конец данных" следуют точки из каталога MOJAVE.

определения периодов для источника 3C120 составляет $\pm 0.08-0.004$ года. Характер изменения плотности потока, также как у источника 3C273, хорошо описывается набором синусоид.

Для источников 3C273 и 3C120 была сделана попытка длительного прогноза гармоническим методом с 1999г. (после сильных радиовспышек). На рис.5 (верхний график) показаны два графика прогнозов потока 3C273 гармоническим методом (1999-2014, 2007-2015) в сравнении с AP прогнозом порядка 22 (2007-2015). Видно, что во всех случаях получены близкие результаты. Длительный прогноз, верно, показывает направление изменения плотности потока, что указывает на устойчивость главного квазипериода ≈ 8 лет и короткопериодических колебаний. Вместе с тем, реальные данные показывают, что снижение плотности потока больше прогнозируемого.

Долговременный прогноз по источнику 3C120 с 1999 по 2015гг. (рис.5 нижний график) показывает верное направление изменения плотности потока, однако проявляются различия в амплитудах. Авторегрессионный прогноз 12 порядка с 2007.5 по 2015гг. показывает кратковременное снижение и возрастание плотности потока с последующим переходом к минимуму, что хорошо соответствует наблюдениям

Выполнено сравнение периодограмм для рядов с вычтенным полиномиальным трендом 1-3 степени и без него. Разница в значениях составляет от 0.65 года (3C 120) до 0.1 года (BL Lac) для спектральных пиков в интервале $\approx 11-8$ лет. Для спектральных пиков с меньшими значениями периодов разница очень мала $\approx 0.02-0.05$ года. В периодограммах с неучтенным трендом могут быть расщепленные спектральные пики и мощные периоды, близкие или превышающие длину ряда. В автокорреляционных методах, даже вычитание среднего приводит к появлению ложной волны [48], а вычитание трендов первого, а тем более, высоких степеней полиномов, может привести к появлению еще более коротких волн и ложных пиков, особенно в низкочастотной области периодограммы, подробнее в работе [49].

8. *Выводы.* Для решения задачи прогнозирования изменений плотности потоков радиоисточников, был осуществлен следующий порядок действий.

С применением вейвлет анализа определены периоды переменности на частоте 14.5 ГГц. Используя вейвлет фильтрацию, были выделены компоненты временных рядов в полосах периодов с наибольшей спектральной мощностью, т.е. дающие наибольший вклад в переменность. Наличие квазипериодических изменений плотности потока дает возможность прогноза этих изменений после окончания рядов наблюдений UMRAO в 2011г. В работе использованы методы гармонического и авторегрессионного прогнозирования (модифицированный ковариационный метод). Для гармонического прогноза, в качестве начальных, использовались значения квазипериодов

из периодограмм Ломба-Скаргла для неравномерных временных рядов с последующей оптимизацией тригонометрического полинома методом наименьших квадратов.

Сравнение двух методов прогнозирования показало, что авторегрессионный метод часто дает хорошие результаты, близкие к реальным наблюдениям, но на коротком временном интервале, обычно 4-8 лет. Гармонический метод при наличии устойчивых колебаний позволяет строить прогноз на более длительные интервалы времени, но чувствителен к сильным изменениям амплитуды и периода колебаний, несинусоидальности кривых изменений потоков, а также к смене режима переменности (переходам от фазы медленной переменности к фазе быстрой, или наоборот, с изменением амплитуды колебаний), что ухудшает прогноз, вызывая расхождения с реальными данными. В качестве независимых данных для проверки качества прогнозов использованы наблюдения из каталога MOJAVE за 2011-2015 гг.

Для прогнозирования плотности потоков радиоисточников 3C345, 3C446, 3C454.3, обладающих сложным характером переменности, применен метод авторегрессионного линейного предсказания. Наличие значительного изменения амплитуды (3C345), изменение главного периода (3C446) и двух фаз активности с медленной и быстрой переменностью (3C454.3) усложняет применение гармонического метода прогнозирования. С учетом того, что переменность этих источников представляет сумму различных колебаний, периоды которых могут изменяться со временем, прогноз получается на интервале до $\approx 4-5$ лет.

Для источников BLLac, OJ287, OT081, обладающих быстрой переменностью, кривые изменения плотности потока хорошо описываются суммой нескольких незатухающих синусоид. Здесь наиболее эффективно применение метода гармонического прогнозирования. Такой подход позволил получить прогноз продолжительностью 4-9 лет. У источника OJ287 долговременное изменение плотности потока хорошо описывается синусоидой с периодом ≈ 25.5 лет и дальнейший максимум может быть в 2036-2037 гг., если этот период стабильный.

Для источников 3C273, 3C120, содержащих устойчивые длительные периоды, также использован гармонический метод и получен прогноз длительностью до 16 лет. Достоверность прогноза была подтверждена независимыми данными наблюдений программы MOJAVE за 2011-2015 гг.

¹ Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины, Обсерватория "УРАН-4"

² Астрономическая обсерватория, Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, e-mail: magister_phys@yahoo.com

PREDICTING FLUX DENSITY CHANGES OF
EXTRAGALACTIC RADIO SOURCESA.L.SUKHAREV¹, M.I.RYABOV¹, G.I.DONSKYKH²

On basis of long-term monitoring data from 26-m radio telescope of the University of Michigan at a frequency 14.5 GHz (1974-2011) made a forecast of changes radio flux density of extragalactic sources 3C273, 3C120, 3C345, 3C446, 3C454.3, OJ287, OT081, BLLac. For prediction was used information about main periods of variability and time of their existence, obtained by wavelet analysis. To predict radio flux densities changes for sources 3C345, 3C446, 3C454.3 having complicated form of variability used method of autoregressive linear prediction. In result forecast of flux density changes duration is to 5 years. For another sources group BLLac, OJ287, OT081 with fast variables applied method of harmonic prediction. This approach give a forecast duration of 4-9 years. For 3C273 and 3C120 sources containing stable long periods, also used the harmonic method and obtained a forecast duration to 16 years. Prediction reliability was confirmed by independent data of MOJAVE program observing in 2011-2015 years.

Key words: *blazar: radio variability: forecast: autoregression: wavelet: Fourier analysis*

ЛИТЕРАТУРА

1. SIMBAD Astronomical Database (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>).
2. HaoJing Zhang, Gang Zhao, Xiong Zhang, Science China Physics, Mechanics and Astronomy, **53**, 252, 2010.
3. Huai Zhen Li, Guang-ZhongXie, Shu-Bai Zhou, Chin. Astron. Astrophys., **6**, 421, 2006.
4. XU Yun-bing, Zhang Hao-Jing, Wang Li-Heng, J. Yunnan Normal University (Natural Sciences Edition), **4**, 2010.
5. X.Zhang, G.Z.Xie, J.M.Bai, Astron. Astrophys., **330**, 469, 1998.
6. Frank M. Rieger, AIP Conf. Proc. **745**:487, 2005.
7. W.H. de Vries, R.H.Becker, R.L.White, C.Loomis, Astron. J., **129**, 615, 2005.
8. P.S.Cowperthwaite, C.S.Reynolds, Astron. J. Letters, **752**, 21, 2012.
9. A.P.Marscher, AIP Conference Proceedings, **856**, 1, 2006.
10. Y.Mizuno, Y.Lyubarsky, Ken-Ichi Nishikawa, P.E.Hardee, Astrophys. J., **757**, 16, 2012.
11. A.R.King, J.E.Pringle, R.G.West, M Livio, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **348**, 111, 2004.

12. *R.Matsumoto, S.Kato, F.Honma*, 290, Nato ASI Series, 290, 167, 1989.
13. *P.A.Hughes, H.D.Aller, M.F.Aller*, Astrophys. J., 396, 469, 1992.
14. *D.A.Hugh, F.A.Margo*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 59, 513, 1985.
15. *И.Гайдышев*, Анализ и обработка данных (специальный справочник), Издательский дом "Питер" 2001.
16. *А.Б.Шитов*, Разработка численных методов и программ, связанных с применением вейвлет-анализа для моделирования и обработки экспериментальных данных. Ивановский государственный университет, 2001, с.44-53.
17. *I.L.Andronov, V.I.Marsakova*, Astrophysics, 49, 370, 2006.
18. *N.R.Lomb*, Astrophys. Space Sci., 39, 447, 1976.
19. *J.D.Scargle*, Astrophys. J., 263, 835, 1982.
20. *Н.Смоленцев*, Вейвлет-анализ в MATLAB, ДМК-Пресс, 2010.
21. *C.Torrence, G.P.Compo*, Bulletin of the American Meteor. Soc., 79, 61, 1998.
22. *S.V.Vaseghi*, John Wiley & Sons Ltd., The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex, England, 2006.
23. *С.П.Марпл-мл*, Цифровой спектральный анализ и его приложения, МИР, 1990.
24. *А.Б.Сергиенко*, Цифровая обработка сигналов, СПб., из-во "Питер", 2003.
25. *S.M.Kay, S.L.Marple*, Proc. IEEE, 69, 1380, 1981.
26. *S.M.Kay*, Modern spectral estimation, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs., N.J., 1987.
27. *J.Rissanen*, Ann. Stat., 11, 417, 1983.
28. *T.J.Ulrych, R.W.Clayton*, Phys. Earth planet Inter., 12, 188, 1976.
29. *T.J.Ulrich, M.Ooe*, Chap.3 in Nonlinear methods of spectral analysis, Springer-Verlag, NY, 1983.
30. *M.L.Lister, M.H.Cohen, D.C.Homan*, Astron. J., 138, 1874, 2009.
31. *Dong Fu-Tong, Zhang Hao-jing, MAO Li-Sheng*, Acta Astronomica Sinica, 51, 117, 2010.
32. *Shan-Jie Qian, A.Witzel, J.A.Zensus*, Research in Astron. Astrophys., 9, 137, 2009.
33. *J.Klare, J.A.Zensus, A.P.Lobanov*, ASP Conference Proceedings, 340, 40, 2005.
34. *М.К.Бабаджанянц, Е.Т.Белоконь*, Астрофизика, 21, 217, 1984, (Astrophysics, 21, 461, 1984).
35. *N.A.Kudryavtseva, T.B.Pyatunina*, Astron. Rep., 50, 1, 2006.
36. *C.Barbieri, R.Vio, E.Cappellaro*, Astrophys. J., 359, 63, 1990.
37. *A.E.Volvach, L.N.Volvach, M.G.Larionov et al.*, Astron. Astrophys. Trans., 25, 385, 2006.
38. *Shan-Jie Qian, N.A.Kudryavtseva, S.Britzen*, Chin. Astron. Astrophys. J., 7, 364, 2006.
39. *C.Humrichouse*, J. South East. Assoc. for Research in Astron., 2, 23, 2008.
40. *Y.C.Guo*, New Astronomy, 36, 9, 2015.
41. *Shi Weizhao, Liu Xiang, Song Huagang*, Astrophys. Space Sci., 310, 59, 2007.
42. *P.A.Hughes, H.D.Aller, M.F.Aller*, Astrophys. J., 503, 662, 1998.

43. *T. Ishida, K. Fujisawa, M. Kino, K. Niinuma*, Proc. of science, 11th European VLBI Network Symposium & Users Meeting, October 9-12, 2012.
44. *Abraham. Z, Romero G.*, Astron. Astrophys., **344**, 61, 1999.
45. *Bi Xiongwei, He Wanquan, Tian Jiajin, Zhang Qingyou, Cai Qun*, Astronomical Research & Technology, **9**, No.4, 2012.
46. *Mao Li-Sheng*, Astronomical Research & Technology, **4**, No.4, 2007.
47. *Е.Т.Белокопъ*, Астрофизика, **27**, 429, 1987. (Astrophysics, **27**, 588, 1987).
48. *P.G.Sutherland, M.C.Weisskopf, S.M.Kahn*, Astrophys. J., **219**, 1029, 1978.
49. *I.L.Andronov*, Astron. Nachr., **315**, 353, 1994.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В СЛУЧАЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПЕРВИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В.ДЕМЕНТЬЕВ

Поступила 8 марта 2016

Принята к печати 23 марта 2016

Рассматривается перенос поляризованного излучения в резонансной линии в полубесконечной плоскопараллельной атмосфере без магнитного поля. Принимается, что рассеяние происходит с полным перераспределением по частотам в пределах линии; поглощение в непрерывном спектре учитывается. Источники первичного излучения в атмосфере считаются частично поляризованными; при этом описывающая их функция берется в виде произведения полинома от оптической глубины на экспоненту. Вектор Стокса выходящего излучения ищется в рамках общей аналитической теории $\mathbf{I}$ -матриц ($\mathbf{I}$ -матрица является обобщением скалярной H -функции Чандрасекара). Показано, что вектор Стокса излучения, выходящего из атмосферы, в которой распределены первичные источники рассматриваемого вида, выражается через решение одной, так называемой стандартной задачи.

Ключевые слова: *перенос излучения; поляризация; резонансное рассеяние*

1. Введение. Необходимость надежной интерпретации детальных спектрополяриметрических исследований Солнца и других объектов, проводимых в настоящее время, привела, к углубленному развитию теории возникновения и переноса поляризованного излучения в спектральных линиях [1], а также к созданию эффективных методов численного решения уравнения переноса такого излучения (см., например, обзор [2]). В итоге, современные программы расчета интенсивности и поляризации линий позволяют учесть многие физические факторы, которые могут влиять на свойства наблюдаемого излучения, включая и трехмерную неоднородность среды, где излучение возникает и распространяется [3].

В то же время, для задач переноса поляризованного излучения в реальных атмосферах возможность получения каких-либо существенных результатов методами аналитической теории переноса ограничена. Несмотря на это, аналитические методы исследования уравнения переноса служат важным вспомогательным средством к численным методам его решения: во-первых, они позволяют тестировать алгоритмы и программы (см., например, [4]), а, во-вторых, открывают возможность физической интерпретации результатов численных расчетов [5].

Одним из способов аналитического рассмотрения переноса поляризо-

ванного излучения при многократном резонансном рассеянии в спектральных линиях является общая теория $\bar{I}$ -матриц, развитая в работах [6,7]. Эта теория позволяет естественным образом обобщить хорошо известные результаты теории переноса неполяризованного излучения в линии. Нахождение вектора Стокса выходящего излучения в теории $\bar{I}$ -матриц фактически сводится к решению нелинейного интегрального уравнения Амбарцумяна-Чандрасекара, обобщенного на матричный случай. Решение данного уравнения позволяет получить вектор Стокса выходящего излучения без расчета поля излучения внутри атмосферы, что является преимуществом по сравнению с прямым решением уравнения переноса. Однако данная теория использует ряд предположений, ограничивающих круг задач, где она может быть применена.

Перечислим упрощающие предположения, которые делались во всех работах, использующих теорию $\bar{I}$ -матриц:

- 1) рассеяние излучения в линии происходит в плоскопараллельной полубесконечной атмосфере;
- 2) атмосфера состоит из двухуровневых атомов;
- 3) при рассеянии происходит полное перераспределение по частотам;
- 4) излучение в континууме на частотах линии отсутствует;
- 5) в атмосфере от координат не зависят профиль коэффициента поглощения в линии ϕ , вероятность выживания фотона при рассеянии λ , а также β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения, среднему по линии.

При дополнительных предположениях:

- a) отсутствует поглощение в континууме на частотах линии ($\beta = 0$);
 - b) в атмосфере нет магнитного поля,
- теория $\bar{I}$ -матриц была применена к задаче о резонансном рассеянии в случае разных видов профиля коэффициента поглощения ϕ :
- доплеровский [6,7];
 - лоренцевский [8];
 - фойгтовский [9];
 - обобщенные доплеровский и лоренцевский [10].

Учет поглощения в континууме ($\beta \neq 0$) был выполнен в работе [11].

Во всех указанных работах предполагалось, что источники первичного излучения неполяризованы и распределены в атмосфере равномерно; кроме того, в [6] были рассмотрены неполяризованные источники, экспоненциально затухающие с увеличением оптической глубины в атмосфере. Случай облучения верхней границы атмосферы параллельными лучами поляризованного монохроматического излучения также сводится к задаче с первичными источниками, распределенными экспоненциально [12]. Однако при этом возникает необходимость принимать во внимание азимутальную

зависимость падающего и отраженного излучения.

В работе [13] $\hat{I}$ -матрицы использовались при рассмотрении резонансного рассеяния в атмосфере с равномерно распределенными первичными источниками, в которой имеется слабое магнитное поле (см. также [14], где использовался схожий подход).

Отметим, что впервые аппарат $\hat{I}$ -матриц был в полной мере использован в работах [15, 16] при рассмотрении обобщенного релеевского рассеяния. Однако матрица, аналогичная $\hat{I}$ -матрице, использовалась ранее авторами работы [17] для получения $\hat{H}$ -матрицы в задаче о молекулярном рассеянии. Также отметим, что теория $\hat{I}$ -матриц тесно связана с принципом инвариантности, впервые сформулированным Амбарцумяном при исследовании задачи о диффузном отражении излучения от полубесконечной атмосферы [18].

В настоящей работе показано, что аналитическая теория $\hat{I}$ -матриц может быть применена к задачам с частично поляризованными источниками первичного излучения, зависимость от оптической глубины которых описывается функцией в виде произведения полинома на экспоненту. При этом оказывается, что нахождение вектора Стокса излучения, выходящего из атмосферы, в которой распределены любые первичные источники рассматриваемого вида, сводится к решению одной, так называемой стандартной задачи и к последующему несложному численному интегрированию.

2. Постановка задачи. Пусть в полубесконечной плоскопараллельной атмосфере, состоящей из двухуровневных атомов, происходит образование спектральных линий за счет многократного резонансного рассеяния. Магнитного поля в атмосфере нет. Считается, что излучение в континууме на частотах линии отсутствует, при этом поглощение в континууме учитывается. Также предполагается, что профиль коэффициента поглощения в линии ϕ , вероятность выживания фотона при рассеянии λ , а также β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения, среднему по линии, от координат не зависят. Профиль $\phi(x)$ нормирован таким образом, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx \phi(x) = 1 \quad (1)$$

Относительно элементарного акта рассеяния принимается полное перераспределение по частотам (ППЧ) внутри линии.

Из-за наличия границы поле излучения в атмосфере анизотропно, что служит причиной возникновения линейной поляризации при рассеянии. Задача состоит в том, чтобы для выходящего из атмосферы излучения найти вектор Стокса и тем самым получить поляризационные характеристики этого излучения.

Поскольку рассматриваемая задача осесимметрична, то поле излучения

не зависит от азимута и не имеет круговой поляризации, но может обладать линейной поляризацией либо параллельной границе атмосферы, либо перпендикулярной к ней. Поэтому параметр Стокса U можно исключить, взяв $Q = I_{\parallel} - I_{\perp}$, где $I_{\parallel}$ и $I_{\perp}$ - интенсивности излучения, поляризованного соответственно перпендикулярно границе атмосферы и параллельно ей [19].

Таким образом, все встречающиеся ниже векторы имеют размерность 2, а матрицы - 2×2 . Вектор Стокса, описывающий поле излучения в атмосфере, будем обозначать через $\mathbf{i} = (I, Q)^T$, где индекс T означает транспонирование. При этом $\mathbf{i} = \mathbf{i}(\tau, x, \mu)$ зависит от обычной усредненной по линии оптической глубины в атмосфере τ , частоты излучения x , отсчитанной от центра линии и измеренной в соответствующих единицах (в доплеровских ширинах для доплеровского и фойгтовского профилей ϕ и в лоренцевских ширинах - для лоренцевского), а также от μ - косинуса угла между направлением распространения излучения и внешней нормалью к границе атмосферы.

3. *Векторное уравнение переноса.* В рассматриваемой задаче поле излучения в атмосфере может быть найдено путем решения следующего векторного уравнения переноса (см., например, [20, 21]):

$$\mu \frac{\partial \mathbf{i}(\tau, x, \mu)}{\partial \tau} = [\phi(x) + \beta] \mathbf{i}(\tau, x, \mu) - \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-1}^{+1} d\mu' \mathbf{R}(x, \mu; x', \mu') \mathbf{i}(\tau, x', \mu') - \phi(x) \mathbf{i}_0(\tau) \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\mathbf{i}(0, x, \mu) = 0, \quad \mu < 0; \quad \mathbf{i}(\tau, x, \mu) e^{-\tau \mu} \xrightarrow{\mu \rightarrow 0} 0, \quad \mu > 0. \quad (3)$$

В уравнении (2) матрица $\mathbf{R}(x, \mu; x', \mu')$ описывает перераспределение излучения при рассеянии по частотам, углам и состояниям поляризации. Аргументы со штрихами относятся к падающему излучению, а без штрихов - к рассеянному. Векторная функция $\mathbf{i}_0(\tau) = \{s_1^1(\tau), s_1^2(\tau)\}^T$ задает источники первичного излучения в линии и считается известной.

Предположение о ППЧ позволяет отделить частотные переменные в матрице перераспределения так, что

$$\mathbf{R}(x, \mu; x', \mu') = \phi(x) \phi(x') \mathbf{P}(\mu, \mu'). \quad (4)$$

В свою очередь, в фазовой матрице резонансного рассеяния $\mathbf{P}(\mu, \mu')$, которая в нашем случае не зависит от азимута, можно разделить также и угловые переменные

$$\mathbf{P}(\mu, \mu') = \mathbf{A}(\mu) \mathbf{A}^T(\mu'), \quad (5)$$

где

$$\bar{A}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{\frac{W}{8}}(1-3\mu^2) \\ 0 & \sqrt{\frac{W}{8}}3(1-\mu^2) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь W - параметр деполяризации, определяемый квантовыми числами уровней, при переходах между которыми возникает линия ($0 \leq W \leq 1$). Факторизация (5) впервые была использована в работах [22] и [23].

3.1. Неполаризованные первичные источники. Пусть $s_i(\tau) \equiv (s_i^T(\tau), 0)^T$. Тогда верхнетреугольный вид матрицы $\bar{A}(\mu)$ позволяет написать

$$s_i(\tau) = \bar{A}(\mu)s_i(\tau). \quad (7)$$

Представим исходный вектор Стокса в следующем виде:

$$i(\tau, x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \bar{A}(\mu) i_*(\tau, x, \mu). \quad (8)$$

Подставим (4)-(5) и (7)-(8) в уравнение (2), умножим обе его части слева на $\bar{A}^{-1}(\mu)$ и сократим на $\phi(x)$. В итоге получим, что вектор $i_*(\tau, x, \mu)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\mu}{\phi(x) + \beta} \frac{\partial i_*(\tau, x, \mu)}{\partial \tau} = i_*(\tau, x, \mu) - s(\tau) \quad (9)$$

с граничными условиями вида (3). Здесь

$$s(\tau) = s_*(\tau) + \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\phi^2(x')}{\phi(x') + \beta} \int_{-1}^{+1} d\mu' \hat{\Psi}(\mu') i_*(\tau, x', \mu'), \quad (10)$$

$$s_*(\tau) = s_i(\tau), \quad (11)$$

$$\hat{\Psi}(\mu) \equiv \frac{\lambda}{2} \bar{A}^T(\mu) \bar{A}(\mu). \quad (12)$$

Из уравнения (9) следует, что $i_*(\tau, x, \mu)$ зависит от x и μ не по отдельности, а от их комбинации

$$z \equiv \frac{\mu}{\phi(x) + \beta}, \quad (13)$$

так что вместо (9) можно записать уравнение

$$z \frac{\partial i_*(\tau, z)}{\partial \tau} = i_*(\tau, z) - s(\tau) \quad (14)$$

с граничными условиями

$$i_*(0, z) = 0, \quad z < 0; \quad i_*(\tau, z) e^{-\tau/z} \xrightarrow{z \rightarrow \infty} 0, \quad z > 0. \quad (15)$$

Таким образом, задача свелась к нахождению векторной функции только

двух переменных, а не трех, как было изначально.

Сделаем замену переменной $z' = \mu' / (\phi(x') + \beta)$ во внутреннем интеграле в (10) и поменяем порядок интегрирования по x' и z' (см. [24], §5.1, а также [25]). Тогда (10) запишется как

$$s(\tau) = s_0(\tau) + \int_{-1/\beta}^{1/\beta} dz' \bar{G}(z') i_0(\tau, z'). \quad (16)$$

Здесь

$$\bar{G}(z) = 2 \int_{\phi(x)}^{\infty} dx' \phi^2(x') \Psi[z(\phi(x') + \beta)], \quad (17)$$

так что функция $x(z)$ определяется равенствами

$$\begin{aligned} x(z) &= 0, & |z| &< 1/[\phi(0) + \beta]; \\ \phi[x(z)] &= 1/|z| - \beta, & 1/\beta \geq |z| \geq 1/[\phi(0) + \beta]. \end{aligned} \quad (18)$$

Матрица $\bar{G}(z)$ имеет следующую нормировку:

$$2 \int_0^{1/\beta} dz' \bar{G}(z') = \text{diag}(\bar{\lambda}, 0.7 W \bar{\lambda}), \quad (19)$$

где

$$\bar{\lambda} = \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\phi^2(x')}{\phi(x') + \beta}. \quad (20)$$

Для получения (19) необходимо взять двойной интеграл по z' и по x' , см. определение $\bar{G}(z)$ (17)-(18). Это легко сделать, если от переменных z' и x' вернуться к переменным μ' и x' , поменяв также и порядок интегрирования.

3.2. Частично поляризованные первичные источники. Пусть теперь

$$s_i(\tau) = \{s_i^I(\tau), s_i^D(\tau)\}^T, \quad (21)$$

где $s_i^D(\tau)$ не равняется нулю тождественно. Тогда в общем случае (7) не имеет места. Для того, чтобы и при таких источниках воспользоваться разделением переменных (4)-(5), представим исходный вектор Стокса в виде следующей суммы:

$$I(\tau, x, \mu) = \frac{\phi(\tau)}{\phi(x) + \beta} [i_d(\tau, x, \mu) + A(\mu) i_s(\tau, x, \mu)], \quad (22)$$

где первое слагаемое соответствует излучению, пришедшему непосредственно от первичных источников, а второе - диффузному излучению, т.е. излучению, которое испытало хотя бы одно рассеяние. Подстановка (22) в векторное уравнение переноса дает для векторов i_d и i_s уравнения

$$z \frac{\partial i_d(\tau, z)}{\partial \tau} = i_d(\tau, z) - s_i(\tau) \quad (23)$$

и

$$z \frac{\partial i_z(\tau, z)}{\partial \tau} = i_z(\tau, z) - s(\tau) \quad (24)$$

с граничными условиями вида (15) и для i_e и для i_z . В отличие от случая неполяризованных первичных источников вектор $i_e(\tau, z')$ под интегралом в (16) заменяется на $i_z(\tau, z')$; при этом

$$s_e(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\phi^2(x')}{\phi(x') + \bar{\rho}} \int_{-1}^1 d\mu' \tilde{A}^T(\mu') M_d(\tau, z(x', \mu')). \quad (25)$$

В соответствии со своим определением (25), векторная функция источников $s_e(\tau)$ описывает испытывавшее первое рассеяние излучение первичных источников.

Решение дифференциального уравнения (23) при известной функции $s_e(\tau)$ находится элементарно:

$$i_z(\tau, z) = \begin{cases} -\int_0^z \frac{d\tau'}{z} e^{-(z-\tau')} s_z(\tau'), & z < 0 \\ \int_z^{\infty} \frac{d\tau'}{z} e^{-(\tau'-z)} s_z(\tau'), & z > 0. \end{cases} \quad (26)$$

В частности, при экспоненциальном распределении первичных источников, когда

$$s_e(\tau) = e^{-\tau/z_0} s_0, \quad (27)$$

где параметр $z_0 \in (0, +\infty)$, а $s_0 = (s_0^e, s_0^z)^T$ - некоторый известный постоянный вектор, получаем, что

$$i_z(\tau, z) = \begin{cases} \frac{z_0}{z_0 + z} (e^{-\tau/z_0} - e^{-z/z_0}) s_0, & z < 0 \\ \frac{z_0}{z_0 + z} e^{-z/z_0} s_0, & z > 0. \end{cases} \quad (28)$$

4. *Матричное уравнение переноса.* Следуя работе [6], введем матрицу Стокса $\tilde{I}(\tau, z)$, которая по определению является решением матричного уравнения переноса

$$z \frac{\partial \tilde{I}(\tau, z)}{\partial \tau} = \tilde{I}(\tau, z) - \tilde{S}(\tau) \quad (29)$$

с граничными условиями

$$\tilde{I}(0, z) = \hat{0}, \quad z < 0; \quad \tilde{I}(\tau, z) e^{-\tau/z_0} \xrightarrow{z \rightarrow \infty} \hat{0}, \quad z > 0. \quad (30)$$

Матричная функция источников $\tilde{S}(\tau)$ выбирается в следующем виде:

$$\tilde{S}(\tau) = \tilde{S}_e(\tau) + \int_{-1}^{+1} dz' \tilde{G}(z') \tilde{I}(\tau, z'). \quad (31)$$

при этом первичные источники описываются диагональной матрицей

$$\hat{\mathbf{S}}_*(\tau) = \text{diag}(s_*^1(\tau), s_*^2(\tau)), \quad (32)$$

где $s_*^1(\tau)$ и $s_*^2(\tau)$ являются компонентами векторной функции источников (11) или (25).

Очевидно, решение матричного уравнения (29)–(30) записывается в виде, аналогичном (26). В данном случае это решение будет формальным, поскольку матрица $\hat{\mathbf{S}}(\tau)$ неизвестна. В частности, на границе атмосферы

$$\hat{I}(0, z) = \int_0^\infty \frac{d\tau'}{z} e^{-\tau'/z} \hat{\mathbf{S}}(\tau') \quad (33)$$

Подстановка формального решения уравнения переноса (29) в выражение (31) дает следующее интегральное уравнение для матричной функции источников $\hat{\mathbf{S}}(\tau)$:

$$\hat{\mathbf{S}}(\tau) = \hat{\mathbf{S}}_*(\tau) + \int_0^\infty d\tau' \hat{\mathbf{K}}(\tau - \tau') \hat{\mathbf{S}}(\tau'), \quad (34)$$

где

$$\hat{\mathbf{K}}(\tau) = \int_0^\infty \frac{dz'}{z'} e^{-\tau/z'} \hat{\mathbf{G}}(z'). \quad (35)$$

Применение резольвентного метода [26, 27] к (34) дает возможность получить выражение для матрицы Стокса выходящего из атмосферы излучения через матричную функцию первичных источников

$$\hat{I}(0, z) = \hat{\mathbf{H}}(z) \int_0^\infty \frac{d\tau'}{z} \left[e^{-\tau'/z} \hat{\mathbf{E}} + \int_0^\tau d\tau'' e^{-(\tau-\tau'')/z} \hat{\Phi}^T(\tau'') \right] \hat{\mathbf{S}}_*(\tau'), \quad (36)$$

где через $\hat{\mathbf{E}}$ обозначена единичная матрица, $\hat{\mathbf{H}}(z)$ и $\hat{\Phi}(\tau)$ являются матричным обобщением известных скалярных H -функции и функции Соболева соответственно. При этом

$$\hat{\mathbf{H}}(z) = \hat{\mathbf{E}} + \int_0^\infty d\tau' e^{-\tau'/z} \hat{\Phi}(\tau'), \quad (37)$$

$$\hat{\Phi}(\tau) = \hat{\mathbf{K}}(\tau) + \int_0^\infty d\tau' \hat{\mathbf{K}}(\tau - \tau') \hat{\Phi}(\tau'). \quad (38)$$

Выражение (36) может быть получено точно таким же образом, как получается аналогичное выражение для интенсивности выходящего излучения в скалярной теории переноса (см. [24], §5.1).

Введем обозначение $\mathbf{e} = (1, 1)^T$. Пусть источники первичного излучения в линии неполяризованы. Тогда, в соответствии с (11),

$$\hat{\mathbf{S}}_*(\tau) = \text{diag}(s^1(\tau), 0). \quad (39)$$

Сравнение (29)–(31) с (14)–(16) дает, что

$$\mathbf{i}_*(\tau, z) = \hat{I}(\tau, z) \mathbf{e}, \quad (40)$$

где $\hat{I}(\tau, z)$ является решением уравнения (29) при матричной функции первичных источников (39). Таким образом, если решить уравнение переноса

(29) и найти матрицу $\bar{I}$ при соответствующей матрице $\bar{S}_*(\tau)$, то искомым вектор Стокса получается по формулам (40) и (8). Аналогичным образом, очевидно, находится вектор Стокса и для задач с другим видом $\bar{S}_*(\tau)$.

4.1. *Стандартная задача.* Будем использовать терминологию, аналогичную принятой в [6], и назовем стандартной задачей с матрицей первичных источников

$$\bar{S}_* = \tilde{\epsilon}^{1/2}, \quad (41)$$

где

$$\tilde{\epsilon}^{1/2} = \text{diag} \left(\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}, \sqrt{1 - 0.7W\tilde{\lambda}} \right). \quad (42)$$

Матрица $\tilde{\epsilon}$ представляет собой обобщение обычной вероятности гибели фотона. Введем обозначение для матрицы Стокса выходящего излучения в стандартной задаче $\bar{I}(0, z) = \bar{I}(z)$. В работе [6] указано, что $\bar{I}$ -матрица удовлетворяет нелинейному интегральному уравнению Амбарцумяна-Чандрасекара, обобщенному на матричный случай. При учете поглощения в континууме это уравнение записывается следующим образом [11]:

$$\bar{I}^{-1}(z) = \tilde{\epsilon}^{-1/2} + \int_0^{1/2} \frac{z' dz'}{z + z'} \bar{I}^T(z') \bar{G}(z'). \quad (43)$$

$\bar{I}$ -матрица непосредственно связана с известной в теории переноса поляризованного излучения $\bar{H}$ -матрицей таким образом, что

$$\bar{H}(z) = \bar{I}(z) \bar{I}^T(0). \quad (44)$$

При этом

$$\bar{I}(0) \bar{I}^T(0) = \bar{E}, \quad (45)$$

т.е. $\bar{I}(0)$ является ортогональной матрицей [7], а также

$$\bar{I}^T(\infty) = \bar{I}(\infty) = \tilde{\epsilon}^{-1/2}, \quad (46)$$

см. [6].

Матрица, аналогичная матрице $\bar{I}$, впервые появилась в работе [17], посвященной молекулярному рассеянию. В используемом нами виде $\bar{I}$ -матрица была введена в работах [16] и [6]: первая из этих работ рассматривает обобщенное релеевское рассеяние, а вторая - резонансное рассеяние в линии без учета поглощения в континууме.

Матричное уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара (43) для $\bar{I}$ -матрицы обладает существенным преимуществом с точки зрения численного решения по сравнению с аналогичным уравнением для $\bar{H}$ -матрицы, что подчеркивается во всех трех вышеупомянутых работах. Данное обстоятельство оправдывает введение $\bar{I}$ -матрицы в качестве обобщения скалярной H -функции. В работе [11] предложена универсальная схема численного решения уравнения (43) в случае фойгтовского профиля ϕ , применимая как при наличии поглощения

в континууме, так и при его отсутствии.

4.2. *Равномерно распределенные источники* $\bar{S}_*$. Если $\bar{S}_*(\tau) = \bar{S}_*$, то в выражении (36) матрицу $\bar{S}_*$ можно вынести справа из-под знака интеграла. Проинтегрировав оставшееся подынтегральное выражение по τ , найдем, что

$$\bar{I}(0, z) = \bar{I}(z) = \bar{\varepsilon}^{-1} \bar{S}_* = \bar{I}(z) \begin{pmatrix} \frac{s_*^I}{\sqrt{1-\bar{\lambda}}} & 0 \\ 0 & \frac{s_*^Q}{\sqrt{1-0.7W\bar{\lambda}}} \end{pmatrix} \quad (47)$$

Отметим, что при рассматриваемых нами физически допустимых значениях параметров λ , β и W , именно,

$$0 \leq \lambda, \beta, W \leq 1, \quad (48)$$

а также в силу нормировки профиля коэффициента поглощения (1), выполняется неравенство $0 \leq \bar{\lambda} \leq 1$. Поэтому $1 - 0.7W\bar{\lambda} > 0$, а $1 - \bar{\lambda} \geq 0$, причем равенство имеет место только тогда, когда одновременно $\beta = 0$ и $\lambda = 1$. Только в этом случае решение (47) может иметь особенность.

Пусть источники первичного излучения в линии распределены равномерно и неполяризованы, т.е. $s_i = (s_i^I, 0)^T$. Тогда, в силу (39), $S_*^I = s_i^I$, а $S_*^Q = 0$. С учетом выражений (8), (40) и (47), вектор Стокса выходящего излучения при таких источниках можно найти с помощью двух элементов матрицы $\bar{I}(z)$ по следующей формуле:

$$i(\tau = 0, x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \frac{s_i^I}{\sqrt{1-\bar{\lambda}}} \bar{A}(\mu) (I_{11}(z), I_{21}(z))^T. \quad (49)$$

Отсюда получаем параметры Стокса выходящего излучения

$$I(x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \frac{s_i^I}{\sqrt{1-\bar{\lambda}}} \left[I_{11}(z) + \sqrt{\frac{W}{8}} (1 - 3\mu^2) I_{21}(z) \right], \quad (50)$$

$$Q(x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \frac{s_i^I}{\sqrt{1-\bar{\lambda}}} \sqrt{\frac{W}{8}} 3(1 - \mu^2) I_{21}(z). \quad (51)$$

Аналогичные формулы при $\beta = 0$ (без учета поглощения в континууме на частотах линии) получены в работе [7].

Пусть теперь равномерно распределенные неполяризованные первичные источники нормированы следующим образом:

$$s_i = s_* = (\sqrt{1-\bar{\lambda}}, 0)^T \quad (52)$$

Если $\beta \neq 0$, $\lambda \rightarrow 1$, то из (49) имеем, очевидно, $i(\tau = 0, x, \mu) = 0$. Таким образом, в этом случае однородное векторное уравнение переноса (2) (т.е. задача Милна для этого уравнения) имеет только нулевое решение. В

случае же, когда $\lambda \rightarrow 1$ при $\beta = 0$, это однородное уравнение имеет нетривиальное решение

$$\mathbf{i}(\tau = 0, x, \mu) \xrightarrow{\rho=0, \lambda \rightarrow 1} \hat{\mathbf{A}}(\mu)(I_{11}(z), I_{21}(z))^T. \quad (53)$$

Отметим, что ненулевой элемент S_0^Q , не зависящий от τ , не соответствует никаким реальным первичным источникам. Действительно, согласно (25) и (32), S_0^Q может не зависеть от оптической глубины τ , если от нее не зависит вектор $\mathbf{i}_s$, то есть $\partial \mathbf{i}_s(\tau, z)/\partial \tau \equiv 0$ при любых z . При этом, как следует из уравнения (23), должно быть $\mathbf{i}_d(\tau, z) = \mathbf{s}_l(\tau) = \mathbf{s}_l$, а граничное условие $\mathbf{i}_d(0, z) = 0$ при $z < 0$, требует, чтобы $\mathbf{s}_l = 0$, и мы приходим к задаче, в которой первичные источники излучения отсутствуют. Соответственно, первичные источники стандартной задачи (41) также не отвечают никакому реальному случаю.

4.3. *Экспоненциальные источники $\mathbf{s}_l$* . Рассмотрим случай первичных источников вида (27). Подставив (28) в (25) и записав матричную функцию первичных источников в соответствии с (32), после некоторых преобразований получим:

$$\hat{\mathbf{S}}_*(\tau) = z_0 e^{-\tau/z_0} \int_{-1/\beta}^{1/\beta} \frac{dz'}{z_0 + z'} \hat{\mathbf{F}}(z') - z_0 \int_0^{1/\beta} \frac{dz'}{z_0 - z'} e^{-\tau/z'} \hat{\mathbf{F}}(z'), \quad (54)$$

где

$$\hat{\mathbf{F}}(z) = \begin{pmatrix} s_0^I G_{11}(z) & 0 \\ 0 & \sqrt{W/2} s_0^Q G_{11}(z) + (s_0^I + s_0^Q) G_{12}(z) \end{pmatrix}. \quad (55)$$

Во втором интеграле мы воспользовались тем, что $\hat{\mathbf{G}}(-z) = \hat{\mathbf{G}}(z)$. Выразить элементы матрицы $\hat{\mathbf{F}}(z)$ через элементы $\hat{\mathbf{G}}(z)$ позволяет сравнение элементов $\hat{\mathbf{A}}^T(\mu)$ с элементами $\hat{\Psi}(\mu)$ см. (6), (12) и (17):

$$\frac{\lambda}{2} A_{11}^T(\mu) = \Psi_{11}(\mu), \quad \frac{\lambda}{2} A_{21}^T(\mu) = \Psi_{12}(\mu), \quad \frac{\lambda}{2} A_{22}^T(\mu) = \sqrt{\frac{W}{2}} \Psi_{11}(\mu) + \Psi_{12}(\mu). \quad (56)$$

Подстановка матричной функции (54) в выражение (36) и последующее интегрирование по τ дает матрицу Стокса выходящего излучения в виде

$$\hat{I}(0, z) = \hat{\mathbf{I}}(z) \left[\frac{z_0^2}{z_0 + z} \hat{\mathbf{I}}^T(z_0) \int_{-1/\beta}^{1/\beta} \frac{dz'}{z_0 + z'} \hat{\mathbf{F}}(z') - z_0 \int_0^{1/\beta} \frac{z' dz'}{(z_0 - z')(z' + z)} \hat{\mathbf{I}}^T(z') \hat{\mathbf{F}}(z') \right]. \quad (57)$$

Заметим, что здесь матрица $\hat{I}(0, z)$ описывает только диффузное выходящее излучение. Для того, чтобы получить полный вектор Стокса, необходимо, в соответствии с выражением (22), учесть и излучение, приходящее от первичных источников. Привлекая (28), (57), а также соотношение (40), записанное для вектора $\mathbf{i}_s(\tau, z)$, имеем следующие параметры Стокса выходящего из атмосферы излучения:

$$I(x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \left\{ \frac{z_0}{z_0 + z} s_0^I + I_{11}(0, z) + I_{12}(0, z) + \sqrt{\frac{W}{8}} (1 - 3\mu^2) [I_{21}(0, z) + I_{22}(0, z)] \right\}, \quad (58)$$

$$Q(x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \left\{ \frac{z_0}{z_0 + z} s_0^Q + \sqrt{\frac{W}{8}} 3(1 - \mu^2) [I_{21}(0, z) + I_{22}(0, z)] \right\}. \quad (59)$$

4.4. *Равномерно распределенные источники s_i .* Устремляя в (27) и (28) $z_0 \rightarrow \infty$, получаем задачу с равномерно распределенными первичными источниками $s_i(\tau) = s_0$. Предельный переход в (57) дает соответствующую матрицу Стокса выходящего излучения:

$$\hat{I}(0, z) = \hat{I}(z) \left[\begin{array}{cc} \frac{s_0^I}{\sqrt{1 - \bar{\lambda}}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{W}{2}} \frac{s_0^Q}{\sqrt{1 - 0.7W\bar{\lambda}}} \end{array} \right] - \int_0^{1/\beta} \frac{z' dz'}{z' + z} \hat{I}^T(z') \hat{F}(z'). \quad (60)$$

Здесь при преобразовании первого слагаемого учтено соотношение (46), а также нормировка (19) для матрицы $\hat{G}(z)$. Параметры Стокса выходящего излучения получаются предельным переходом $z_0 \rightarrow \infty$ в (58) и (59).

Применим выражение (60) для неполяризованных равномерно распределенных первичных источников, когда $s_0^Q = 0$. Тогда, учитывая, что в этом случае, в соответствии с (7) и (28), вектор $\hat{i}_d(0, z) = s_0 = \bar{A}(\mu) s_0$, получим вектор Стокса выходящего излучения в следующем виде:

$$\hat{i}(\tau = 0, x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \bar{A}(\mu) \left\{ (s_0^I, 0)^T + \frac{\bar{\lambda} s_0^I}{\sqrt{1 - \bar{\lambda}}} (I_{11}(z), I_{21}(z))^T - s_0^I \hat{I}(z) \left[\int_0^{1/\beta} \frac{z' dz'}{z' + z} \hat{I}^T(z') \hat{F}_0(z') \right] \epsilon \right\}, \quad (61)$$

где

$$\hat{F}_0(z) = \text{diag}(G_{11}(z), G_{12}(z)). \quad (62)$$

Этот результат должен совпадать с тем, что дает формула (49). Приравнявая правые части этих выражений друг другу, после небольших преобразований будем иметь

$$\sqrt{1 - \bar{\lambda}} (I_{11}(z), I_{21}(z))^T = (1, 0)^T - \hat{I}(z) \left[\int_0^{1/\beta} \frac{z' dz'}{z' + z} \hat{I}^T(z') \hat{F}_0(z') \right] \epsilon. \quad (63)$$

Данное соотношение может быть использовано для проверки точности численной схемы нахождения матрицы $\hat{I}(z)$. Отметим, что если $z \rightarrow \infty$, то, привлекая (46), мы получаем из (63) очевидное тождество.

4.5. *Источники s_i других видов.* Известно, что в скалярном варианте рассматриваемой задачи в случае функции первичных источников, представляющей собой произведение полинома от τ на экспоненту, интенсивность выходящего излучения можно выразить через H -функцию [28]. Покажем, что при учете поляризации в задачах с источниками подобного вида вектор Стокса выходящего излучения выражается через $\hat{\mathbf{I}}$ -матрицу.

Пусть первичные источники имеют следующий вид:

$$s_k(\tau) = s_{0k}(\tau) = \tau^k e^{-\tau/z_0} s_0, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (64)$$

(векторные и матричные величины, отвечающие задаче с векторной функцией первичных источников $s_{0k}(\tau)$, мы будем также снабжать индексом k). Уравнение переноса (2) линейно. Поэтому, если известны его решения в случае первичных источников (64), то можно легко построить решение уравнения (2) и для первичных источников, которые описываются конечной суммой элементов рассматриваемого вида, причем эти слагаемые могут различаться между собой и степенью полинома k , и величиной параметра z_0 , и значениями компонентов вектора s_0 .

Очевидно,

$$s_{0k}(\tau) = z_0^2 \frac{\partial}{\partial z_0} \left(\tau^{k-1} e^{-\tau/z_0} s_0 \right) = z_0^2 \frac{\partial}{\partial z_0} s_{0,k-1}(\tau). \quad (65)$$

В силу линейности уравнения переноса, а также линейности операции взятия производной можно написать

$$i_{0k}(\tau, z) = z_0^2 \frac{\partial}{\partial z_0} i_{0,k-1}(\tau, z), \quad (66)$$

$$\hat{S}_{0k}(\tau) = z_0^2 \frac{\partial}{\partial z_0} \hat{S}_{0,k-1}(\tau) \quad (67)$$

и, наконец,

$$\hat{I}_k(0, z) = z_0^2 \frac{\partial}{\partial z_0} \hat{I}_{k-1}(0, z). \quad (68)$$

Случай $k=0$ соответствует задаче с экспоненциально распределенными внутренними источниками (27), для которой получено соотношение (57), выражающее вектор Стокса выходящего излучения через $\hat{\mathbf{I}}$ -матрицу. Таким образом, поскольку к указанной задаче сводятся случаи, когда первичные источники описываются произведением полинома от τ на экспоненту (см. (64), $k \neq 0$), то и в них выходящее излучение описывается вектором Стокса, который можно найти по значениям самой $\hat{\mathbf{I}}$ -матрицы и ее производной. Последняя находится дифференцированием уравнения (43):

$$\frac{d\hat{\mathbf{I}}(z)}{dz} = \hat{\mathbf{I}}(z) \left[\int_0^{1/z} \frac{z' dz'}{(z+z')^2} \hat{\mathbf{I}}'(z') \hat{\mathbf{G}}(z') \right] \hat{\mathbf{I}}(z). \quad (69)$$

Данный результат является обобщением соотношений, известных в скалярной теории [28].

5. *Некоторые численные результаты.* Приведем пример численного расчета по полученным выше формулам для случая частично поляризованных первичных источников, распределенных равномерно. Определим степень поляризации как $p = -Q/I$. В этом случае положительная величина p соответствует поляризации излучения, параллельной границе атмосферы. Согласно (22), (28), (58), (59) и выражению (40), записанному для i , предельная степень поляризации на краю диска p_0 (т.е. при $\mu = 0$, а, значит, и $z = 0$) звезды с рассеивающей атмосферой равна

$$p_0 = \frac{\sqrt{8} s_0^Q + 3\sqrt{W} [I_{21}(0,0) + I_{22}(0,0)]}{\sqrt{8} [s_0^I + I_{11}(0,0) + I_{12}(0,0)] + \sqrt{W} [I_{21}(0,0) + I_{22}(0,0)]} \quad (70)$$

На рис.1 представлена рассчитанная степень поляризации p_0 выходящего из атмосферы излучения в зависимости от степени и направления поляризации равномерных первичных источников для разных значений λ . Принималось, что $s_0^I = \sqrt{1-\lambda}$, а $s_0^Q = p_s s_0^I$, где p_s - степень поляризации первичного излучения. При вычислениях использовался доплеровский профиль и принималось $\beta = 0$; также бралось $W = 1$, что соответствует дипольному рассеянию. Вид этих графиков вполне предсказуем: рост λ , т.е. увеличение роли рассеяния, приводит к замытию исходной поляризации, сколь велика бы она ни была.

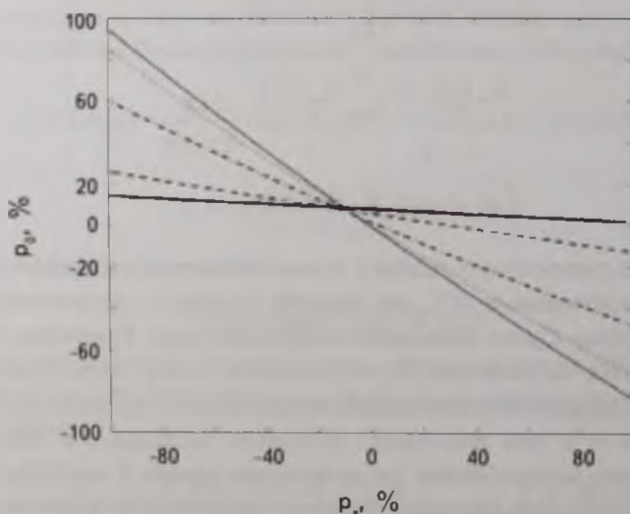


Рис.1 Степень поляризации p_0 на краю диска звезды в зависимости от степени поляризации p_s излучения равномерно распределенных первичных источников (доплеровский профиль, $\beta = 0$, $W = 1$). Жирная сплошная линия соответствует $\lambda = 0.999$, штриховая - $\lambda = 0.99$, штрих-пунктирная - $\lambda = 0.9$, пунктирная - $\lambda = 0.7$, тонкая сплошная - $\lambda = 0.5$.

6. *Заключение.* В работах [6,7] показано, что с помощью теории $\bar{\Gamma}$ -матриц хорошо известные результаты скалярной аналитической теории, которая описывает перенос излучения в спектральной линии в плоско-параллельной немагнитной атмосфере в предположении ППЧ, могут быть использованы и при учете поляризации излучения. В частности, оказывается, что в случае равномерно распределенных в атмосфере неполяризованных источников первичного излучения формулы для матрицы Стокса выходящего из атмосферы излучения имеют вид, аналогичный соотношениям для интенсивности выходящего излучения в соответствующей скалярной задаче. То же самое имеет место и для случая внешнего облучения атмосферы параллельными лучами монохроматического излучения [12]. Данное обстоятельство является следствием того, что в этих случаях в выражении для функции первичных источников s_i можно выделить матрицу $A(\mu)$ в качестве множителя см. (7).

В настоящей работе рассмотрены частично поляризованные первичные источники s_r , которые не допускают выделения такого множителя. При этом функция $s_r(\tau)$, описывающая излучение первичных источников, которое испытало первое рассеяние, имеет достаточно громоздкий вид (25). В результате выражение (36) достаточно сложно и для анализа, и для вычисления значений элементов матрицы Стокса выходящего излучения. Однако, оказывается, что если зависимость s_i от оптической глубины τ описывается функцией в виде произведения полинома на экспоненту, то матрица Стокса (соответственно, и вектор Стокса) выходящего излучения при любых таких источниках выражается через решение одной, стандартной задачи (57), (68).

Таким образом, для того, чтобы найти параметры Стокса излучения, выходящего из атмосферы с любыми поляризованными первичными источниками, сводящимися к произведению полинома на экспоненту, достаточно при заданных ϕ , λ и β один раз рассчитать элементы матрицы $G(z)$, а также решить матричное интегральное уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара, получив $\bar{I}(z)$; далее все сводится к достаточно простому численному интегрированию. Во всех указанных выше работах, которые используют теорию $\bar{\Gamma}$ -матриц, имеются соответствующие формулы, выражающие вектор Стокса выходящего излучения через решение стандартной задачи. Это отражает тот факт, что источники первичного излучения в атмосфере, предполагаемые в данных работах, представляют собой частные случаи произведения полинома на экспоненту. Отметим также, что вектор Стокса выходящего излучения зависит от двух переменных, в то время как $\bar{\Gamma}$ -матрица - только от одной.

Общие формулы, соответствующие частично поляризованным первичным источникам, очевидно, могут быть записаны и для частного вида таких

источников – неполяризованных. Таким образом, для последних имеются два независимых способа нахождения вектора Стокса выходящего из атмосферы излучения: 1) с помощью общих формул; 2) используя верхнетреугольный вид матрицы $A(\mu)$. Сравнение результатов, полученных двумя способами, приводит к соотношению (63), которое дает возможность для оценки точности вычисления матрицы $I(z)$.

Работа выполнена в рамках НИР СПбГУ 6.38.669.2013.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: a.dementiev@spbu.ru

POLARIZATION OF RESONANCE LINES IN THE CASE OF POLARIZED PRIMARY SOURCES OF RADIATION

A.V.DEMENTYEV

Transfer of polarized radiation in a resonance line in a nonmagnetic semi-infinite plane-parallel atmosphere is considered. Complete frequency redistribution is assumed; continuum absorption is taken into account. It is supposed that primary sources of the radiation distributed in the atmosphere are partially polarized; the dependence on the optical depth of these sources is described by the product of a polynomial in the exponent. The Stokes vector of the emergent radiation is derived by means of general analytical theory of $\bar{I}$ -matrices ($\bar{I}$ -matrix is a generalisation of the scalar Chandrasekhar's H -function). It is shown that the Stokes vector of the radiation emerging from the atmosphere with primary sources under consideration is expressed through the solution of the so-called standard problem.

Key words: *radiative transfer; polarization; resonance scattering*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Landi Degl'Innocenti, M.Landolfi, Polarization in Spectral Lines, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2004.
2. K.N.Nagendra, M.Sampoorna, in "Solar Polarization 5", eds. S V Berdyugina,

- K.N.Nagendra, R.Ramelli, ASP Conf. Ser., **405**, 261, 2009.
3. J. Stépán, J.Trujillo Bueno, Astron. Astrophys., **557**, A143, 2013.
 4. J. Stépán, V.Bommier, Astron. Astrophys., **468**, 797, 2007.
 5. V.V.Ivanov, in "Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models", eds. L.Crivellari, I.Hubeny, D.G.Hummer, NATO Advanced Science Institutes Series C, **341**, 81, 1991.
 6. V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov, Astron. Astrophys., **318**, 315, 1997.
 7. V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov, Astron. Astrophys., **321**, 968, 1997.
 8. В.М.Лоскутов, В.В.Иванов, Астрофизика, **50**, 199, 2007, (Astrophysics, **50**, 157, 2007).
 9. А.В.Дементьев, Письма в Астрон. ж., **34**, 633, 2008, (Astron. Lett., **34**, 574, 2008).
 10. В.М.Лоскутов, Астрофизика, **54**, 475, 2011, (Astrophysics, **54**, 421, 2011).
 11. А.В.Дементьев, Астрофизика, **52**, 605, 2009, (Astrophysics, **52**, 545, 2009).
 12. В.М.Лоскутов, Астрон. ж., **81**, 24, 2004, (Astron. Reports, **48**, 21, 2004).
 13. С.И.Грачев, Астрофизика, **44**, 455, 2001, (Astrophysics, **44**, 369, 2001).
 14. H.Frisch, in "Solar Polarization 2", eds. K.N.Nagendra, J.O.Stenflo, ASSL, **243**, 97, 1999.
 15. V.V.Ivanov, Astron. Astrophys., **303**, 609, 1995.
 16. V.V.Ivanov, Astron. Astrophys., **307**, 319, 1996.
 17. W.A. de Rooij, P.B.Bosma, J.P.C. van Hooff, Astron. Astrophys., **226**, 347, 1989.
 18. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, **38**, 257, 1943, (Nauchnye Trudy, vol. 1, Yerevan, 1960, in Russian).
 19. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, М., ИЛ, 1953, (Radiative Transfer, Dover Publ., New York, 1960).
 20. M.Faurobert, Astron. Astrophys., **178**, 269, 1987.
 21. J.O.Stenflo, Solar Magnetic Fields: Polarized Radiation Diagnostics, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 1994.
 22. С.И.Гонасюк, Д.Н.Рачковский, Изв. Крымской астрофиз. общ., **67**, 65, 1983, (Izvestia Crimean Astrophys. Obs., **67**, 65, 1983, in Russian).
 23. Д.Н.Рачковский, Изв. Крымской астрофиз. общ., **67**, 78, 1983, (Izvestia Crimean Astrophys. Obs., **67**, 78, 1983, in Russian).
 24. В.В.Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, М., Наука, 1969, (Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS Special Publication No 385, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Washington, 1973).
 25. M.A.Heaslet, R.F.Warming, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **8**, 1101, 1968.
 26. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956, (A Treatise on Radiative Transfer, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1963).
 27. K.M.Case, Rev. Mod. Phys., **29**, 651, 1957.
 28. В.В.Иванов, Д.И.Нагирнер, Астрофизика, **1**, 143, 1965, (Astrophysics, **1**, 86, 1965).

KINEMATICS AND VELOCITY ELLIPSOID
PARAMETERS OF STELLAR GROUPS AND OPEN
STAR CLUSTERS: II COOL STARSW. H. ELSANHOURY^{1,2}

Received 31 January 2016

Accepted 23 March 2016

Based on the galactic space velocity components (U , V , W) and with aid of the vector and matrix analyses, we computed the velocity ellipsoid parameters for 790 late type stars from CoRoT (Convection Rotation and Transits) observations and 290 L dwarf stars. We ran the calculations for spectral types F , G and K for late-type stars and $L0$, $L1$, $L2$ and $L3$ for L dwarf stars. We found that the ratio of the middle to the major axis in the galaxy ranged from 0.35 to 0.73. The vertex deviation from the galactic center was very small for the samples under investigation, which agrees well with earlier calculations.

Key words: *Velocity ellipsoid: CoRoT stars: L dwarfs: Vertex deviation: Oort's constants*

1. *Introduction.* The motions of nearby stars can reveal important information about the spiral structures and star formations in our galaxy [1]. The characteristic feature of these motions is that the peculiar velocities have an axis of greatest mobility. This characteristic is most conveniently represented using the ellipsoidal law of velocity distribution [2].

The velocity ellipsoid parameters are important because they are connected to the most important mathematical function of stellar astronomy, that is, the phase density function.

There are three methods that determine the velocity ellipsoid parameters: radial velocities, proper motion, and space velocities [3].

This paper is the second in a series that investigate the velocity ellipsoid of stellar groups and open clusters. In the first paper [4], we computed the velocity ellipsoid for the solar neighborhood white dwarfs. Here, we compute the velocity ellipsoid parameters for two samples of cool (CoRoT FGK type stars) and ultra-cool stars (L dwarf). The structure of this paper is as follows. Section 2 describes the data, and the computational method is outlined in Section 3. Section 4 contains our results and conclusions.

2. *Data.* We used two data samples in our investigation: the CoRoT (Convection Rotation and Transits) observations for late type stars and the SDSS (Sloan Digital Sky Survey) observations of L -type dwarfs.

We used the kinematical properties of CoRoT stars; the CoRoT space telescope [5] is an astronomical experiment dedicated to stellar seismology and the search for extrasolar planets. The mission is led by CNES (Centre national d'études spatiales) in association with French laboratories and with significant international participation. The ESA (Science Programme), RSSD/ESTEC, Austria, Belgium, and Germany contribute to the payload, whereas Spain and Brazil contribute to the ground segment [6]. The CoRoT was mainly designed to study the internal structures of many families of stars [7]. It can provide a complete kinematical description of 754 stars in three CoRoT fields. The kinematical criteria were used to identify the galactic populations in their sample and study their characteristics, particularly their chemistry. Here, we selected approximately

- i) 346 CoRoT stars ≤ 1000 pc, and
- ii) $1000 \text{ pc} \leq 250$ CoRoT stars ≤ 2000 pc.

L dwarfs (LDs) are ultra-cool objects; they are cooler than *M* dwarfs. Most LDs are expected to be brown dwarfs, i.e., they do not reach the hydrogen burning phase. A sample of very cool dwarfs (LDs) were presented in [8], which contains 484 LD from the Sloan Digital Sky Survey SDSS. Here, we used approximately 290 LDs, classified as follows.

- a) Approximately 176 *L0* (≈ 2550 K), ranging from 10.8 to 113.7 pc.
- b) Approximately 59 *L1* (≈ 2100 K), ranging from 8.6 to 109.9 pc.
- c) Approximately 20 *L2* (≈ 1960 K), ranging from 28.8 to 107.7 pc.
- d) Approximately 35 *L3* (≈ 1830 K), ranging from 20 to 109.4 pc.

3. Computational Method. We used the computational algorithm in [9] to compute the velocity ellipsoid and its parameters for the above sample of data.

For the galactic space velocities (*U*, *V*, *W*), we can define the mean velocities

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i; \quad \bar{V} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i; \quad \bar{W} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W_i, \quad (1)$$

where *N* is the total number of stars.

Let ξ be an arbitrary axis, with a zero point coincident to the center of the distribution. Let *l*, *m*, and *n* be the directional cosines of the axis with respect to the shifted axis. Then, the coordinates Q_i of the point *i*, with respect to the ξ axis are

$$Q_i = l(U_i - \bar{U}) + m(V_i - \bar{V}) + n(W_i - \bar{W}). \quad (2)$$

Let us adopt, as the measured of the scatter components Q_i , a generalization of the mean square deviation. It is defined as

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Q_i^2. \quad (3)$$

From Equations (1), (2) and (3), we can deduce after some calculations that

$$\sigma^2 = \underline{x}^T B \underline{x}, \quad (4)$$

where $\underline{x}$ is the (3×1) direction cosines vector and B is a (3×3) symmetric matrix μ_{ij} , with elements

$$\left. \begin{aligned} \mu_{11} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i^2 - (\bar{U})^2; & \mu_{12} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i V_i - \bar{U} \bar{V}; \\ \mu_{13} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i W_i - \bar{U} \bar{W}; & \mu_{22} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i^2 - (\bar{V})^2; \\ \mu_{23} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i W_i - \bar{V} \bar{W}; & \mu_{33} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W_i^2 - (\bar{W})^2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

The necessary conditions for an extremum are now

$$(B - \lambda I) \underline{x} = 0. \quad (6)$$

These are three homogenous equations in three unknowns, which have a nontrivial solution if, and only if,

$$D(\lambda) = |B - \lambda I| = 0, \quad (7)$$

where λ is the eigenvalue, and $\underline{x}$ and B are

$$\underline{x} = \begin{bmatrix} l \\ m \\ n \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad B = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{12} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{13} & \mu_{23} & \mu_{33} \end{bmatrix}$$

Equation (7) is a characteristic equation for the matrix B . The required roots (i.e., eigenvalues) are

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= 2\rho^{1/3} \cos \frac{\phi}{3} - \frac{k_1}{3}; \\ \lambda_2 &= -\rho^{1/3} \left\{ \cos \frac{\phi}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\phi}{3} \right\} - \frac{k_1}{3}; \\ \lambda_3 &= -\rho^{1/3} \left\{ \cos \frac{\phi}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\phi}{3} \right\} - \frac{k_1}{3}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Here,

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= -(\mu_{11} + \mu_{22} + \mu_{33}), \\ k_2 &= \mu_{11}\mu_{22} + \mu_{11}\mu_{33} + \mu_{22}\mu_{33} - (\mu_{12}^2 + \mu_{13}^2 + \mu_{23}^2), \\ k_3 &= \mu_{12}^2\mu_{33} + \mu_{13}^2\mu_{22} + \mu_{23}^2\mu_{11} - \mu_{11}\mu_{22}\mu_{33} - 2\mu_{12}\mu_{13}\mu_{23} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\varphi = \frac{1}{3} k_2 - \frac{1}{9} k_1^2; \quad r = \frac{1}{6} (k_1 k_2 - 3 k_3) - \frac{1}{27} k_1^3 \quad (10)$$

$$\rho = \sqrt{-q^3} \quad (11)$$

$$x = \rho^2 - r^2 \quad (12)$$

and

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{r} \right). \quad (13)$$

Using the matrix that controls the eigenvalue problem (Equation (6)) for the velocity ellipsoid, we can establish the analytical expressions of some parameters for the correlation studies in terms of the matrix elements (μ_y) (i.e., the velocity ellipsoid parameters, VEPs).

- σ_i ; $i = 1, 2, 3$ parameters

The σ_i ; $i = 1, 2, 3$ parameters are defined as

$$\sigma_i = \sqrt{\lambda_i}. \quad (14)$$

- l , m and n parameters

(l , m , n) are the directional cosines for the eigenvalue problem. They can be calculated using

$$l_i = \left[\mu_{22}\mu_{33} - \sigma_i^2(\mu_{22} + \mu_{33} - \sigma_i^2) - \mu_{23}^2 \right] / D_i; \quad i = 1, 2, 3, \quad (15)$$

$$m_i = \left[\mu_{23}\mu_{13} - \mu_{12}\mu_{33} + \sigma_i^2\mu_{12} \right] / D_i; \quad i = 1, 2, 3, \quad (16)$$

and

$$n_i = \left[\mu_{13}\mu_{23} - \mu_{13}\mu_{22} + \sigma_i^2\mu_{13} \right] / D_i; \quad i = 1, 2, 3, \quad (17)$$

where

$$\begin{aligned} D_i^2 = & (\mu_{22}\mu_{33} - \mu_{23}^2)^2 + (\mu_{23}\mu_{13} - \mu_{12}\mu_{33})^2 + (\mu_{12}\mu_{23} - \mu_{13}\mu_{22})^2 + \\ & + 2[(\mu_{22} + \mu_{33})(\mu_{23}^2 - \mu_{22}\mu_{33}) + \mu_{12}(\mu_{23}\mu_{13} - \mu_{12}\mu_{33}) + \mu_{13}(\mu_{12}\mu_{23} - \mu_{13}\mu_{22})]\sigma_i^2 + \\ & + (\mu_{33}^2 + 4\mu_{22}\mu_{33} + \mu_{22}^2 - 2\mu_{23}^2 + \mu_{12}^2 + \mu_{13}^2)\sigma_i^4 - 2(\mu_{22} + \mu_{33})\sigma_i^6 + \sigma_i^8. \end{aligned}$$

- Solar motion

Let $S_\odot$ be the absolute value of the Sun's velocity relative to the stars under consideration,

i.e.,

$$S_\odot = \sqrt{U^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2} \quad \text{km/s}$$

The galactic longitude (l_A) and latitude (b_A) of the solar apex are

$$l_A = \tan^{-1}(-\bar{V}/\bar{U}),$$

$$b_A = \sin^{-1}(-\bar{W}/S_\odot).$$

Table 1

VEPs FOR 790 CoRoT FGK STARS

VEPs	140 F-type stars (..... K)			321 G-type stars (5200-6000 K)			329 K-type stars (3700-5200 K)		
$(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W})$ km/s	-11.76	-16.13	-7.654	-10.122	-20.94	-3.5168	-7.835	-19.85	-1.147
$(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ km/s	41.37	36.03	30.29	42.35	40.42	29.54	154.20	55.54	88.68
$(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ km/s	1712.2	1298.47	917.737	1794.09	1634.29	875.879	23779.1	7864.69	3084.81
(l_1, m_1, n_1)	0.935	-0.116	0.334	0.920	-0.3898	-0.0399	0.591	-0.757	-0.278
(l_2, m_2, n_2)	0.3460	0.1020	-0.9326	0.0356	0.1848	-0.9821	0.7748	0.628	-0.064
(l_3, m_3, n_3)	-0.0741	-0.987	-0.135	-0.3902	-0.9021	-0.1839	-0.22	0.177	-0.958

Table 2

VEPs FOR 290 L DWARFS

VEPs	176 of L0 - type, 10.8 ≤ distance (pc) ≤ 113.7			59 of L1 - type, 8.6 ≤ distance (pc) ≤ 109.9			20 of L2 - type, 2.88 ≤ distance (pc) ≤ 107.7			35 of L3 - type, 20 ≤ distance (pc) ≤ 109.4		
$(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W})$ km/s	1.71	-10.43	-0.82	1.26	-10.50	3.62	-9.63	-22.47	-0.33	13.89	-11.74	4.21
$(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ km/s	35.09	26.20	23.03	31.53	27.27	21.67	45.22	37.14	15.92	32.93	31.40	17.98
$(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ km/s	1231.52	686.41	530.37	994.32	743.46	469.50	2044.6	1379.0	253.47	1084.4	985.68	323.2
(l_1, m_1, n_1)	0.94	0.34	0.06	0.85	0.53	-0.02	0.73	0.69	0.02	0.80	0.60	-0.01
(l_2, m_2, n_2)	0.23	-0.46	-0.86	0.21	-0.31	0.93	0.11	-0.15	0.98	0.01	-0.03	-1.00
(l_3, m_3, n_3)	-0.26	0.82	-0.51	-0.48	0.79	0.38	-0.68	0.71	0.18	-0.60	0.80	-0.03

4. *Results and Conclusion.* Based on the previously described model, we developed a Mathematica routine that computes the kinematics and velocity ellipsoid parameters. Fig.1 to 4 show the distribution of the space velocities of the two samples (*FGK* CoRoT and *L* dwarf stars). We ran the routine for the following samples.

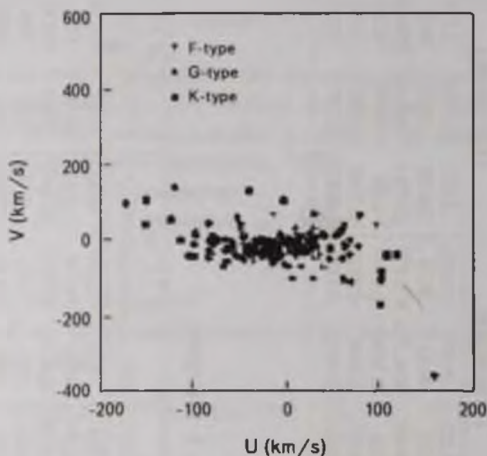


Fig.1 The U - V plane for FGK stars.

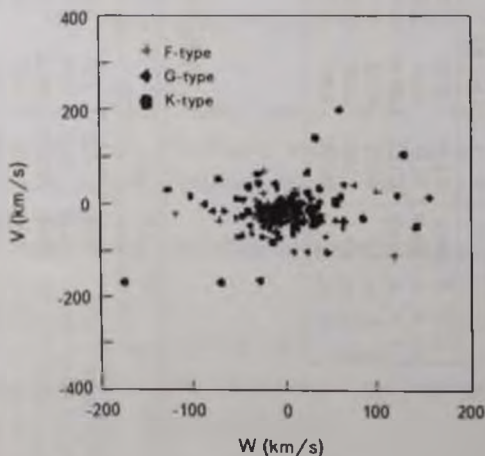


Fig.2. The W - V plane for FGK stars.

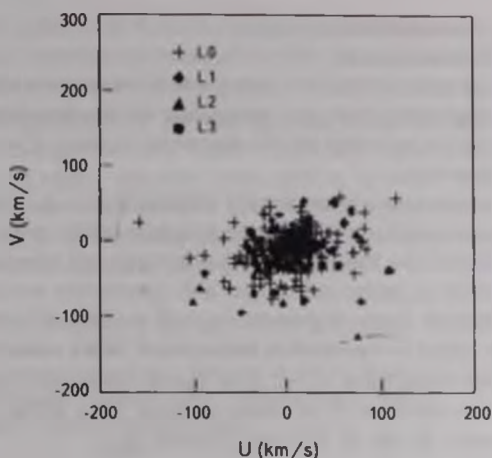


Fig.3. U - V plane for the L dwarf stars.

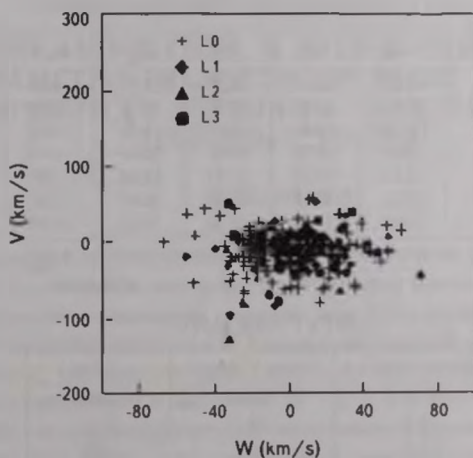


Fig.4. W - V plane for the L dwarf stars.

- CoRoT stars of spectral type F (140 candidates).
- CoRoT stars of spectral type G (321 candidates).
- CoRoT stars of spectral type K (329 candidates).
- $L0$ dwarf (176 candidates).
- $L1$ dwarf (59 candidates).

- *L2* dwarf (20 candidates).
- *L3* dwarf (35 candidates).

The results are shown in Tables 1 and 2, which contains the mean space velocities, the velocity dispersion, the eigenvalues, and the parameters (l_i , m_i , n_i , $i=1, 2$ and 3). As an initial test for our code, we have $l_i^2 + m_i^2 + n_i^2 = 1$ for the two samples used.

Table 3 shows the values of the velocity dispersions σ_1 , σ_2 , and σ_3 , the ratio σ_2/σ_1 , the solar velocity $S_\odot$, and the longitude of the vertex l_2 for the present work and from the literature. The Oort constants are among the most important quantities in stellar kinematics. The relationship between these constants and the ratio σ_2/σ_1 is given by $(\sigma_2/\sigma_1)^2 = -B/(A-B)$. This should be satisfied if the galaxy is considered to be stationary. Oort's constants (A and B) and the corresponding ratios σ_2/σ_1 from various calculations are listed in Table 4 [10]. Most values of σ_2/σ_1 listed in Table 3 are within the range of 0.55-0.75, except for the *K*, *L2*, and *L3* dwarf stars.

Table 3

VELOCITY DISPERSIONS FOR THE SAMPLES

Target/Spectral type	σ_1	σ_2	σ_3	$S_\odot$	σ_2/σ_1	l_2
<i>F</i> CoRot stars	41.37	36.03	30.29	21.37	0.87	0.346
<i>G</i> CoRot stars	42.35	40.42	29.54	23.52	0.95	0.035
<i>K</i> CoRot stars	154.20	88.68	55.54	21.38	0.58	0.778
LD0	35.09	26.20	23.03	10.60	0.75	0.230
LD1	31.53	27.27	21.67	11.18	0.86	0.210
LD2	45.22	37.14	15.92	24.44	0.82	0.110
LD3	32.93	31.40	17.98	18.67	0.95	0.010

Table 4

OoRT's CONSTANTS

A (km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	B (km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	σ_2/σ_1
14.5	-12	0.65
12.6	-13.2	0.71
14.8	-12.4	0.67
11.3	-13.9	0.74

Considering the symmetry, one would expect that one axis of the velocity ellipsoid of stars in the galactic plane to point to the galactic center, i.e., l_2 should be zero. However, Table 3 shows that the longitude of the vertex l_2 was not zero for the two samples. Our samples represent cool and very cool stars, so the vertex deviation is very small compared with the youngest stars. For *L* dwarfs, the vertex deviation clearly diminishes as we go from *L0* to

$L3$, which implies that there is a temperature dependence.

We also calculated the parameters of the velocity ellipsoid for late type stars (*FGK* CoRoT stars with 790 candidates, and L dwarf stars with 290 candidates).

Acknowledgements. We wish to acknowledge the financial support of this work through Northern Border University NBU, deanship of scientific research and higher education grant number 8-24-1436-5. Many thanks to Prof. M.I.Nouh of the Faculty of Science (NBU), for his advice with this work and his help in finding many interesting papers. Finally, I wish to thank the referee for the suggestions regarding this article.

¹ Physics Department, Faculty of Science and Arts, Northern Border University, Rafha Branch, Saudi Arabia

² Astronomy Department, National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG) 11421, Helwan, Cairo, Egypt,
e-mail: welsanhoury@gmail.com

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ И ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СКОРОСТИ ЗВЕЗДНЫХ ГРУПП И ОТКРЫТОГО ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ: II ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ

В.ЭЛСАНОРИ

Основываясь на компоненты (U , V , W) галактически пространственной скорости и с помощью векторного и матричного анализа, мы вычислили эллипсоидальные параметры скорости для 790 поздних типов звезд из CoRoT (Convection Rotation and Transits) наблюдений и 290 карликовых звезд типа L . Мы сделали вычисления для спектральных типов F , G и K поздних типов звезд и для типов $L0$, $L1$, $L2$ и $L3$ карликовых L звезд. Мы нашли, что отношение средней оси к большой изменяется в галактике от 0.35 до 0.73. Наибольшее смещение от галактического центра было очень маленьким для исследуемых образцов, что хорошо согласуется с прежними вычислениями.

Ключевые слова: *эллипсоид скорости: CoRoT звезды: L -карлики: постоянные Оорта*

REFERENCES

1. C. Yuan, *Astron. J.*, **76**, 664, 1971.
2. K.F. Ogorodnikov, *Dynamics of stellar systems*, Oxford, Pergamon, 1965.
3. D. Mihalas, J. Binney, *Galactic astronomy: Structure and kinematics*, 2nd edition, 1981.
4. W.H. Elsanhoury, M.I. Nouh, H.I. Abdel-Rahman, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **51**, 197, 2015.
5. A. Baglin, M. Auvergne, L. Boisnard *et al.*, in COSPAR, Plenary Meeting, 36th, 2006.
6. L. Boisnard, M. Auvergne, *ESASP*, **1306**, 19, 2006.
7. J.-C. Gazzano, G. Kordopatis, M. Deleuil *et al.*, *Astron. Astrophys.*, **550**, 125, 2013.
8. J.S. Sarah, A.W. Andrew, L.H. Suzanne, J.S. Pineda, *Astrophys. J.*, **139**, 1808, 2010.
9. W.H. Elsanhoury, M.A. Sharaf, M.I. Nouh, A.S. Saad, *The Open Astron. J.*, **6**, 1, 2013.
10. R.P. Olling, M.R. Merrifield, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **297**, 943, 1998.

ДВА ИНТЕРЕСНЫХ ЮЖНЫХ ОБЪЕКТА

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 2 декабря 2015

Принята к печати 23 марта 2016

Исследованы два южных объекта. Первый (планетарная туманность PK 349-01.1) интересен наличием цепочки выбросов из центральной звезды. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения окрестностей этого объекта показали наличие смещенных в красную и синюю области спектра молекулярных истечений. Второй объект - область звездообразования, состоящая из двух групп ИК звезд. Эти группы имеют конфигурацию типа трапеции. С двумя звездами из одной из этих групп связаны туманности в виде колец. Эта область звездообразования связана с новой радиальной системой темных глобул.

Ключевые слова: *планетарная туманность; молекулярное истечение; область звездообразования*

1. *Введение.* В [1,2] нами был предпринят поиск новых областей звездообразования, объектов Хербига-Аро, тесных систем типа трапеции на картах южного неба. Дальнейшие $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения этих объектов показали, что у некоторых из них имеются молекулярные истечения, в том числе биполярные (см., напр., [3,4]). В данной статье исследована планетарная туманность PK 349-01.1 [5], в которой нас заинтересовали необычные выбросы из центральной звезды, и область звездообразования (около объекта VdBN9b [6]), состоящая из двух групп ИК звезд, которые имеют конфигурации типа трапеции. Важность этих конфигураций для процесса эволюции звезд впервые отметил В.А.Амбарцумян [7].

2. *Планетарная туманность PK 349-01.1* В [8] расстояние до этой туманности оценено в ~ 1.4 кпк. Как видно из рис. 1, объект PK 349-01.1 (NGC 6337) представляет собой яркое кольцо, на диаметре которого по направлению NE-SW находятся: центральная звезда планетарной туманности, смещенная от центра туманности, и три ярких красных объекта, расположенных на одной прямой с центральной звездой. Можно предположить, что эти три объекта были выброшены из центральной звезды, в результате чего центральная звезда сместилась (вследствие закона сохранения импульса). Интересно, что размеры этих трех объектов растут при удалении от звезды, что можно объяснить разницей в возрасте - чем ближе к звезде, тем моложе и, тем самым, меньше в размерах (так как эти объекты предположительно расширяются, то чем больше время

расширения, т.е. возраст объекта, тем больше размеры объекта). В NW и SE направлениях от кольца присутствуют также яркие волокна, видимо также выброшенные из центральной звезды, причем на концах волокон в NW направлении имеются яркие конденсации (см. рис.1).



Рис 1. DSS2 R изображение планетарной туманности PK 349-01.1. 1 – центральная звезда, 2 – яркие конденсации, выброшенные из центральной звезды, 3 – яркие волокна, видимо также выброшенные из центральной звезды. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'

Таблица 1

ОБЪЕКТЫ В ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ PK 349-01.1

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	V	$B - V$	R	J	$J - H$	$H - K$
1	17 ^h 22 ^m 16 ^s .043	-38°28'52".21	12 ^m .66	0.713	12.466	11.355	0.315	0.055
2	17 22 15.466	-38 29 05.67	13.46	---	---	13.632	0.597	-0.016
3	17 22 15.262	-38 29 09.26	---	---	---	14.093	0.391	0.283
4	17 22 14.083	-38 28 23.45	---	---	16.57	---	---	---
5	17 22 13.895	-38 28 26.41	---	---	16.52	---	---	---
6	17 22 14.483	-38 28 18.20	---	---	---	15.663	0.719	0.784

В табл.1 представлены данные о центральной звезде планетарной туманности и о сгущениях, по-видимому выброшенных из нее. В первом столбце таблицы дан номер объекта, во втором и третьем – координаты, в 4-9 – цвета объектов. Данные взяты из [9].

В табл.1: 1-я строка – центральная звезда планетарной туманности, 2 и 3 – сгущения внутри планетарной туманности, 4-6 – сгущения на концах ярких волокон, выброшенных из центральной звезды в NW направлении

3. ¹²CO(1-0) наблюдения окрестностей объекта PK 349-01.1

$^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения молекулярного облака, связанного с этой планетарной туманностью, были проведены 30 августа 2003г. на 15-м SEST (Швеция - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Ла Силья, Чили. Диаграмма направленности антенны на 115 ГГц $\sim 45''$, эффективность пучка 0.70. Положения в направлении источника были пронаблюдены с интервалом в $40''$ в режиме частотной модуляции с разбросом частот в 10 МГц. Телескоп во время наблюдений был снабжен SIS детектором и акусто-оптическим спектрометром с высоким разрешением (с 1000 каналами и с разрешением скорости в 0.112 км/с). Эти наблюдения проведены с проф. Хорхе Майем (Национальная обсерватория Чили, Сантьяго, Чили).

Ниже приводится рис.2, на котором даны спектры $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдений объекта и его окрестностей. Как видно из рисунка, имеются излучение самого облака, примерно на -26.9 км/с, два потока, смещенных в красную область соответственно примерно на -22 км/с и -12 км/с (или на 4.9 км/с и 14.9 км/с по отношению к скорости основного облака). Имеется также незначительный поток, смещенный в синюю область (примерно на -31.2 км/с, или на -4.3 км/с по отношению к скорости основного облака).

На основании рис.2 можно найти распределение скоростей в исследованной области. Ниже приводится табл.2, в которой ячейки соответствуют ячейкам на рис.2. В ячейках табл.2 помещены радиальные скорости в км/с. В первой строке ячейки дана основная скорость облака, во второй строке - скорости двух красных потоков. Присутствие у основной скорости синего излучения отмечено знаком + (в первой строке).

Как видно из табл.2, нет градиента скорости, что свидетельствовало бы о наличии вращения облака. Ниже приводится табл.3, в которой представлены антенные температуры пиков, представленных в табл.2.

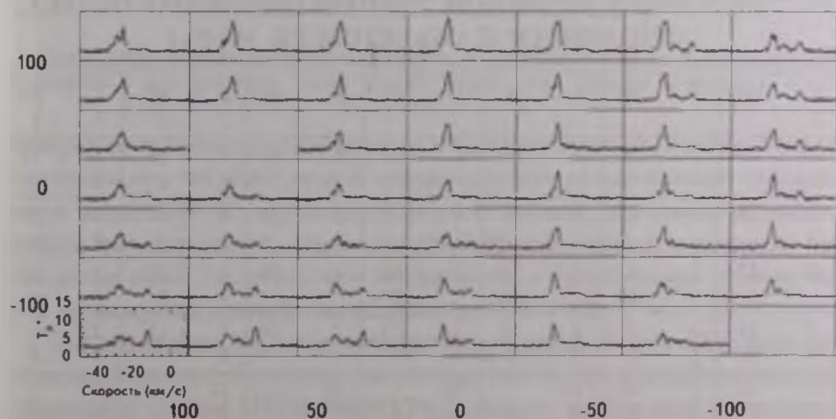


Рис 2 $^{12}\text{CO}(1-0)$ спектры планетарной туманности РК 349-01.1 и ее окрестностей. Координаты центра: $\alpha(2000) = 17^{\text{h}}22^{\text{m}}16^{\text{s}}.0$, $\delta(2000) = -38^{\circ}28'52''.7$

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ $^{12}\text{CO}(1-0)$ ВОКРУГ
ОБЪЕКТА РК 349-01.1

+ -26.9 -15	+ -26.9	+ -26.9	+ -26.9	+ -27.5 -12.0	+ -26.9 -20.7; -11.4	+ -26.9 -20.1; -11.4
+ -26.9 -15	+ -26.9	+ -26.9	+ -26.9	+ -26.9 -12.0	+ -26.0 -21.3; -11.4	+ -25.6 -20.1; -10.8
+ -26.9	---	+ -26.0	+ -26.9	+ -26.9 -12.0	+ -26.0 -21.3; -11.4	+ -25.6 -20.7; -10.8
+ -26.9 -13.2	+ -28.2 -12.6	+ -27.5 -12.6	+ -26.9 -13.2	+ -26.9 -12.6	+ -26.9 -21.9; -12.6	+ -25.6 -21.9; -10.8
+ -26.9 -12.6	+ -27.5 -23.7; -12.6	+ -27.5 -23.1; -13.8	+ -26.9 -18.9; -12.6	+ -26.9 -12.6	+ -26.0 -21.9;	-26.0 -21.9; -10.8
-29.4 -23.1; -13.2	-29.4 -23.1; -13.8	-28.8 -23.1; -13.8	-28.8 -19.5; -14.4	-28.8 -12.6	-27.5 -21.9;	-26.0 -21.9; -10.8
-29.4 -22.5; -12.6	-29.4 -23.1; -13.2	-29.4 -22.5; -13.2	-28.8 -21.9; -14.4	-28.8 -13.8	-26.9 -21.9; -13.2	---

Ячейки в табл.3 соответствуют ячейкам в табл.2. Антенные температуры приведены в единицах 0.39 К.

Как видно из табл.3, первый красный поток в основном сконцентрирован в SE части облака (со средней скоростью -23.1 км/с), и в W части облака (со средней скоростью -21.3 км/с). Второй красный поток сконцентрирован в SE части облака со средней скоростью -13.2 км/с и в NW части

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ ОБЛАКА,
СВЯЗАННОГО С ОБЪЕКТОМ РК 349-01.1

6 5	20	7 5	26	4 5	26	2 5	29	2 5	24	3 7	24 8	4 7	16 8
2 5	19	5 5	21	4 5	22	2 5	25	2 5	23	3 6	23 6	2 7	15 8
2 2	15	---		3 5	17	2 5	21	2 5	22	3 5	20 4	2 4	20 8
2 4	12	3 4	12	2 4	13	2 4	16 2	2 4	24	2 7	21 5	2 6	22 6
2 2	14 6	3 5	11 5	2 4	12 2	2 5	11 5	2 5	17	2 7	16	22 5	5
3 5	12 7	3 4	13 9	13 4	9	15 4	6	20		12 7		16 6	2
3 9	7 13	3 7	9 18	10 6	15	18 6	6	18		10 6	6	---	

облака со средней скоростью -11.4 км/с . Как видно из рис.1, имеются яркие волокна в SE и NW направлениях от объекта, что может быть тем же истечением, что и в радиодиапазоне, но видимым уже в оптическом диапазоне.

4. *Область звездообразования около объекта VdBH9b.* Вторым является объект, состоящий из двух групп ИК звезд. Это видимо область звездообразования. Как известно, области звездообразования бывают двух видов [10]: 1. Области, погруженные в гигантские молекулярные облака (ГМО), в которых образуются звезды больших масс. 2. Области звездообразования, в которых образуются звезды малых и средних масс. Исследованная далее область звездообразования относится ко второму виду. В оптическом диапазоне (DSS2R, см. рис.3) рядом находится звезда VdBH9b [6] с отражательной туманностью в виде яркого полукруга, а на 2MASSK

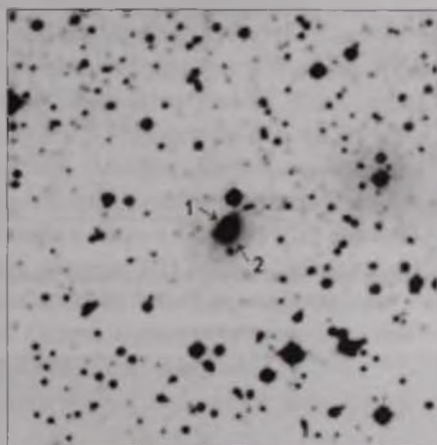


Рис.3. DSS2 R изображение объекта VdBH9b. 1 - центральная звезда, 2 - отражательная туманность в виде полукруга. Север наверху, восток слева. Размеры изображения $6' \times 6'$.

изображении туманность видна в виде полного круга (см. рис.4). Можно предположить, что перед звездой находится темное облако с резкой границей вдоль линии NW-SE, проходящей рядом со звездой, причем звезда расположена непосредственно у прямолинейной границы темной туманности, так как звезда видна на оптическом изображении, а отражательная туманность уже не видна за линией, проходящей от NW к SE.

Эти две группы ИК звезд располагаются в яркой области III, входящей в радиальную систему темных глобул (см. рис.5). Эта радиальная система образована звездой HD 68980(MX Pup). Объект расположен на границе области III, связанной с радиальной системой. Кроме темных глобул, составляющих саму радиальную систему, есть много глобул, проецирую-

щихся на яркую область (они не имеют ярких римов); не исключено, что эти темные глобулы принадлежат другой радиальной системе (второго типа, об этом типе см. в [11]). Сама радиальная система, связанная со звездой HD 68980, не входит в списки радиальных систем южного полушария [11], т.е. это новая радиальная система.

Попытаемся определить расстояние до радиальной системы, которое

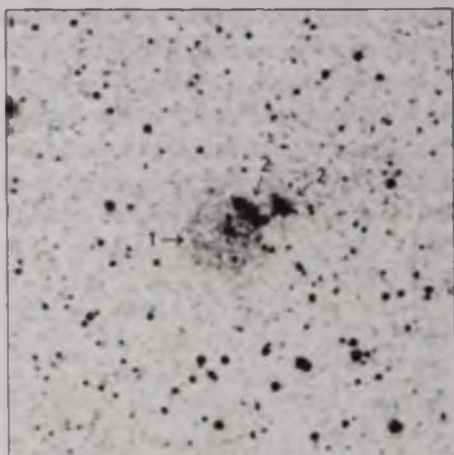


Рис.4 2MASS *K* изображение области звездообразования около VdBH9b. 1 – объект VdBH9b, 2 – группы ИК звезд. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'

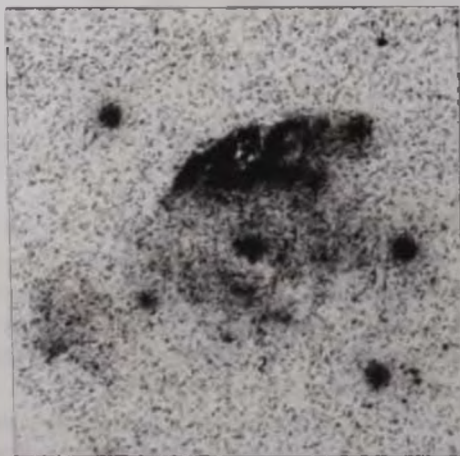


Рис.5. DSS2 *R* изображение радиальной системы 1 – темные глобулы радиальной системы, 2 – область звездообразования, 3 – звезда, ответственная за создание радиальной системы. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 1°30' x 1°30'.

совпадает с расстоянием до центральной звезды HD 68980. В [9] приводятся данные для этой звезды: $V = 4.767$, $B - V = -0.121$, $J - H = 0.013$, $H - K = 0.295$, спектр B2пе. Инфракрасные цвета близки к нулю, что указывает на отсутствие молекулярной оболочки вокруг звезды. Ниже будет показано, что мы можем принять класс светимости звезды V (т.е. принадлежащей Главной последовательности). Определим расстояние до звезды. Из [12] имеем для B2V: $M_V = -3^m$, $(B - V)_0 = -0.25$, отсюда $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = 0.129$ и $A_V = 3.1 \cdot E(B - V) = 0.40$. Для модуля расстояния будем иметь $V - M_V - A_V = 7.367$, что соответствует расстоянию 300 пк. Для этой звезды в [13] приводится также параллакс, который равен 3.33 mas, что тоже соответствует расстоянию ~300 пк. Значит допущение о классе светимости V для звезды было правильным. Можно использовать еще один метод проверки расстояния до звезды. Подберем радиальную систему из [11], центральная звезда которой имеет такой же спектр B2V. Такой системой в [9] является система N2 из табл.2, центральная звезда которой Cг 197-22. Можно предположить, что размеры НII областей для обеих радиальных систем должны быть примерно равны. Для звезды Cг 197-22 из [9] имеем $B - V = 0.20$, $V = 9.85$, отсюда $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = 0.45$, $A_V = 3.1 \cdot E(B - V) = 1.395$. Модуль расстояния будет $V - M_V - A_V = 11.455$, отсюда расстояние до звезды будет 1950 пк. Размеры НII области для звезды Cг 197-22 должны быть в $1950/300 = 6.5$ раз меньше, чем для звезды HD 68980, а так как размеры НII области для звезды HD 68980 примерно 45', то для звезды Cг 197-22 они будут примерно 7', что и наблюдается в действительности. Отсюда следует, что предположение о классе светимости V для звезды HD 68980 было верным.

Ниже приводится табл.4, в которой даны цвета звезд, входящих в

Таблица 4

ДАННЫЕ О ИК-ЗВЕЗДАХ, ВХОДЯЩИХ В ДВЕ ГРУППЫ
ВОКРУТ ОБЪЕКТА VdBH9b

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	B	$B - R$	J	$J - H$	$H - K$
1	8 ^h 15 ^m 56 ^s .598	-36°08'10".22	---	---	14.696	0.689	0.908
2	8 15 56.792	-36 08 13.81	---	---	14.997	0.119	0.833
3	8 15 57.127	-36 08 06.87	---	---	14.880	2.117	1.512
4	8 15 57.176	-36 08 02.71	---	---	14.872	-0.147	1.376
5	8 15 57.404	-36 07 58.77	---	---	17.082	1.230	1.266
6	8 15 57.535	-36 08 13.25	18.86	0.81	16.109	0.814	0.635
7	8 15 58.011	-36 08 19.81	21.95	---	14.577	1.411	0.721
8	8 15 58.751	-36 08 09.04	---	---	16.609	1.718	0.702
9	8 15 58.921	-36 08 20.48	---	---	16.722	1.418	0.900
10	8 15 58.975	-36 08 13.74	17.36	2.20	14.837	1.219	0.641
11	8 15 59.439	-36 08 16.03	---	---	15.986	1.176	0.653
12	8 16 00.408	-36 08 30.23	11.06	0.50	12.090	0.379	0.251

вышеназванные две группы. В первом столбце таблицы дан номер звезды, во втором и третьем - координаты звезды, в столбцах 4-8 - цвета звезд.

В первую группу входят звезды NN 1-6, а во вторую - звезды NN7-12. Как видно из табл.4, у звезд NN1, 3, 4, 5, 9 довольно большие цвета $H-K$. В [14] была введена величина $Q=(J-H)-1.7(H-K)$ (свободная величина покраснения). Согласно [14], соотношение $Q < -0.10$ указывает на наличие пылевого диска вокруг звезды. В первой группе все звезды удовлетворяют этому критерию, т.е. все эти звезды имеют вокруг себя пылевые диски: для звезды N1, $Q = -0.855$, для звезды N2, $Q = -1.297$, для звезды N3, $Q = -0.453$, для звезды N4, $Q = -2.486$, для звезды N5, $Q = -0.922$, для звезды N6, $Q = -0.265$. У звезд из второй группы этому критерию удовлетворяет только звезда N9, $Q = -0.112$, это значение очень близко к граничному значению - 0.10, что ставит под сомнение наличие пылевой оболочки у этой звезды. Как видно из рис.4, у звезд 1 и 3 имеются туманности в виде колец, причем эти обе звезды имеют плотные оболочки и входят в первую группу. Эти обе группы ИК звезд составляют системы типа трапеции, причем в первую группу в основном входят более ранние звезды с пылевой оболочкой, а во вторую - более поздние, к тому же обе звезды с туманностями в виде колец входят в первую группу (звезды 1 и 3). Это свидетельствует о том, что первая группа образовалась раньше второй группы. Звезда с отражательной туманностью VdBH9b (звезда 12 из табл.4) вряд ли принадлежит к какой-либо из этих двух групп, так как она фактически находится перед темным облаком (так как хорошо видна на DSS2 R изображении), а обе вышеназванные группы находятся внутри облака. Эта звезда не имеет оболочки, так как ее ИК цвета довольно маленькие (см. табл.4).

5. Заключение В данной статье исследованы два южных объекта. Первый - это планетарная туманность PS 349-01.1. ¹²CO(1-0) наблюдения окрестности этого объекта показали, что имеют место молекулярные истечения. Наблюдается излучение самого облака примерно на -26.9 км/с, имеются два потока, смещенных в красную область соответственно на 4.9 км/с и 14.9 км/с по отношению к скорости основного облака, а также слабый поток, смещенный в синюю область примерно на -4.3 км/с по отношению к скорости основного облака. Исследована также область звездообразования, которая связана с новой радиальной системой темных глобул. Эта область звездообразования состоит из двух групп ИК звезд. Эти группы имеют конфигурации типа трапеции. Одна из этих групп содержит две туманности в виде колец. Звезды этой группы (согласно их ИК цветам) более молодые, чем звезды другой группы.

TWO INTERESTING SOUTHERN OBJECTS

A.L.GYULBUDAGHIAN

Two southern objects are investigated. The first, planetary nebula PK 349-01.1, is interesting by existence of a chain of bright condensations, ejected from the central star. $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations of environment of that object show that both red shifted and blue shifted molecular outflows take place. The second object is a star forming region consisting of two groups of IR stars. The stars in these groups have trapezium-like configuration. Two stars of one of these groups are connected with ring-like nebulae. This star formation region is connected with a new radial system of dark globules.

Key words: *planetary nebula: molecular outflow: star formation region*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.L. Gyulbudaghian, L.F. Rodriguez, V.M. Villanueva, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **25**, 19, 1993.
2. A.L. Gyulbudaghian, J. May, L. Gonzalez, R.A. Mendez, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **40**, 137, 2004.
3. A.L. Gyulbudaghian, J. May, Астрофизика, **51**, 29, 2008, (Astrophysics, **51**, 18, 2008).
4. A.L. Gyulbudaghian, J. May, Астрофизика, **50**, 5, 2007, (Astrophysics, **50**, 1, 2007).
5. L. Kohoutek, D. Kuehl, Catalogue of galactic planetary nebulae, Hamburg, Hamburger Sternwarte, 2001.
6. S. van den Bergh, W. Herbst, Astron. J., **80**, 208, 1075.
7. В.А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., **15**, 3, 1954.
8. L. Stanghellini, L. Magrini et al., Astron. Astrophys., **521**, 3, 2010.
9. N. Zacharias, D.G. Monet et al., The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset, 2005.
10. Н.Д. Эванс, "Протозвезды и планеты", М., Мир, 1982, с.171.
11. A.L. Gyulbudaghian, R.A. Mendez, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **51**, 183, 2015.
12. К.У. Аллен, Астрофизические величины, М., Мир, 1977.
13. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA, 1997.
14. F. Comeron, N. Schneider, D. Russel, Astron. Astrophys., **433**, 955, 2005.

АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИЙ ВИХРЬ В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

М.Г. АБРАМЯН

Поступила 19 января 2016

Принята к печати 23 марта 2016

Исследована динамика протопланетного диска в локальном приближении. Получено решение в виде антициклонного вихря трехосно-эллипсоидальной формы с линейной циркуляцией вещества в плоскости вращения диска. Обсужден вопрос образования зародыша планет из пыли этим вихрем.

Ключевые слова: *протопланетный диск; антициклонный вихрь; зародыш планет*

1. Введение. Известно, что молодые звездные объекты типа Т Тельца окружены дисками, содержащими газ и твердые частицы микронных размеров. ИК наблюдения показывают, что интенсивность излучения пыли снижается с возрастом звезды, что предполагает рост размеров частиц [1]. На этом этапе твердые частицы связаны с газом аэродинамическими силами, создающими объекты размерами несколько сот километров (зародыши планет) по пока неустановленному сценарию. Твердые частицы, испытывая трение газа, теряют угловой момент и энергию. Частицы метрового размера дрейфуют к звезде за несколько сотен лет, что гораздо меньше, чем время жизни диска, которое составляет несколько миллионов лет [2,3]. Размеры твердых частиц растут слишком медленно, чтобы достичь планетарных размеров. Поэтому формирование зародышей планет становится важной проблемой, так как частицы теряются в звезде, еле достигая метровых размеров.

Авторы работы [4] выдвинули предположение, что крупномасштабные стойкие вихри в диске могут помочь решить эту проблему путем улавливания частиц, прежде чем они попадут в звезду. Этот механизм захвата пыли вихрем был изучен рядом авторов [4-7] и оказался очень эффективным.

Предполагается, что в этом сценарии вихри образуются случайной турбулентностью в дифференциальном течении, или поддерживаются конкретной неустойчивостью. Антициклоны в протопланетном диске сливаются друг с другом и усиливаются, в то время как циклоны унич-

тожаются сдвиговым течением.

В антициклоне твердые частицы захватываются силой Кориолиса, направленной к центру вихря. Если вихрь выживает ~ 100 вращений в туманности с солнечной массой, то количество захваченных частиц может достигать массы планет (нескольких масс земли). Существование долгоживущих вихрей в протопланетном диске, дрейфующих из регионов внешнего диска, в модели стандартного накопления [8,9] позволяет накопление массы, необходимое для формирования ядра гигантской планеты за время, гораздо меньше, чем 10^6 - 10^7 лет. Например, в туманности солнечной массы, время, необходимое для захвата 10 - $15 M_{\odot}$ для вихря на орбите 5 А.Е. , составляет порядка 10^4 лет. Таким образом, антициклонный вихрь в протопланетном диске может позволить формирование гигантской планеты типа Юпитер. При этом, транспорт в протопланетном диске может иметь происхождение отличное от популярной α турбулентной вязкости [10,11].

Предложены различные механизмы для формирования вихрей в протопланетном диске: турбулентность [12,13], магнето-вращательная неустойчивость [14], бароклинная неустойчивость в дисках с радиальным градиентом энтропии [15] и гидродинамическая неустойчивость волны Россби [16].

Двух- и трехмерные антициклонические вихри интенсивно изучаются также численными методами [17,18]. Подобные гидродинамические моделирования, проведенные с разными начальными условиями, обнаружили, что антициклонические вихри формируются естественным образом и имеют неизменную форму в течение почти 100 вращений вокруг центральной звезды, а твердые частицы сосредоточены вблизи центра вихря.

В настоящей статье будет показано, что антициклонический вихрь эллипсоидальной формы является естественным решением уравнений сдвигового потока диска в локальном приближении.

2. Антициклонические вихри в газовом протопланетном диске. Будем пользоваться локальным приближением, выбирая систему отсчета, вращающейся с диском с угловой скоростью Ω_0 на расстоянии r_0 вокруг центральной звезды массы M . В этом приближении, считая размеры вихря намного меньше расстояния r_0 , выберем декартовую систему координат с центром O (рис.1), направляя ось Y к звезде, а ось X - по скорости потока вещества. Вращение диска представим в виде $\Omega(r) \propto r^{-q}$. В случае, если действует только гравитация центральной звезды, вращение будет Кеплеровым с $q = 3/2$, а для однородно вращающегося диска $q = 2$, т.е. $2 \geq q \geq 3/2$.

В выбранной системе отсчета поток вещества имеет X компоненту скорости $iq\Omega_0 y$, центробежная сила инерции компенсируется радиальной

компонентой гравитации центральной звезды на расстоянии r_0 , в остальных же точках их сумма дает приливную силу $j3\Omega_0^2 y$. Вертикальная составляющая гравитации $-\Omega_0^2 z$ является возвращающей силой вдоль оси Z .

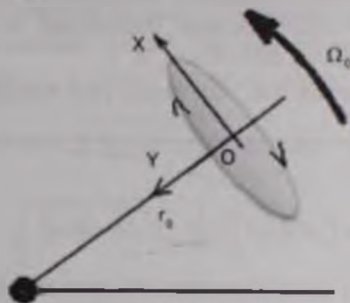


Рис. 1. Локальная система отсчета

Сначала рассмотрим газовый диск вокруг центральной звезды. В локальном приближении уравнение стационарного изоэнтропийного сдвигового потока газа без учета вязкости опишется уравнениями

$$(\mathbf{u}_0 \nabla) \mathbf{u}_0 = j3\Omega_0^2 y - k\Omega_0^2 z - 2\Omega_0 \times \mathbf{u}_0 - \nabla h_0, \quad (1)$$

$$\nabla(\rho \mathbf{u}_0) = 0, \quad (2)$$

где h_0 - удельная энтальпия ($h = \int p^{-1} d\rho$), i , j и k - декартовы орты. Первый член в правой части уравнения (1) есть, как отметили выше, приливное ускорение в плоскости диска, второй член - вертикальная составляющая гравитации, третья - ускорение Кориолиса.

В работах [19,20] в локальном приближении было получено сдвиговое тороидальное течение с эллиптическим сечением, и был рассмотрен вопрос его устойчивости. Однако нетрудно показать, что в окрестностях точки O эти уравнения допускают также эллипсоидальное антициклоническое вихревое движение материи диска с линейным полем скоростей в плоскости вращения, наподобие полям скоростей в эллипсоидах Роша-Римана, или Римана [21-24]:

$$u_{0x} = (\lambda \Omega_0 a/b)y, \quad u_{0y} = -(\lambda \Omega_0 b/a)x, \quad u_{0z} = 0, \quad (3)$$

где λ - частота циркуляций вещества в вихре в единицах Ω_0 .

С учетом (3) из (1) для энтальпии получаем уравнения

$$\begin{aligned} \partial h_0 / \partial x &= -\Omega_0^2 (2\lambda b/a - \lambda^2)x, & \partial h_0 / \partial y &= -\Omega_0^2 (2\lambda a/b - \lambda^2 - 3)y, \\ \partial h_0 / \partial z &= -\Omega_0^2 z, \end{aligned}$$

откуда получаем, что энтальпия есть квадратичная функция координат, которая может быть представлена в виде

$$h_0(x, y, z) = \frac{1}{2} \Omega_0^2 (2\lambda a/b - \lambda^2 - 3) a^2 [1 - x^2/a^2 - y^2/b^2 - z^2/c^2]. \quad (4)$$

Очевидно, что изохэнтальные поверхности являются концентрическими трехосными эллипсоидами. Эллипсоид, на котором энтальпия обращается в нуль, имеет полуоси a , b , c .

Формула (4) для энтальпии получается при выполнении соотношений

$$\lambda = \sqrt{3 \pm \left[a \sqrt{1 - (b/a)^2} \right]}. \quad (5)$$

$$(c/a)^2 = (b/a)^2 \left[2\sqrt{3 - 3/\sqrt{1 - (b/a)^2}} \right]. \quad (6)$$

Первое из них дает частоту осцилляций вещества в антициклоническом вихре в зависимости от меры его вытянутости в плоскости вращения диска b/a . Как видно из рис.2, λ растет с увеличением b/a . При значениях

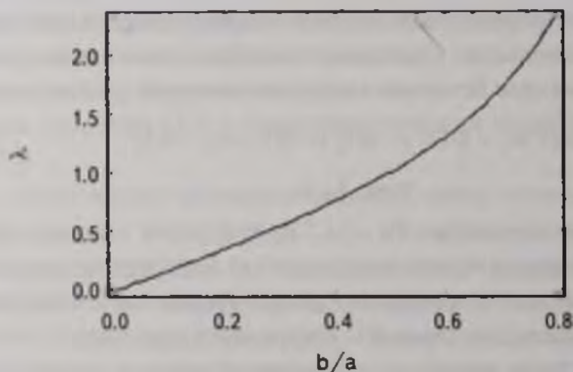


Рис.2. Зависимость частоты осцилляций λ вещества в вихре от отношения полуосей b/a вихря в плоскости вращения диска.

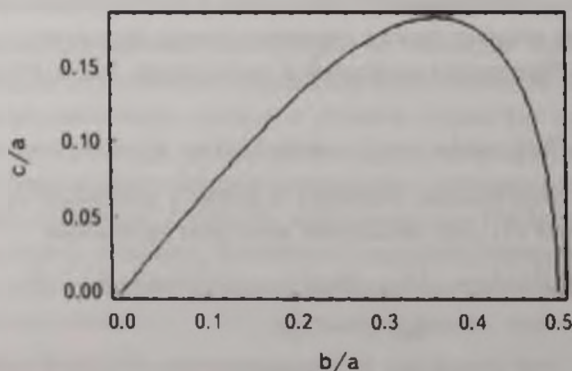


Рис.3. Геометрия эллипсоидального антициклонического вихря. Эллипсоиды с $b/a > 0.5$ не могут существовать.

$b/a=0.5$ получаем $\lambda=1$, т.е. циркуляция вещества в вихре происходит с локальной угловой скоростью вращения диска Ω_0 . При $b/a > 0.5$ получается $\lambda > 1$. Однако второе условие (6), которое дает геометрию возможных вихревых эллипсоидов (рис.3), запрещает существование вихрей со значениями b/a большими, чем 0.5. Им соответствуют минимые значения вертикальной полуоси c , а также отрицательные значения энтальпии (рис.4).

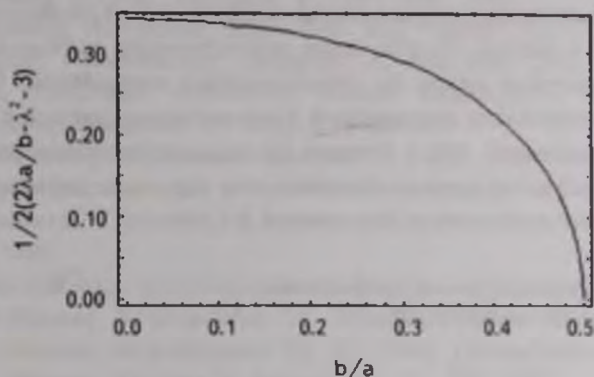


Рис.4 Зависимость значения энтальпии в центре вихря от его асимметрии в плоскости диска b/a .

Заметим, что в плоскости вращения вихрь вытянут вдоль течения, т.е. вдоль оси X . Чем меньше частота осцилляций λ , тем больше он вытянут.

Вертикальный размер вихря является наименьшим. Максимальной вертикальной осью обладает вихрь с $b/a \approx 0.363$, для которого $(c/a)_{\max} \approx 0.226$. Вихрь с $b/a=0.5$ является "холодным" - ему соответствует нулевая энтальпия и $c/a=0$. В частности такой эпициклический вихрь, в качестве ловушки пылевых частиц в протопланетном диске, был рассмотрен авторами работы [4].

Заметим, что в полученном вихре в любой точке результирующая удельная сила, действующая на газ, т.е. сумма сил гравитации, Кориолиса и давления, направлена к центру вихря и равна:

$$f = -\frac{3b^2\Omega_0^2}{a^2-b^2}(ix+jy) \quad (7)$$

3. *Динамика пыли в вихре* Газ и пыль в диске взаимодействуют силами трения. Первоначально покоящиеся относительно локальной системы отсчета пылевые частицы уносятся газом силой трения. На них действуют также гравитация центрального тела, которая в плоскости диска с центробежной силой образует приливную силу, и, что главное, сила Кориолиса. Силы давления на пыль не действуют. В вертикальном

направлении на пылевые частицы действуют две силы - гравитация - $\Omega_0^2 z$ и трение с газом - αv_z , где α - коэффициент трения. Очевидно, на некоторой высоте эти силы уравниваются, после чего частицы пыли равномерно оседают на плоскость симметрии диска. Здесь же пыль захватывается вихрем силой трения, а Кориолисова сила их собирает в центр вихря. Этот механизм изучен достаточно хорошо, и читатель может с ним более подробно ознакомиться в цитированных мною работах.

Что касается эволюции вихря с учетом вязкости газа и диссипативного взаимодействия с пылью, то получение аналитических выражений для изменения параметров вихря не представляется возможным. Однако численные моделирования аналогичных антициклонных вихрей с учетом диссипации показывают, что в течение нескольких десятков периодов вращения искажения их формы невелики, и в них накапливается пыль с массой в несколько десятков масс земли [18,19].

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr08@mail.ru

ANTICYCLONIC VORTEX IN PROTOPLANETARY DISC

M.G.ABRAHAMYAN

The dynamics of protoplanetary disc in local approach is investigated. The solution in form of three-axis elliptical anticyclonic vortex with linear circulation of mater in plane of rotation is obtained. Formation of planetesimals in such vortex is discussed.

Key words: *anticyclonic disc; anticyclonic vortex; planetesimals*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.V.W.Beckwith, A.I.Sargent, Nature, **383**, 139,1996.
2. I.Adachi, C.Hayashi, K.Nakazawa, Prog. Theor. Phys., **56**, 1756, 1976.
3. S.J.Weidenschilling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **180**, 57, 1977.
4. P.Barge, J.Sommeria, Astron. Astrophys., **295**, L1, 1995.
5. P.Tanga, A.Babiano, B.Dubrulle, A.Provenzale, Icarus, **121**, 158, 1996.
6. P.H.Chavanis, Astron. Astrophys., **356**, 1089, 2000.

7. C. De la Fuente, P.Barge, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 323, 601, 2001.
8. S.P.Inaba, P.Barge, E.Daniel, H.Guillard, Astron. Astrophys., 431, 365, 2005.
9. S.Inaba, P.Barge, Astrophys. J., 649, 415, 2006.
10. R.V.E.Lovelace, H.Li, S.A.Colgate, A.F.Nelson, Astrophys. J., 513, 805, 1999.
11. H.Li, J.M.Finn, R.V.E.Lovelace, S.A.Colgate, Astrophys. J., 533, 1023, 2000.
12. A.Bracco, P.H.Chavanis, A.Provenzale, Phys. Fluids, 11, 2280, 1999.
13. P.Godon, M.Livio, Astrophys. J., 537, 396, 2000.
14. S.Fromang, R.P.Nelson, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 364, L81, 2005.
15. H.Klahr, P.Bodenheimer, Astrophys. J., 582, 869, 2003.
16. H.Li, S.A.Colgate, B.Wendroff, R.Liska, Astrophys. J., 551, 874, 2001.
17. S.S.Davis, Astrophys. J., 576, 450, 2002.
18. J.A.Barranco, P.S.Marcus, Astrophys. J., 623, 1157, 2005.
19. J.Papaloizou, J.Pringle, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 213, 799, 1985.
20. P.Goldreich, J.Goodman, R.Narayan, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 221, 339, 1986.
21. С.Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, М., Мир, 1973.
22. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 25, 357, 1986, (Astrophysics, 25, 563, 1986).
23. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 25, 173, 1986, (Astrophysics, 25, 456, 1986).
24. М.Г.Абрамян, Письма в Астрон. ж., 13, 539, 1987.

ВНУТРЕННЕЕ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ. II

О.В.ПИКИЧЯН

Поступила 8 июля 2015

Принята к печати 2 марта 2016

В нелинейной граничной задаче определения поля излучения внутри одномерной анизотропной среды, освещенной извне со стороны ее обеих границ, показано, что использование формул сложения слоев в полупланиных системах дифференциальных уравнений: переноса излучения, инвариантного погружения, полной инвариантности Амбарцумяна позволяет свести их к раздельным уравнениям с начальными условиями. Влево и вправо идущие поля в итоге находятся независимо друг от друга. Более того, когда одно из них определено, другое находится непосредственно из явного выражения. Математически сформулировано общее свойство эквивалентности операторов по отношению к определенной математической форме, выражения или функционала. Из взаимной эквивалентности дифференциальных операторов кинетического уравнения Больцмана (уравнения переноса излучения) и функционального уравнения полной инвариантности Амбарцумяна следуют новые, так называемые, кинетические уравнения эквивалентности, которые помимо раздельности обладают также свойством линейности. Приводятся также формулы для частных задач одностороннего освещения среды, играющих в данном случае роль дополнительной вспомогательной информации в начальных условиях сформулированных задач Коши.

Ключевые слова: *перенос излучения; нелинейная задача переноса излучения; внутреннее поле излучения; принцип инвариантности*

1. Введение и цель работы. Данное исследование является продолжением работы [1] (далее П1), в которой была рассмотрена нелинейная задача определения интенсивности поля излучения $I_L^{\pm}(l; x, y)$ на глубине l внутри одномерной анизотропной рассеивающей и поглощающей среды конечной геометрической толщины L в предположении, что обе ее границы находятся под воздействием мощного возбуждающего излучения интенсивностей x и y . Были представлены формулы сложения слоев, приведен полный набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения, а также была получена система функциональных уравнений полной инвариантности Амбарцумяна (ПИА). Были отмечены преимущества применения указанных уравнений.

Ниже мы рассмотрим новые возможности, упрощающие решение задачи внутреннего поля (ЗВП) излучения в среде. Они связаны с учетом формул сложения слоев в дифференциальных уравнениях переноса излучения и

инвариантного погружения, а также с выявлением некоторой эквивалентности дифференциальных операторов уравнения переноса и функциональных уравнений ПИА. Сначала во втором разделе покажем, что учет соотношений сложения слоев, как в линейных задачах (см., например, [2,3]), так и в нелинейном случае позволяет свести систему уравнений со связными влево и вправо идущими потоками излучения к раздельным уравнениям (см. также формулы (42)-(45) в [4]). Далее в разделе 3 выявим и математически сформулируем свойство эквивалентности дифференциальных операторов кинетического уравнения Больцмана (УБ) и функционального уравнения ПИА. Указанное свойство представляет важность и для широкого круга более общих задач физической кинетики [5]. Оно, как показывается в разделе 4, дает новую возможность дальнейшего упрощения решения ЗВП путем сведения ее к новым раздельным линейным дифференциальным уравнениям, т.е. к так называемым кинетическим уравнениям эквивалентности (КУЭ). Обсуждаются также постановка начальных условий, сильные и слабые стороны использования полученных уравнений ПИА и КУЭ и т.д. Далее, в разделе 5 рассматриваются некоторые частные задачи переноса, результаты которых используются при решении ЗВП в качестве вспомогательной информации. В разделе 6 дается алгоритм решения ЗВП. Полученные результаты вкратце обсуждаются в заключительном разделе. Некоторые частные результаты данного исследования, без приведения доказательств, ранее были представлены нами в [4,6-8].

Ниже используются обозначения, введенные в П1: $\alpha^{\pm}(I_L^{\pm}, I_L^{\pm})$ - классический интеграл столкновений в данной задаче переноса, т.е. закон переработки излучения в каждой точке среды веществом ее элементарного объема, находящегося под двухсторонним воздействием поля излучения. $u_L^{\pm}(x, y)$ - интенсивности излучений, выходящих через правую - "+" и левую - "-" границы среды, т.е. решение задачи отражения и пропускания (ЗОП)

$$I_L^{\pm}(L; x, y) = u_L^{\pm}(x, y), \quad I_L^{\pm}(0; x, y) = u_L^{\mp}(x, y), \quad (1)$$

а величины $X_L^{\pm}$ и $Y_L^{\pm}$ - решения ЗВП при освещении среды со стороны лишь одной из ее границ:

$$I_L^{\pm}(l; x, 0) = X_L^{\pm}(l, x), \quad I_L^{\pm}(l; 0, y) = Y_L^{\pm}(l, y). \quad (2)$$

2. *Совместное использование соотношений сложения слоев и дифференциальных уравнений поля излучения.* Совместное использование полученных в П1 соотношений сложения слоев и дифференциальных уравнений внутреннего поля излучения - $I_L^{\pm}$ позволяет, аналогично линейному (см., например, [2,3]) случаю, упростить решение рассматриваемой задачи. Нахождение величин $I_L^{\pm}$ и $I_L^{\mp}$ в полулинейных дифференциальных

уравнениях систем: как переноса излучения

$$\frac{\partial I_L^\pm}{\partial l} = \pm \alpha^\pm(I_L^+, I_L^-), \quad (3)$$

где: $I_L^\pm = I_L^\pm(l; x, y)$, $0 < x, y < \infty$, $L \geq 0$, $0 \leq l \leq L$, при граничных условиях

$$I_L^+(0; x, y) = x, \quad I_L^-(L; x, y) = y, \quad (4)$$

или начальных условиях

$$I_L^+|_{l=0} = x, \quad I_L^-|_{l=0} = u_L^-(x, y) \quad \text{или} \quad I_L^+|_{l=L} = u_L^+(x, y), \quad I_L^-|_{l=L} = y, \quad (5)$$

так и инвариантного погружения (см. ниже формулу (10)) и ПИА, формулы (30) в П1

$$\left[\alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^-(u_L^+, y) \frac{\partial}{\partial y} \right] I_L^\pm = \pm \alpha^\pm(I_L^+, I_L^-), \quad (6)$$

с начальными условиями

$$I_L^\pm|_{l=0} = Y_L^\pm(l; y) \quad \text{или} \quad I_L^\pm|_{l=0} = X_L^\pm(l; x), \quad (7)$$

осуществляется совместно. Пользуясь формулами (8) и (9) в П1

$$I_L^+(l; x, y) = u_L^+(x, I_L^-(l; x, y)), \quad (8)$$

$$I_L^-(l; x, y) = u_L^-(I_L^+(l; x, y), y), \quad (9)$$

их можно свести к раздельным уравнениям для каждой из искомых величин. Подставляя (8) и (9) последовательно в системы уравнений переноса (3) и инвариантного погружения (см. формулу (27) в П1)

$$\frac{\partial I_L^\pm}{\partial L} = \alpha^\pm(x, u_L^-) \frac{\partial I_L^\pm}{\partial x} \mp \alpha^\pm(I_L^+, I_L^-), \quad (10)$$

а также в систему функциональных уравнений ПИА (6), получим новые уравнения, где влево и вправо идущие поля уже разделяются, так, уравнение переноса для интенсивности излучения, идущего вправо, переписется в виде

$$\frac{\partial I_L^+}{\partial l} = +\alpha^+(I_L^+, u_{L-l}^-(I_L^+, y)), \quad (11)$$

с начальным условием

$$I_L^+|_{l=0} = x \quad \text{или} \quad I_L^+|_{l=L} = u_L^+(x, y), \quad (12)$$

а для идущего влево, соответственно

$$\frac{\partial I_L^-}{\partial l} = -\alpha^-(u_L^-(x, I_L^-), I_L^-), \quad (13)$$

$$I_L^-|_{l=0} = u_L^-(x, y) \quad \text{или} \quad I_L^-|_{l=L} = y. \quad (14)$$

Уравнения же инвариантного погружения преобразуют форму:

$$\frac{\partial I_L^+}{\partial L} = \alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial I_L^+}{\partial x} - \alpha^+(u_L^+, u_{L-1}^-(I_L^+, y)), \quad (15)$$

$$I_L^+|_{x=0} = Y_L^+(l; y) \quad \text{или} \quad I_L^+|_{L=L} = u_L^+(x, y), \quad (16)$$

$$\frac{\partial I_L^-}{\partial L} = \alpha^-(x, u_L^-) \frac{\partial I_L^-}{\partial x} + \alpha^-(u_L^+(x, I_L^-), I_L^-), \quad (17)$$

$$I_L^-|_{x=0} = Y_L^-(l; y) \quad \text{или} \quad I_L^-|_{L=L} = y. \quad (18)$$

Функциональные уравнения ПИА (6) при этом переписутся в виде:

$$\left[\alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^-(u_L^+, y) \frac{\partial}{\partial y} \right] I_L^+ = +\alpha^+(I_L^+, u_{L-1}^-(I_L^+, y)), \quad (19)$$

$$I_L^+|_{x=0} = Y_L^+(l; y) \quad \text{или} \quad I_L^+|_{y=0} = X_L^+(l; x), \quad (20)$$

$$\left[\alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^-(u_L^+, y) \frac{\partial}{\partial y} \right] I_L^- = -\alpha^-(u_L^+(x, I_L^-), I_L^-), \quad (21)$$

$$I_L^-|_{x=0} = Y_L^-(l; y) \quad \text{или} \quad I_L^-|_{y=0} = X_L^-(l; x). \quad (22)$$

Соотношения (11, 13, 15, 17, 19, 21) естественно назвать разделенными формами (РФ) исходных систем. Следует отметить, что для использования этих форм при определении внутреннего поля на глубине l заранее должно быть найдено решение ЗОП для двух значений геометрических толщин l и $l-L$. Подчеркнем однако, что с помощью решения полученных задач Коши достаточно здесь найти лишь одну из величин I_L^+ или I_L^- , после чего другая будет определена из соответствующего явного выражения (8) или (9).

3. Свойство эквивалентности дифференциальных операторов кинетического УБ и функционального уравнения ПИА. Нетрудно заметить, что правые части уравнений (3), (6) идентичны и одновременно равны интегралу столкновений - $\alpha^+(I_L^+, I_L^-)$, а в (11), (19) и (13), (21) - выражаются его видоизмененными формами $\alpha^+(I_L^+, u_{L-1}^-(I_L^+, y))$ и $\alpha^-(u_L^+(x, I_L^-), I_L^-)$, соответственно. В левых же частях этих уравнений фигурируют существенно разные по физической природе дифференциальные операторы соответственно кинетического УБ и функционального уравнения ПИА:

$$\hat{B} \equiv \frac{\partial}{\partial l} \quad \text{и} \quad \hat{A} \equiv \alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^-(u_L^+, y) \frac{\partial}{\partial y}. \quad (23)$$

С помощью этих операторов, при соответствующих граничных и начальных

условиях, формулируются математические задачи совершенно разного рода: двухточечная краевая задача - (3, 4), задачи Коши - (3, 5), (6, 7), (11, 12), (13, 14), (19, 20), (21, 22). При этом, однако, физическим решением всех этих, отличных друг от друга, математических задач является одна и та же (!) искомая функция $I_L^{\pm} \equiv I_L^{\pm}(t, x, y)$. Наличие подобной конкретной связи между операторами, уместно выделить математически и сформулировать в виде отдельного общего свойства их эквивалентности.

Определение: По отношению выражения $F\{\dots\}$, операторы $\hat{H}, \hat{W}, \dots, \hat{V}$ назовем " $F_{\dots k}$ - эквивалентными между собой", если существует такая функция f (или функции $\dots, f, \dots$), воздействие на которую (которые) каждым из этих операторов, при удовлетворении определенных условий $p, q, \dots, k$, соответственно, приводит к одному и тому же выражению $F\{\dots f, \dots\}$.

Обозначим кратко эту эквивалентность посредством

$$\hat{H}_p \overset{F}{\equiv} \hat{W}_q \overset{F}{\equiv} \dots \overset{F}{\equiv} \hat{V}_k. \quad (24)$$

По определению (24), например, операторы задач (3, 4), (3, 5), (6, 7), (11, 12), (13, 14), (19, 20), (21, 22) являются между собой $\alpha_{(4),(5),(7)}$ и $\alpha_{(12),(20)}, \alpha_{(14),(22)}$ - эквивалентными в формах:

$$\hat{B}_{(4)} \overset{\alpha}{\equiv} \hat{B}_{(5)} \overset{\alpha}{\equiv} \hat{A}_{(7)} \quad \text{и} \quad \hat{B}_{(12)} \overset{\alpha}{\equiv} \hat{A}_{(20)}, \quad \hat{B}_{(14)} \overset{\alpha}{\equiv} \hat{A}_{(22)}. \quad (25)$$

4. *Кинетическое уравнение эквивалентности (КУЭ).* Уравнения в РФ (11, 13, 15, 17, 19, 21), как было указано выше, дают возможность раздельного определения внутреннего поля излучения в противоположных двух направлениях. Это было достигнуто путем учета формул сложения слоев в исходных дифференциальных уравнениях исследуемой ЗВП. Использование же сформулированного выше свойства эквивалентности между дифференциальными операторами кинетического УБ и функционального уравнения ПИА предоставляет другую возможность раздельного определения указанных интенсивностей $I_L^+(t, x, y)$ и $I_L^-(t, x, y)$. Подчеркнем, что системы (3) и (6) являются полулинейными, поскольку искомые величины нелинейным образом фигурируют лишь в их правых частях $\alpha^{\pm}\{I_L^+, I_L^-\}$, из-за чего и отыскивание величин I_L^+ и I_L^- ведется здесь связным образом. Используя же свойство эквивалентности (25) вместо (3) и (6) получаем новые уравнения

$$\frac{\partial I_L^{\pm}}{\partial t} = \left[\alpha^{\pm}(x, u_L^{\pm}) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^{\pm}(u_L^{\pm}, y) \frac{\partial}{\partial y} \right] I_L^{\pm}, \quad (26)$$

которые не только раздельные подобно (11, 13, 15, 17, 19, 21), но в отличие от них - также и линейные. Свойство эквивалентности (25) между $\hat{B}$ и $\hat{A}$ по отношению α в случае - $\alpha_{(5),(7)}$, превращает

полулинейную систему ПИА (6) непосредственно в отдельные и линейные уравнения (26), а в других случаях - $\alpha_{(12)(20)}$, $\alpha_{(14)(22)}$, имеющиеся отдельные и полулинейные уравнения (11, 12), (13, 14), (19, 20), (21, 22) превращает в линейные (26). Уравнения (26), естественно, назвать кинетическими уравнениями эквивалентности (КУЭ). Начальные условия для КУЭ можно взять, например, из набора - (5), (7). При $l=0$ и $l=L$ (с учетом (3) и (5)) уравнения (26), по аналогии с (6), превращаются в известную систему квазилинейных уравнений ПИА для ЗОП (см., например, формулы (33) в П1)

$$\begin{cases} \left[\alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^-(u_L^+, y) \frac{\partial}{\partial y} \right] u_L^+ = +\alpha^+(u_L^+, y) \\ \left[\alpha^+(x, u_L^-) \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^-(u_L^+, y) \frac{\partial}{\partial y} \right] u_L^- = -\alpha^-(x, u_L^-), \end{cases} \quad (27)$$

с начальными условиями

$$\text{а) } u_L^+|_{y=0} = T_L^+(x), \quad u_L^-|_{y=0} = R_L^-(x) \quad \text{или} \quad \text{б) } u_L^+|_{x=0} = R_L^+(y), \quad u_L^-|_{x=0} = T_L^-(y) \quad (28)$$

и в два тождества. Примечательно, что если уравнение переноса (3) физически гласит, что изменение внутреннего поля (левая часть уравнений (3) и (26)) связано с локальной переработкой (на глубине l) излучения элементарным объемом среды (правая часть уравнения (3)), то уравнение (26) разъясняет, что подобное изменение поля равносильно (т.е. эквивалентно), также, определенным образом выбранному, бесконечно малому варьированию мощностей излучений падающих на обе внешние границы среды (правая часть (26)).

Относительно КУЭ (26) следует подчеркнуть, что:

- Их преимуществами по отношению системы ПИА (6) являются линейность и раздельность, а недостатком является то, что глубина l в них не является фиксированным параметром.

- По отношению (19), (21) преимущества уравнений (26) заключаются в линейности и отсутствии в них значений вспомогательных величин ЗОП, характеризующих составляющие слои с толщинами l и $L-l$, а недостаток заключается опять в том, что, как и в уравнениях переноса (3), глубина l здесь уже не является фиксированным параметром.

- По отношению к классической постановке граничной задачи переноса (3, 4) преимуществом (26) является линейность, раздельность и то, что представляет собой задачу Коши, а по отношению к задаче Коши (3, 5) преимуществом (26) является линейность и раздельность.

- По отношению РФ уравнений переноса (11, 12) и (13, 14) преимущество (26) заключается как в линейности, так и в не зависимости характеристик ЗОП от текущих значений параметра l .

При этом весьма примечательно, что в перечисленных двух последних случаях уже отсутствуют какие-либо недостатки, в указанном выше смысле, не считая того, что нелинейность задачи все же проявляет себя посредством появления производных по энергетическим переменным.

5. *Вспомогательные задачи, выступающие при решении основной ЗВП* Величины $X_L^\pm(l; x)$ или $Y_L^\pm(l; y)$, описывающие внутреннее поле при одностороннем освещении среды извне, фигурировали в начальных условиях (7), (16), (18), (20), (22) основной ЗВП $I_L^\pm(l; x, y)$ в роли вспомогательных величин. Для их нахождения сформулируем соответствующие вспомогательные задачи Коши. В качестве первой вспомогательной задачи, в соответствующих уравнениях ЗВП, с учетом (2), поочередно перейдем к частным значениям $x=0$ и $y=0$. Действительно, полагая $y=0$ в уравнениях (10), (15), (17) и в соответствующих начальных условиях, для искомой величины $X_L^\pm$ получим, как полулинейную систему инвариантного погружения

$$\frac{\partial X_L^\pm}{\partial L} = \alpha^+ (x, R_L^-) \frac{\partial X_L^\pm}{\partial x} \mp \alpha^\pm (X_L^\pm, X_L^\pm) \quad (29)$$

с начальными условиями

$$X_L^\pm|_{L=l} = T_l^\pm(x), \quad X_L^\pm|_{L=l} = 0, \quad \text{при этом} \quad X_L^\pm(l, x)|_{x=0} = 0, \quad (30)$$

так и ее РФ:

$$\frac{\partial X_L^+}{\partial L} = \alpha^+ (x, R_L^-) \frac{\partial X_L^+}{\partial x} - \alpha^+ (X_L^+, R_{L-1}^- (X_L^+)), \quad (31)$$

$$\frac{\partial X_L^-}{\partial L} = \alpha^+ (x, R_L^-) \frac{\partial X_L^-}{\partial x} + \alpha^- (u_L^+ (x, X_L^-), X_L^-), \quad (32)$$

при тех же начальных условиях (30). Когда найдено решение одного из уравнений (31), (32), то решение второго явным образом может быть построено посредством одного из выражений:

$$X_L^+ (l; x) = u_L^- (x, X_L^- (l; x)), \quad (33)$$

$$X_L^- (l; x) = R_{L-1}^- (X_L^+ (l; x)), \quad (34)$$

которые получаются из (8) и (9) той же подстановкой. Для определения же $Y_L^\pm$ можно исходить из линейных и раздельных уравнений инвариантного погружения

$$\frac{\partial Y_L^\pm}{\partial L} = \alpha^\pm (R_L^\pm, y) \frac{\partial Y_L^\pm}{\partial y}, \quad (35)$$

$$Y_L^\pm|_{L=l} = R_l^\pm(y), \quad Y_L^\pm|_{L=l} = y, \quad \text{при этом} \quad Y_L^\pm(l, y)|_{y=0} = 0, \quad (36)$$

с учетом аналогичных к (33)-(34) взаимосвязей:

$$Y_L^+(l; y) = R_L^+(Y_L^-(l; x)), \quad (37)$$

$$Y_L^-(l; y) = u_{L-1}^-(Y_L^+(l; y), y). \quad (38)$$

Соотношения (35) получаются из уравнений инвариантного погружения ЗВП (см. формулу (26) в П1)

$$\frac{\partial I_L^\pm}{\partial L} = \alpha^\pm(u_l^\pm, y) \frac{\partial I_L^\pm}{\partial y}, \quad (39)$$

а (37)-(38) из (8)-(9) постановкой $x = 0$.

С той же целью определения $X_L^\pm$ и $Y_L^\pm$ уравнения переноса в РФ (11)-(14) дают:

$$\frac{\partial X_L^+}{\partial l} = +\alpha^+(X_L^+, R_{L-1}^-(X_L^+)), \quad (40)$$

$$X_L^+|_{l=0} = x \quad \text{или} \quad X_L^+|_{l=L} = T_L^+(x) \quad (41)$$

$$\frac{\partial X_L^-}{\partial l} = -\alpha^-(u_l^+(x, X_L^-), X_L^-), \quad (42)$$

$$X_L^-|_{l=0} = R_L^-(x) \quad \text{или} \quad X_L^-|_{l=L} = 0. \quad (43)$$

$$\frac{\partial Y_L^+}{\partial l} = +\alpha^+(Y_L^+, u_{L-1}^-(Y_L^+, y)), \quad (44)$$

$$Y_L^+|_{l=0} = 0 \quad \text{или} \quad Y_L^+|_{l=L} = R_L^+(y), \quad (45)$$

$$\frac{\partial Y_L^-}{\partial l} = -\alpha^-(R_l^+(Y_L^-), Y_L^-). \quad (46)$$

$$Y_L^-|_{l=0} = T_L^-(y) \quad \text{или} \quad Y_L^-|_{l=L} = y. \quad (47)$$

Следует отметить, что уравнения (35) другим путем ранее были получены Кагивадой и Калабой в [9] (см. также [10]: глава 3, п. 12, формулы (15-18), там же п. 13 формулы (3-4) и (5-6)).

Выступающие в начальных условиях (28, 30, 36, 41, 43, 45, 47), а также в соотношениях (31, 32, 34, 35, 37, 40, 46), более частные величины $R_L^\pm$ и $T_L^\pm$, представляют решения ЗОП, соответствующие опять случаю одностороннего облучения среды извне. Задачу нахождения этих величин уместно определить как вторую вспомогательную задачу Коши, для которой хорошо известны уравнения инвариантного погружения (см., например, в [11] формулы (29-32)):

$$\frac{\partial R_L^\pm}{\partial L} = \alpha^\pm(x, R_L^\pm) \frac{\partial R_L^\pm}{\partial x} + \alpha^\pm(x, R_L^\pm), \quad R_L^\pm(x)|_{L=0} = 0, \quad R_L^\pm(0) = 0, \quad (48)$$

$$\frac{\partial T^+}{\partial L} = \alpha^+(x, R_L^-) \frac{\partial T^+}{\partial x}, \quad T_L^+(x)|_{L=0} = x, \quad T_L^+(0) = 0, \quad (49)$$

$$\frac{\partial R_L^+}{\partial L} = \alpha^+(R_L^+, y) \frac{\partial R^+}{\partial y} + \alpha^+(R_L^+, y), \quad R_L^+(y)|_{L=0} = 0, \quad R_L^+(0) = 0, \quad (50)$$

$$\frac{\partial T_L^-}{\partial L} = \alpha^-(R_L^-, y) \frac{\partial T_L^-}{\partial y}, \quad T_L^-(y)|_{L=0} = y, \quad T_L^-(0) = 0. \quad (51)$$

Уравнения (48) и (50), при этом, квазилинейны, а (49) и (51) - линейны. Как видим, в нелинейной ЗВП при ее двустороннем облучении извне в роли вспомогательных величин выступают характеристики более частных задач одностороннего внешнего освещения среды, в виде решений соответствующих внутренней (29)-(38), (40)-(47) - $X_L^\pm$, $Y_L^\pm$ и внешней (48)-(51) - $R_L^\pm$, $T_L^\pm$ задач, для определения которых и были сформулированы первая и вторая вспомогательные задачи Коши.

6. *Последовательные этапы решения ЗВП.* Из вышесказанного следует естественная последовательность построения решения основной задачи - нахождения интенсивности излучения внутри среды $I_L^\pm(l; x, y)$:

- Сначала решается внешняя задача одностороннего освещения (т.е. вторая вспомогательная задача Коши), определяющая характеристики ЗОП, т.е. - $R_L^\pm(x)$, $T_L^\pm(y)$, при одностороннем освещении среды (здесь имеются в виду уравнения (48)-(51)).

- Затем полученные характеристики внешней задачи одностороннего освещения среды используются как для построения решения внутренней задачи одностороннего освещения среды (т.е. первой вспомогательной задачи Коши) - $X_L^\pm(l; x)$, $Y_L^\pm(l; y)$, для которого имеются уравнения (29)-(38), (40)-(47), так и для решения внешней задачи двустороннего освещения - $u_L^\pm(x, y)$ (например, из (27) или подробнее об этом см. в [11]).

- Решения же основной внутренней задачи, т.е. ЗВП при двустороннем внешнем освещении среды $I_L^\pm(l; x, y)$, сводится к богатому набору новых возможностей в виде дифференциальных уравнений: (6), (10), (39), (11)-(22), (26).

Здесь уместно отметить, что посредством подходящего выбора начальных условий, можно избежать нахождения некоторых указанных выше вспомогательных величин. Выбор конечных расчетных формул зависит от конкретной физической задачи, поскольку каждый из методов имеет свои сильные и слабые стороны. Например, сравним между собой уравнения двух задач Коши: РФ уравнения ПИА (19) или (21) и КУЭ (26). В обоих этих способах поиска решения основной задачи преимуществом является раздельность нахождения вперед и назад идущих излучений, при этом в первом способе (по сравнению со вторым) имеем дополнительное

преимущество - фиксированность пространственных переменных l и L , а слабым местом - полулинейность расчетного уравнения. Во втором же способе преимуществом (по сравнению с первым) является линейность расчетного уравнения, а слабой стороной (в том же сравнении) - потеря фиксированности одной пространственной переменной - l , т.е. имеет место процедура дифференцирования по этой переменной. Подобным образом можно сравнивать между собой также остальные перечисленные выше возможные способы определения внутреннего поля излучения и в каждом конкретном случае, исходя из практической ситуации, выбирать наиболее подходящую схему расчета.

7. Заключение. Перечислим полученные в данной работе результаты нелинейной ЗВП:

- Совместное использование соотношений инвариантности (8)-(9), связывающих между собой влево и вправо идущие внутренние поля, позволяет свести полулинейные системы связанных дифференциальных уравнений переноса излучения, инвариантного погружения и функциональных уравнений ПИА к их новым разделенным формам. Более того, путем решения уравнений здесь достаточно находить интенсивность поля лишь в одном из направлений, а в другом она будет непосредственно определена уже из явного выражения (формулы (8, 9)). При этом решение частной ЗОП будет играть роль необходимой дополнительной информации.

- Исходную нелинейную граничную ЗВП удастся свести к поэтапному, последовательному решению более частных задач с начальными условиями. При этом на каждом последующем этапе для решения очередной задачи Коши используются результаты предыдущего. В частности, последовательно решаются вспомогательные: ЗОП и ЗВП для одностороннего освещения среды, затем - ЗОП при двустороннем освещении среды, после чего, путем завершающей задачи Коши, строится решение ЗВП при двустороннем освещении среды.

- Выявлено и математически сформулировано новое понятие эквивалентности между различными операторами, по отношению к определенной математической форме - конструкции, соотношения, выражения, функционала и т.п., вследствие чего, в частности, двухточечная полулинейная граничная задача непосредственно сводится к линейной задаче Коши.

- В нелинейной задаче переноса излучения свойство взаимной эквивалентности дифференциальных операторов кинетического УБ и функционального уравнения ПИА, по отношению соответствующего интеграла столкновений, позволило внутреннее поле излучения помимо полулинейных: связанной системы ПИА (6) или же ее РФ - (19), (21), описать также посредством новых - линейных и раздельных дифференциальных уравнений - (26), именуемых, как КУЭ.

Обобщение полученных выше результатов на более реалистический, с точки зрения астрофизических приложений, случай многоуровневых атомов (т.е. полихроматическая задача переноса) будет представлено нами отдельно в последующих публикациях.

Автор весьма признателен профессору А.Г.Никогосяну за сделанные ценные замечания, которые послужили существенному улучшению и упрощению данного изложения.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: hovpik@gmail.com hovpik@bao.sci.am

INTERNAL FIELD IN ONE-DIMENSIONAL ANISOTROPIC MEDIUM OF NON-LINEAR RADIATIVE TRANSFER PROBLEM. II

H.V.PIKICHYAN

In the non-linear boundary-value problem of determining the internal field of radiation in a one-dimensional anisotropic medium with both boundaries illuminated from outside, it is shown that application of layers adding formulas in semi-linear systems of differential equations of radiative transfer, invariant imbedding and a Ambartsumian's complete invariance, allows to reduce them to the separated semi-linear differential equations with the initial conditions. Thereby the fields of to the left and to the right directed radiation are obtained independently. Moreover, being obtained one of them, the second can immediately be obtained from explicitly. A general feature of a certain reciprocal equivalence of operators with respect to definite mathematical: form, expression, or functional is mathematically formulated. From equivalence of differential operators of the Boltzmann kinetic equations and functional equation of Ambartsumian's complete invariance follows a new, the so-called, kinetic equations of equivalence, which are separated and linear. The formulas of more particular problems of the one-sided illumination of a medium are presented as well. They play a role of additional information in the initial conditions of the Cauchy problem.

Key words: *radiative transfer: non-linear problem of radiative transfer:
internal field of radiation: principle of invariance*

ЛИТЕРАТУРА

1. *О.В.Пикичян*, *Астрофизика*, **59**, 131, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 114, 2016).
2. *Н.Б.Енгибарян, М.А.Мнацаканян*, *ДАН СССР*, **217**, 533, 1974.
3. *G.B.Rybicki, L.D.Usher*, *Astrophys. J.*, **146**, 871, 1966.
4. *H.V.Pikichian*, pp.302-315, in *Proc. of the Conf. "Evolution of Cosm. Obj. through their Phys. Activity"* (dedic. to V.Ambartsumian's 100-th anniversary, 15-18 sept. 2008 Yerevan-Byurakan, Armenia), Eds.: *H.Narutyunian, A.Mickaelian, Y.Terzian*, Publ. House of NAS RA, Yerevan, 2010, 356p.
5. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Теоретическая физика (том X) - Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Физическая кинетика*, М., Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979, 528с.
6. *H.V.Pikichian*, pp.226-232, in *"Proc. of international conf. on "Lasers' 97""* (New Orleans, LA, December 15-19, 1997), Ed. by *J.J.Carrol & T.A.Goldman*, STS press., McLEAN, VA, 1998, 1011p.
7. *О.В.Пикичян*, с.127-131, в сб. *"Третье Российско-Армянское Совещание по мат. физ., компл. анализу и смежным вопросам - Краткие сообщения"*, Ереван, 2010, 168с.
8. *H.V.Pikichian*, pp.126-135, in: *"Instability&Evolution of Stars"*, *Proc. of the Byurakan-Abastumani Colloquium* (26-28 August 2013, Byurakan), Eds.: *H.Narutyunian, N.Melikian, E.Nikoghosyan*, Gituthyun Publ. House, Yerevan, 2014, 158p.
9. *H.Kagiwada, R.Kalaba*, *J. Opt. Theory and Appl.*, **2**, 378, 1968.
10. *Дж.Касти, Р.Калаба*, *Методы погружения в прикладной математике*, М., Мир, 1976, 224с.
11. *О.В.Пикичян*, *Астрофизика*, **53**, 285, 2010, (*Astrophysics*, **53**, 251, 2010).

A STRINGENT LIMIT ON VARIATION OF THE FINE-STRUCTURE CONSTANT USING ABSORPTION LINE MULTIPLETS IN THE EARLY UNIVERSE

T.D.LE^{1,2}

Received 28 October 2015

Accepted 23 March 2016

One of the key questions of modern physics concern the possibility that physical constants have varied throughout the history of the Universe. The Standard Model of physics is built on these constants, but it does not provide any explanation for their values, nor does it require their constancy over space and time. Here, we set a new limit on possible spatial and temporal variations of the fine-structure constant $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$, by comparing transition, line multiplets in an ensemble of Fe II $\lambda 1608$, $\lambda 2344$, $\lambda 2374$, $\lambda 2383$, $\lambda 2587$ and $\lambda 2600$ observed in the early Universe with those measured in the laboratory. Based on the optical spectrum observations of QSO HE 0515-4414, we deduce a constraint of $\Delta\alpha/\alpha = (-0.157 \pm 0.300) \times 10^{-4}$ at redshift $z = 1.15$. At present, this represents the tightest limit on $\Delta\alpha/\alpha$ in early cosmological epochs compared to the published results in the literature.

Key words: observational cosmology; particle-theory and field-theory models of the early Universe; determination of fundamental constants

1. Introduction. Since Dirac and Milne's works were published, one of the key concepts of modern physics has been the possibility that fundamental constants change over cosmological time and space [1,2]. One possible variation that has received recent attention is that of the fine-structure constant. Astrophysical measurements of the emission or absorption line seen in high-resolution QSO spectra have been used to trace the variation of the fine-structure constant through cosmological time or space [3]. Such QSO spectra provide a probe of variation in a long past-light-cone centered on present-day telescopes coming from different regions and epochs in the Universe. Based on these measurements, we can directly test these values by comparing wavelength separations of transitions observed at various redshifts with their corresponding laboratory values at $z=0$. In optical spectra of QSOs, limits on $\Delta\alpha/\alpha$ of comparable accuracy can be obtained from metal emission and absorption line measurements coming from the "Alkali Doublet" AD method [4]. Bahcall was the first to apply the AD method by comparing the wavelength separations of alkaline-like ion doublets and he found $\Delta\alpha/\alpha = (0.7 \pm 1.4) \times 10^{-4}$ from an analysis of strong nebular emission lines of OIII 5007 Å and 4959 Å) in an SDSS QSO sample with redshifts $0.16 < z < 0.80$ [4]. These are easily

interpreted since the energy separations of ion doublets are to α^2 . The best results using the AD method derived by Murphy from the analysis of 21 SiIV doublets, are $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 1.3) \times 10^{-5}$ at $z_{\text{abs}} = 2.8$ [5]. Meanwhile, Dzuba developed a different approach, namely the Many Multiplet (MM) method, which exploits sensitivities to α -variation available in various transitions from different multiplets and ions [6,7]. By applying this method on 128 systems, Webb obtained the best results, $\Delta\alpha/\alpha = (-0.57 \pm 1.10) \times 10^{-5}$, over the redshift range $0.2 < z < 3.7$ [8,9].

Recently, with the application of the MM method to the absorption systems of the highest resolution QSO spectra of HE 0515-4414 at $z_{\text{abs}} = 1.15$ [10], Quast obtained $\Delta\alpha/\alpha = (-0.4 \pm 1.9) \times 10^{-6}$ [11]. Then, Chand reviewed this system with a higher-resolution and temperature - stabilized spectrograph HARPS mounted on the ESO 3.6 m telescope at the La Silla observatory and determined $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 2.4) \times 10^{-6}$ [12]. However, the MM method does not work well because wavelength calibration errors are not taken into account, and the estimation errors of $\Delta\alpha/\alpha$ will make the determination of true values extremely difficult. When applied it to FeII absorption lines at $z_{\text{abs}} = 1.15$, however, it is the most accurate estimate of $\Delta\alpha/\alpha$ so far, excluding any cosmological variations of α at the level of $2 \cdot 10^{-6}$. Using this approach, Levshakov obtained $\Delta\alpha/\alpha = (-0.07 \pm 0.84) \times 10^{-6}$ [13-15] and Porsev found $\Delta\alpha/\alpha = (-0.12 \pm 1.79) \times 10^{-6}$ and $\Delta\alpha/\alpha = (-5.4 \pm 2.5) \times 10^{-6}$ at $z = 1.84$ [16]. This reflects that in these procedures, the individual $\Delta\alpha/\alpha$ values from different pairs become correlated, and some unnoticed systematic effects are included to estimate the $\Delta\alpha/\alpha$ value that might influence the final result. Moreover, the application of the MM and SIDAM to the analysis of the FeII absorption complex lead to different sensitivity results in variations of α because of different transitions in molecules and atoms [5-22]. The analysis stemming from these methods is mainly affected by the source of systematic error, which may cause variation in isotopic abundance with redshift. Therefore, these reasonable assumptions mean that the analysis cannot completely rule out the induction of systematic biases such as when one is looking for very small effects. This is because, despite the use of the highest resolution optical quasar spectra. Most species of ions and different isotopic transitions are blended and misidentified. It is unclear whether the number of systems used is sufficient to cancel out the Doppler effects, which could be of a random nature and would be canceled out over a large sample of measurements. Therefore, the total error budget of the individual $\Delta\alpha/\alpha$ measurements includes inhomogeneous ionization and the Doppler shifts between different ions. These errors determine the weights, and thus the value of the weights mean and its uncertainty. However, the isotopic structure is only known for a few of the transitions used in these analyses. Therefore, it is not possible to say whether averaging over several

$\Delta\alpha/\alpha$ values will deliver a true $\Delta\alpha/\alpha$ value.

Recently, a new method of searching for spatial and temporal variation of the fine structure constant has been developed [23]. At present, the most stringent limits imposed on $\Delta\alpha/\alpha$ that have been reported with statistically significant variations, with redshifts $0.035 \leq z \leq 3.7$ in quasar emission line systems. In extant literature, $\Delta\alpha/\alpha = (-4.50 \pm 5.53) \times 10^{-5}$, $\Delta\alpha/\alpha = (-0.52 \pm 0.77) \times 10^{-5}$ and $\Delta\alpha/\alpha = (-0.09 \pm 0.07) \times 10^{-5}$ have been reported. This method allows estimating α values in the early stages of the Universe evolution by using the fine-splitting doublets and multiplets observed in quasar spectra. Its additional advantage stems from its greater transparency and reduced propensity for systematic errors.

In this paper, we propose using the FeII $\lambda 1608$, $\lambda 2344$, $\lambda 2374$, $\lambda 2383$, $\lambda 2586$ and $\lambda 2600$ absorption lines at the redshift $z = 1.15$ toward the QSO HE 0515-4414 with the aim of constraining prior spatial and temporal variations in α . Because the current analysis is based on many line multiplets, the constraints on $\Delta\alpha/\alpha$ are more stringent than are those derived by other methods (AD, MM, SIDAM) [3-22].

2. Astrophysical data tests of $\Delta\alpha/\alpha$. The spectra of QSOs systems include almost all ion resonance lines, along with others corresponding to the ground state transitions. As the separation between energy levels caused by fine-splitting is proportional to α^4 , the energy level term is proportional to α^2 . The spectroscopic observations of gas clouds present ideal laboratory settings for searching for any spatial or temporal of α , as the energy of each line transition depends individually on a change in α . Thus, the relative change of the splitting ratio at two different epochs provides the relative difference in α between these two epochs. According to this method [23], the relative width of the separating ratio between two lines from distant objects with corresponding observed values of resonance lines is approximately proportional to α^2 .

$$\frac{\Delta E_L}{\Delta E_n} \approx \frac{\alpha^2(t)}{\alpha^2(0)} = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(t)}{\lambda_1(t)} \right) - 1}{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(0)}{\lambda_1(0)} \right) - 1}.$$

Hence, a convenient presentation of the final result is approximately written as

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \approx \frac{1}{2} \left[\frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(t)}{\lambda_1(t)} \right) - 1}{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(0)}{\lambda_1(0)} \right) - 1} - 1 \right],$$

provided that $\Delta\alpha/\alpha$ is very small [23].

Consequently, a comparison of the relative changes in wavelengths $\lambda_1(t)$ and $\lambda_2(t)$ in absorption (or emission) systems at the redshift z with the

corresponding experimental observations allows for a direct inference of the possible variation in α at different epochs, as well as space-time points pertaining to the regions of the Universe relative to the present value. The observed wavelengths from quasars can be determined through the cosmological redshift parameter as $1+z = \lambda_{\text{observ}} / \lambda_{\text{emiss}}$, where λ_{emiss} is wavelength at the moment of emission (absorption) by a distant source in the past and λ_{observ} is the observed value. Clearly, this method can be used to study not only possible effects of the time variability of the fine-structure constant at present, but also at earlier epochs of the Universe, when they were causally unrelated. Moreover, it can be applied to both emission and absorption lines, as well as low and high redshifts.

The HE 0515-4414 spectrum employed in our study was obtained with UV-Visual Echelle Spectrograph (UVES) using the VLT 8.2 m telescope located in Paranal, Chile. The observations were carried out under good visibility conditions ranging from 0.47 to 0.70 arcsec. The slit width of 0.8 arcsec yielded the spectral resolution of about $R \sim 55000$ with S/N ratio of about 30 to 40 per pixel of size $\sim 0.015 \text{ \AA}$ [11]. The spectrum under study is of high quality, as the potential errors in the laboratory values of the FeII are known with an uncertainty about several mÅ. This uncertainty can be used to estimate systematic error in the determination of $\Delta\alpha/\alpha$. The method is based on the analysis of FeII element and level of ionization. As many multiplet lines originate in the many multiplet upper energy levels, the analysis is relatively independent of the physical conditions of the gas from which the FeII lines originate. A detailed discussion of the potential sources of systematic and statistical errors associated with this method is given in [11-25].

Our analysis is based on reducing the variation in χ^2 as a function of $\Delta\alpha/\alpha$ for each absorber fitting. The absorption spectra of FeII were simulated by treating $\Delta\alpha/\alpha$ as a fitting parameter, in addition to column density, N , Doppler parameter, b and redshift z . The fitting profile is obtained by simultaneously varying these parameters. Therefore, for all lines, $\Delta\alpha/\alpha$ is varied from $-1.2 \cdot 10^{-5}$ to $1.2 \cdot 10^{-5}$ in step of $0.1 \cdot 10^{-5}$ for all lines. Only χ^2 minimum (χ^2_{min}) is accepted as the measured value of $\Delta\alpha/\alpha$ from the system. This allows obtaining the χ^2 minima for each of these fits and plotting χ^2 as a function of $\Delta\alpha/\alpha$. Therefore, to ensure that none of the χ^2 minima with respect to our crucial parameter $\Delta\alpha/\alpha$ is a local minimum, we adopted the χ^2 versus $\Delta\alpha/\alpha$ curve method, rather than a single minimization that would simultaneously vary all four parameters $\Delta\alpha/\alpha$, Doppler, widths and redshifts. More specifically, we minimize χ^2 by varying Doppler widths and redshifts for each value of $\Delta\alpha/\alpha$ before determining the minima of χ^2 with respect to the $\Delta\alpha/\alpha$ curve. The results yielded by this approach are presented in Table 1, whereas a plot of the FeII components is shown in Fig.1. Finally,

Table 1

Fe II LINES AT $z = 1.149$ TOWARD THE QUASAR HE 0515-4414 [12]

z	$\lambda(0)$	$\lambda(t)$	$\Delta\alpha/\alpha \text{ [} 10^{-6} \text{]}$
1.1490975(28)	1608.45069	3459.2892	-1.795
1.1490964(10)	2344.2128	5041.6969	0.638
1.1490913(33)	2374.4601	5106.7434	-0.601
1.1491012(9)	2382.7641	5124.6089	-0.090
1.1490904(11)	2586.6494	5563.1057	0.332
1.1490985(8)	2600.1722	5592.1855	-0.156

by averaging the values obtained, we arrive at $\Delta\alpha/\alpha = (-0.157 \pm 0.300) \times 10^{-6}$, where the error is the standard deviation around the mean.

In the works of Chand [12], the analysis of $\Delta\alpha/\alpha$ is not explicitly used as a fitting parameter. The author relied solely on χ^2 versus $\Delta\alpha/\alpha$ curve to obtain the best fit value for $\Delta\alpha/\alpha$. However, Quast [11] used the Voigt profile analysis by retaining $\Delta\alpha/\alpha$ as a fitting parameter in addition to N , b and z . Using analytic calculations, Chand posited that both approaches should yield the same results [12]. Our re-analysis also produces the most optimal results relative to those reported in extant literature when χ^2 versus $\Delta\alpha/\alpha$ curve is employed. Because our method is based on the main effect on the error budget on includes α -independent line ratios, we were able to identify the true size of statistical and systematic errors. We also determined that these are dependent on the actual wavelength splitting of the line pairs and are most pronounced for lines characterized by small separations. Moreover, our method does not include the q coefficients incorporated in the MM and SIDAM methods [3-22]. Thus, it

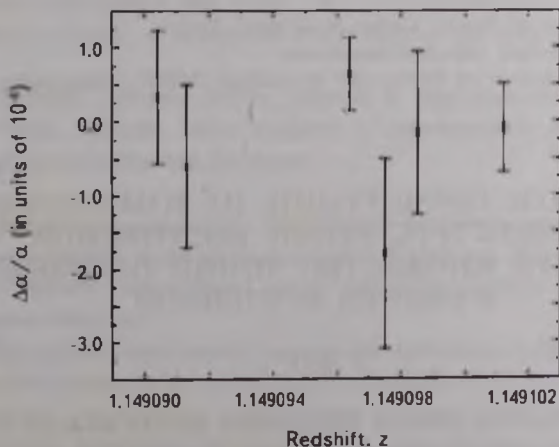


Fig.1 Plot for the components of Fe II

can be easily applied not only to emission and absorption lines but also to both low and high redshifts. Finally, it allows making an a priori prediction of whether the averaging over several $\Delta\alpha/\alpha$ values will yield a true $\Delta\alpha/\alpha$ value.

3. *Conclusion.* In this study, we have applied a new method to analysis the FeII $\lambda 1608$, $\lambda 2344$, $\lambda 2374$, $\lambda 2383$, $\lambda 2586$ and $\lambda 2600$ absorption lines at the redshift $z=1.15$ toward the QSO HE 0515-4414 [12] to constrain past variations in α . This approach eliminates the largest systematic errors present in other determinations of α and provides estimates of the remaining statistical and systematic errors.

This method includes α -independent line ratios which can identify the true size of statistical and systematic errors. This result represents more than an order magnitude improvement on the constraint on based on Fe II multiplet lines compared to the result derived from Quast [11], to two order magnitude improvements compare to the result derived by Chand [12] and consistent with the result derived by Levshakov and Molaro [13-15,18-20]. This remarkably consistent indication for a possible variation of certainly deserves further investigation on a large number of systems, aimed at reducing the final error bar [22,24-25]. The selection process of the best absorption lines, made to improve the determination, reduces the quantity of many multiplet systems available in a single QSO spectrum in a sensitive way.

With improvement from distant quasars and in laboratory wavelengths, the study of the variation of the fundamental constants such as the fine structure constant should also be able to provide a test of the equivalence principle of General Relativity and may serve as an important tool for checking the validity of theoretical models of the Grand Unification.

¹ Department of Physics, Center for Natural Science,
Vietnam, e-mail: ldthong@hotmail.com

² Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudny, Russia

СТРОГОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТОНКО-СТРУКТУРНОЙ ПОСТОЯННОЙ, ИСПОЛЬЗУЯ МНОЖЕСТВО ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Т.Д.ЛЕ^{1,2}

Одна из основных проблем современной физики касается того, что физические постоянные возможно изменялись в течение истории Вселенной.

Стандартная модель физики основана на этих постоянных, однако она не представляет никаких объяснений для их значений и не требует их постоянства ни в пространстве, ни во времени. Здесь мы ставим новый предел на возможные пространственные и временные изменения тонко-структурного постоянного $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$ путем сравнения переходов в множестве мультиплетных линий Fe II $\lambda 1608$, $\lambda 2344$, $\lambda 2374$, $\lambda 2383$, $\lambda 2587$ и $\lambda 2600$, наблюдаемые в ранней Вселенной, с теми, которые измерялись в лаборатории. Основываясь на наблюдениях оптического спектра QSO HE 0515-4414, мы вывели значение величины $\Delta\alpha/\alpha = (-0.157 \pm 0.300) \times 10^{-6}$ при красном смещении $z=1.15$. В настоящее время это представляет наивысший предел для $\Delta\alpha/\alpha$ в ранних космологических эпохах в сравнении с опубликованными результатами.

Ключевые слова: наблюдательная космология; модели теории частиц и теории полей ранней Вселенной; определение основных постоянных

REFERENCES

1. P.A.M. Dirac, Nature., **139**, 323, 1937.
2. E.A. Milne, Proc. R. Soc. A., **158**, 324, 1937.
3. J.N. Bahcall, M. Schmidt, PRL, **19**, 1294, 1967.
4. J.N. Bahcall, C.L. Steinhardt, D. Schlegel, Astrophys. J., **600**, 520, 2004.
5. M.T. Murphy, J.K. Webb, V.V. Flambaum, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **245**, 609, 2003.
6. V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, J.K. Webb, PRA, **59**, 230, 1999.
7. V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, J.K. Webb, PRL, **82**, 888, 1999.
8. J.K. Webb et al., eConf C020620, FRAT02, 2002.
9. J.K. Webb et al., Astrophys. Space Sci., **283**, 565, 2003.
10. D. Reimers, H. Hagen, P. Rodriguez, L. Wisotzka, Astron. Astrophys., **334**, 96, 1998.
11. R. Quast, D. Reimers, S.A. Levshakov, Astron. Astrophys., **415**, L7, 2004.
12. H. Chand et al., Astron. Astrophys., **451**, 46, 2006.
13. S.A. Levshakov et al., Astron. Astrophys., **449**, 879, 2006.
14. S.A. Levshakov et al., Astron. Astrophys., **446**, 1077, 2007.
15. S.A. Levshakov et al., Astron. Astrophys., **479**, 719, 2008.
16. S.G. Porsev et al., PRA, **76**, 052507, 2007.
17. A.F. Martinez, G. Vladilo, P. Bonifacio, MSAI, **3**, 252, 2003.
18. P. Molaro, S.A. Levshakov, S.D'Odorico, M. Centurion, Astron. Astrophys., **434**, 827, 2005.
19. P. Molaro, D. Reimers, I.I. Agafonova, S.A. Levshakov, EPJST, **126**, 173, 2008.

20. *P.Molaro et al.*, *Astron. Astrophys.*, **481**, 559, 2008.
21. *D.Grupe, A.K.Pradhan, S.Frank*, *Astron. J.*, **130**, 255, 2005.
22. *M.T.Murphy, V.V.Flambaum, S.Muller, C.Henkel*, *Science*, **320**, 1611, 2008.
23. *T.D.Le*, *IAP Conf. Proc.*, **1594**, 23, 2014.
24. *J.K.Webb et al.*, *PRL*, **107**, 191101, 2011.
25. *J.Bagdonaitė et al.*, *Science*, **4**, 46, 2012.

CONTENTS

To the memory of A.T.Kalloghlian	169
Brightness periodic modulation of T Tauri star V716 Per based on the optical and near-infrared photometry	
<i>O.Yu.Barsunova, V.P.Grinin, A.A.Arharov, A.O.Semenov, S.G.Sergeev, N.V.Efimova</i>	171
Magnetic stars after Hayashi's phase. I	
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	191
IV-th great visual light minimum of R CrB. I. The $UBVR_cI_c$ photometry	
<i>A.E.Rosenbush</i>	213
Study of variability of extragalactic sources 3C 120 and CTA 102 in the radio range, using the singular spectrum analysis and the wavelet analysis	
<i>G.I.Donskykh, M.I.Ryabov, A.L.Sukharev, M.Aller</i>	231
Predicting flux density changes of extragalactic radio sources	
<i>A.L.Sukharev, M.I.Ryabov, G.I.Donskykh</i>	245
Polarization of resonance lines in the case of polarized primary sources of radiation	
<i>A.V.Demenyev</i>	263
Kinematics and velocity ellipsoid parameters of stellar groups and open star clusters: II cool stars	
<i>W.H.Elsanhoury</i>	281
Two interesting southern objects	
<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	291
Anticyclonic vortex in protoplanetary disc	
<i>M.G.Abrahamyan</i>	301
Internal field in one-dimensional anisotropic medium of non-linear radiative transfer problem. II	
<i>H.V.Pikichyan</i>	309
A stringent limit on variation of the fine-structure constant using absorption line multiplets in the early Universe	
<i>T.D.Le</i>	321

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ И ЭЛЛИпсоИДАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
СКОРОСТИ ЗВЕЗДНЫХ ГРУПП И ОТКРЫТОГО ЗВЕЗДНОГО
СКОПЛЕНИЯ: II ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ

В. Эсанори 281

ДВА ИНТЕРЕСНЫХ ЮЖНЫХ ОБЪЕКТА

А. Л. Гольбудагян 291

АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИЙ ВИХРЬ В ПРОТОПЛАНЕТНОМ
ДИСКЕ

М. Г. Абрамян 301

ВНУТРЕННЕЕ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ
ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ. II

О. В. Пикичян 309

СТРОГОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТОНКО-
СТРУКТУРНОЙ ПОСТОЯННОЙ, ИСПОЛЬЗУЯ МНОЖЕСТВО
ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Т. Д. Ле 321