

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 51

НОЯБРЬ, 2008

ВЫПУСК 4

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ: ОТ
АМБАРЦУМЯНА И ДАЛЕЕ

Л.П.Осипков 505

РОЛЬ ФОРМЫ ПЕРЕГИБА УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ДЛЯ
УСТОЙЧИВОСТИ ГАЗОПЫЛЕВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ
ПЛОСКИХ ГАЛАКТИК

В.А.Антонов, А.С.Баранов 523

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД В БЛИЗКИХ ЗС РАДИОГАЛАК-
ТИКАХ

Р.Р.Андреасян, Ж.-М.Мартин, Г.М.Паронян 535

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИКЕ С БУРНЫМИ ОЧАГАМИ
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ МАРК 8

Э.Е.Хачикян, Т.А.Мовсесян 543

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП ГАЛАКТИК ПО
ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОЙ ВЫБОРКЕ SDSS DR6

Хин-Фа Денг, Джи-Жу-Хе, Цонг Джун,

Ченг-Хонг Луо, Пинг Ви 555

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ЗВЕЗДЫ Υ ORI

Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян 567

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալողյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին

(Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Շարաչենցև

(Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերեպաշչուկ

(Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия),

В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция),

А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),

Е.Терзян (США), 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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-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 արտազգայակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով: 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

©Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2008

Поздравление

В связи с 70-летием со дня рождения
главного редактора журнала "Астрофизика",
академика Национальной Академии наук Армении
Д. М. Седракяна

Дорогой Давид Мгерович

Редакционная коллегия журнала "Астрофизика" сердечно поздравляет Вас по случаю Вашего юбилея и желает Вам доброго здоровья и дальнейших успехов в Вашей научной работе.

Как физика-теоретика, интерес к астрофизическим проблемам у Вас появился более 40 лет назад. Вы интенсивно и плодотворно работали над проблемой сверхплотных космических тел, поставленной академиком В.А.Амбарцумяном.

Ваши работы, в том числе по физике пульсаров, опубликованы во многих авторитетных международных научных журналах. Ряд Ваших работ приобрели международное признание.

Под Вашим непосредственным руководством выросла целая плеяда высококвалифицированных научных работников, которые успешно работают в Ереванском государственном университете и в других научных учреждениях.

Вы были академиком-секретарем и вице-президентом Национальной Академии наук Армении.

Уже много лет Вы успешно руководите кафедрой общей физики в Ереванском государственном университете.

Под Вашим руководством наш журнал продолжает сохранять свой высокий авторитет и издаваться на английском языке.

Дорогой Давид Мгерович, желаем Вам еще многих лет столь же плодотворной работы.



Редакционная коллегия
журнала "Астрофизика"

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ: ОТ АМБАРЦУМЯНА И ДАЛЕЕ

Л.П.ОСИПКОВ

Поступила 15 июля 2008

Принята к печати 20 августа 2008

Кратко анализируются работы В.А.Амбарцумяна по звездной кинематике и динамике. Подчеркивается их значение для космогонических дискуссий 1930-х гг., в частности, для победы "короткой" шкалы галактической эволюции. Обсуждается теория разрушения звездных систем вследствие испарения звезд, основоположником которой является В.А.Амбарцумян. Кратко излагаются созданная В.А.Амбарцумяном теория равновесия и эволюции двойных звезд в галактическом поле и ее последующее развитие.

Ключевые слова: *небесная механика и звездная динамика - звездные скопления: эволюция - двойные звезды:эволюция*

1. *Введение.* Во второй половине 1930-х гг. заметное место в научном творчестве В.А.Амбарцумяна заняли работы по звездной астрономии и, в частности, по динамике звездных систем. В 1933-1935гг. он читал в Ленинградском университете лекции по звездной динамике, которые способствовали более четкой формулировке ее основных положений и выработке русской терминологии в этой области. Об этом можно судить по вводу статьи Скабицкого [1] (основанному на лекциях Амбарцумяна), а также по обсуждавшейся с ним программной статье Огородникова [2]. По-видимому, предполагалась специальная монография. Кукаркин [3] ссылался на рукопись В.А.Амбарцумяна "Статистико-механические методы изучения звездных систем", к сожалению, оставшуюся неопубликованной.

В данной статье мы попытаемся сначала дать общий обзор исследований В.А.Амбарцумяна по кинематике и динамике звездных систем. Существенно, что эти работы имели космогоническую направленность, были связаны с дискуссиями 1930-х гг. между сторонниками "длинной" и "короткой" шкал галактической эволюции и способствовали окончательному принятию последней. В то же время результаты В.А.Амбарцумяна вследствие своей глубины имели не сиюминутное значение и оказали влияние на динамику звездных систем, заметное и сейчас. В следующих частях статьи более подробно рассматриваются две фундаментальные работы В.А.Амбарцумяна по статистической механике звездных систем, а именно, по теории распада (диссипации) звездных скоплений и по теории двойных систем в звездном

фоне. Кратко обсуждаются выполненные позднее исследования, в которых далее развивались теории В.А.Амбарцумяна.

2. *Общая характеристика звездно-динамических работ В.А.Амбарцумяна.* Принципиальное значение для кинематики и динамики Галактики имеет статья Амбарцумяна [4], в которой математически элегантно решается поставленная еще Эддингтоном [5] задача об определении функции распределения пространственных скоростей звезд по функции распределения их лучевых скоростей, полученной для разных участков неба. Эта публикация лежала в русле излюбленных В.А.Амбарцумяном работ по решению обратных задач. Вероятно, в результате он надеялся получить убедительные доказательства того, что распределение скоростей звезд в Галактике не следует общепринятому в то время закону Шварцшильда, из чего можно было бы сделать заключение об их молодости.

Если $f(v_r, l, b)$ - плотность распределения лучевых скоростей v_r в данном направлении (l, b - галактические долгота и широта), $\psi(u, v, w)$ - плотность распределения (остаточных) пространственных скоростей, то

$$f(v_r, l, b) = \int_{(\Sigma)} \psi(u, v, w) d^2 \sigma, \quad (1)$$

где u, v, w - прямоугольные компоненты скорости звезды относительно Солнца, а интегрирование ведется по плоскости Σ , пересекающей направление l, b перпендикулярно на расстоянии v_r от начала. Справедливо соотношение $v_r = \xi u + \eta v + \zeta w$, где ξ, η, ζ - направляющие косинусы, определяемые равенствами

$$\xi = \cos l \cos b, \quad \eta = \sin l \cos b, \quad \zeta = \sin b.$$

Принимая его во внимание, Амбарцумян [4] свел (1) к уравнению Абеля и нашел, что его решение записывается следующим образом:

$$\psi(u, v, w) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \frac{1}{c} \frac{d}{dc} \left[\int f(u\xi + v\xi + w\zeta + c, l, b) d^2 \omega \right] dc, \quad (2)$$

где $d^2 \omega$ - элементарный телесный угол. Предварительно В.А.Амбарцумян решил более простую двумерную задачу, когда рассматривались звезды, лежащие в экваториальной плоскости Галактики, так что вкладом вертикальной компоненты скорости w таких звезд в лучевую скорость v_r можно пренебречь. Агекян [6], исходя из уравнения (1), вывел соотношение между моментами распределения лучевых и пространственных скоростей.

Специалисты сразу же оценили работу [4], и У.Смарт включил ее изложение в свою монографию [7]. Однако характер наблюдательных данных того времени (недостаточность числа звезд и неравномерность распределения их на небе, приводящие к сильным флуктуациям в распределении лучевых скоростей) не позволял широко пользоваться этим методом. Практически единственным его приложением была статья самого Амбарцумяна [8], в

которой численно строились распределения скоростей звезд спектральных классов В0—В3, В5—В9 и F. Для В-звезд распределение оказалось приблизительно эллипсоидальным. В случае F-звезд обнаружилось некоторое расхождение с распределением, полученным непосредственно по звездам с известными пространственными скоростями. Вероятной причиной этого является наличие среди звезд класса F движущихся скоплений. Это делает неприменимым метод Амбарцумяна, поскольку последний основан на предположении о тождественности распределения скоростей звезд, наблюдаемых в различных направлениях. Было бы целесообразным исследовать этот вопрос с помощью компьютерных экспериментов. Впоследствии двумерную задачу подробно рассмотрел Наон [9]. Теория уравнения (1) обсуждалась также Туре [10].

В статье [11] обсуждалось применение метода Амбарцумяна к скоплениям галактик. Ссылаясь на свои численные эксперименты, авторы [11] заметили, что при числе объектов с известными лучевыми скоростями порядка 10^2 - 10^3 прямое применение формулы (2) едва ли возможно. Поэтому они делали дополнительные предположения о распределении скоростей галактик в скоплениях и в конечном счете ограничились случаем максвелловского распределения.

В 1949г. Огородников [12] рассмотрел тот частный случай, когда остаточные скорости распределены по произвольному эллипсоидальному (не обязательно шварцшильдовскому) закону, т.е. $\psi(u, v, w) = \psi(Q+q)$, где Q - знакоопределенная однородная квадратичная форма остаточных пространственных скоростей, а q - функция, зависящая только от координат. Пусть L_1, L_2, L_3 - направления главных осей эллипсоида остаточных скоростей, v_1, v_2, v_3 - остаточные скорости в направлениях главных осей. Тогда можно записать, что $Q = h^2 v_1^2 + k^2 v_2^2 + l^2 v_3^2$. Пусть $f_L(v_r)$ - функция распределения лучевых скоростей на определенном участке, в направлении L . Выбирая направления участка совпадающими с L_1, L_2, L_3 , можно получить, что

$$\begin{aligned} \psi(Q+q) &= -\frac{kl}{2\pi h} \frac{1}{Q} f'_{L_1} \left(\frac{\sqrt{Q}}{h} \right), \\ \psi(Q+q) &= -\frac{lh}{2\pi k} \frac{1}{Q} f'_{L_2} \left(\frac{\sqrt{Q}}{k} \right), \\ \psi(Q+q) &= -\frac{hk}{2\pi l} \frac{1}{Q} f'_{L_3} \left(\frac{\sqrt{Q}}{l} \right). \end{aligned} \tag{3}$$

Если распределение скоростей действительно эллипсоидально, то во всех случаях формулы (3) должны дать одинаковый результат. Несмотря на простоту формул (3), они, насколько известно автору, применялись только раз, в работе [13].

К статье [4] примыкает работа Соболева [14], в которой решалась задача

о нахождении распределения пространственных скоростей по собственным движениям. И в этом случае исходное интегральное уравнение преобразуется к уравнению Абеля. Данная проблема также была поставлена Эддингтоном [5,15], а еще раньше - Шарлье [16], которые рассмотрели только частные случаи. Приложений соотношений, найденных в [14], следует ожидать в ближайшем будущем в связи с резким увеличением числа звезд с надежно определенными собственными движениями и параллаксами.

Подчеркнем, что решение уравнения (1) имеет значение, выходящее далеко за пределы звездной кинематики, и относится к теории преобразования Радона. Напомним, что двумерное преобразование Радона состоит в сопоставлении функции $f(x, y)$, заданной на плоскости, функции $R(s, \alpha)$ на множестве всех прямых, задаваемой интегралами от исходной функции вдоль прямых. В этом случае

$$R(s, \alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s \cos \alpha - z \sin \alpha, s \sin \alpha + z \cos \alpha) dz.$$

Переход, согласно (1), от функции ψ к функции f является трехмерным преобразованием Радона. Такие преобразования встречаются в огромном числе задач естествознания и техники, в частности, в компьютерной томографии [17]. Специалисты отмечают, что если бы решение Амбарцумяна (2) стало известным в медицине, то методы компьютерной томографии могли войти в медицинскую практику еще в 1930-е или 1940-е гг.

Собственно к статистической механике звездных систем относятся фундаментальные статьи Амбарцумяна [18] и [19], а также [20] и приложение 1 к работе [21]. Обращение к тематике этих статей было связано с основным для В.А.Амбарцумяна интересом к проблеме происхождения небесных тел и стремлением построить по имеющимся данным наблюдений эволюционную картину, в которой (как он полагал) доминируют процессы расширения, распада и взрывы.

В 1930-е гг. господствовала "длинная" шкала галактической эволюции, наиболее авторитетным сторонником которой был Джинс [22-24]. Согласно Джинсу, все звезды Галактики образовались более или менее одновременно 10^{12} - 10^{13} лет назад. За это время звезды успели в достаточной степени провзаимодействовать, что привело к их равномерному распределению по кинетической энергии (т.е. $m_i \sigma_i^2 = \text{const}$, где m_i - масса звезды i -й группы, σ_i^2 - дисперсия скоростей в группе). В то время большинство исследователей считало, что равномерное распределение звезд по энергии подтверждается наблюдениями (см., например, таблицу на с. 162 в книге [23]). Вопросу о равномерном распределении энергии придавалось огромное значение в звездно-динамических дискуссиях того времени (например, [25]). Согласно Джинсу [26], "длинная" шкала подтверждалась статистическим анализом орбит в двойных системах, указывающим, как считал Джинс, на существование диссоциативного равно-

весьма - статистического равновесия между процессами образования и разрушения двойных звезд в галактическом поле. По Джинсу, за время жизни Галактики мимо Солнца успела пройти другая звезда, что привело к образованию Солнечной системы.

В середине 1930-х гг. стали появляться работы, фактически направленные против "длинной" шкалы (см. ретроспективный обзор Бока [27]). Так, Росселанд [28,29] рассмотрел рассеяние звезд скоплений на звездах галактического поля. Естественно считать, что скопление расплывется, когда дисперсии скоростей звезд скопления и поля сравняются. Росселанд оценил характерное время такого процесса, которое можно считать верхним пределом возраста скоплений. Оказалось, что для рассеянных звездных скоплений их возраст не превосходит 10^{10} лет [29]. Однако С.Росселанд не решился четко противопоставить этот вывод "длинной" шкале и обсуждал интерпретацию своих результатов, совместимую с последней. Заметим, что само существование так называемых движущихся скоплений является аргументом против "длинной" шкалы (о чем фактически писал Эддингтон [30] двадцатью годами ранее).

В 1934г. Бок [31] обратил внимание на значительную роль приливных сил в эволюции звездных скоплений. Он рассмотрел простую модель скопления, обращающегося в Галактике по круговой орбите. Двумя способами Бок оценил критическую плотность скопления, разделяющую системы, устойчивые по отношению к внешнему приливному воздействию Галактики, от неустойчивых, т.е. распадающихся (за время порядка 10^9 лет). Позднее критическую плотность однородного эллипсоидального скопления с изотропным распределением скоростей нашел Минер [32]. Следует заметить, что при математическом анализе своих упрощенных моделей Б.Бок сделал несколько ошибок, исправление которых, однако, не влияет на выводы качественного характера. Современному обсуждению "задачи Бока" посвящена работа [33]. Более тщательно аналогичную задачу исследовала Рейн [34], которая воздержалась от космогонических выводов. В обзоре [35] она указала на логические противоречия в эволюционной картине Джинса. Ряд авторов (например, [36,37]) указали, что кажущееся равномерное распределение звезд по кинетической энергии является следствием наблюдательной селекции.

Еще, редактируя русский перевод книги Росселанда [29], В.А.Амбарцумян заметил, что существует механизм разрушения плотных звездных скоплений, более эффективный, чем рассмотренный Росселандом, - это испарение или диссипация звезд вследствие их сближений друг с другом. Из-за отсутствия на границе звездных систем потенциального барьера некоторые из звезд приобретают в результате взаимодействия между собой скорости, превышающие параболическую, и улетают из системы. Сам этот механизм разрушения был известен Пуанкаре [38] и Эддингтону [39]. Но до Амбарцумяна [20] никто не пытался оценить характерное время такого разрушения. Амбарцумян

нашел, что при наблюдаемых плотностях скоплений время, требующееся для их распада, не превосходит 10^{10} лет. Тот факт, что многие наблюдаемые рассеянные скопления, по-видимому, не продвинулись далеко по пути разрушения, приводит к выводу, что их возраст, а следовательно, и возраст нынешнего состояния Галактики не превосходит 10^9 - 10^{10} лет. Последнее соответствует "короткой" шкале эволюции.

Рассмотрев близкое прохождение одиночной звезды около двойной, Амбарцумян [19] оценил время релаксации двойных систем в галактическом поле и нашел, что оно порядка 10^{10} лет. Таким же является и характерное время установления диссоциативного равновесия. В то же время, как показал Амбарцумян, данные наблюдений не указывают на наличие такого равновесия, а противоположный вывод Джинса [26] являлся следствием неправильной их трактовки. Таким образом, и здесь подтверждалась "короткая" шкала [20].

Со звездно-астрономическими исследованиями В.А.Амбарцумяна того времени были связаны выполнявшиеся под его руководством работа Габриелова [40] (одно из первых приложений теоремы вириала к конкретной системе - скоплению М 13) и статьи Орловой [41] и Скабицкого [42], в которых определялась потенциальная энергия рассеянных скоплений с целью выявить эволюционные эффекты, которые предсказывала теория Амбарцумяна [18]. Оказалось, что, вопреки теории, более бедные скопления обладают меньшими по абсолютной величине значениями потенциальной энергии. Амбарцумян [20] отсюда сделал вывод, что рассеянные скопления не продвинулись далеко по эволюционному пути, т.е. являются молодыми объектами.

По-видимому, в связи с последними работами Амбарцумян [43] вывел формулу для потенциальной энергии самогравитирующей сферической системы:

$$W = -G \int_{-\infty}^{+\infty} [j(x)]^2 dx, \quad (4)$$

где G - гравитационная постоянная, а $j(x) = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(s) s ds$ (здесь $\rho(s)$ - объемная плотность) так называемая линейная плотность. Функция $j(x)$ может быть получена из наблюдений по подсчетам звезд в узкой полосе на картинной плоскости, расположенной на расстоянии x от проекции центра скопления. Статья [43] осталась незамеченной, и в 1954г. формулу (4) независимо вывел Шварцшильд [44], которому она приписана даже в "Пулковском" Курсе астрофизики и звездной астрономии [6]. Из выкладок, приводящих к (4), сразу же следует формула Кинга [45] для гравитационного потенциала:

$$\Phi(r) = \frac{2G}{r} \int_0^r j(x) dx.$$

Отметим также выполненную под руководством В.А.Амбарцумяна

диссертацию И.Н.Скабицкого, составившую основу статьи [1]. В ней столкновительная эволюция звездных систем исследовалась с помощью кинетического уравнения, выведенного Ландау [46] для плазмы. Таким образом, эта работа представляла собой первое применение методов теории плазмы к гравитирующим системам. Следующая работа такого рода появилась только в 1962г. [47]. До того, в 1950-е гг., напротив, теория звездных сближений [48,49] оказала влияние на разработку кинетической теории столкновительной плазмы (например, [50]). Статью [1] учитывал Кузмин [51], когда выводил в общем виде кинетическое уравнение для столкновительных звездных систем, рассматривая звездные сближения как непрерывный случайный процесс. В процессе развития теории выяснилось, что уравнение Ландау в его первоначальной форме [46] является слишком сложным и неудобным для приложений как в теории плазмы, так и в звездной динамике. Наибольшее распространение получили кинетические уравнения с диффузионным столкновительным членом, типа полученных в [51,52]. Тем не менее, и сейчас некоторые авторы, исследуя столкновительную эволюцию гравитирующих систем, обращаются к уравнению Ландау, т.е. следуют В.А.Амбарцумяну и И.Н.Скабицкому (например, [53]).

3. *Испарение из звездных систем.* Подробнее остановимся на восходящей к статье Амбарцумяна [18] теории эволюции звездных систем вследствие диссипации. Причиной диссипации являются взаимодействия звезд при сближениях, когда энергия некоторых звезд становится больше, чем энергия отрыва. Поэтому еще до построения сколько-нибудь детальной теории можно ожидать, что характерное время такого процесса будет не меньше, чем время релаксации, т.е. время, за которое звездные взаимодействия окажутся заметными. Собственно, основная проблема состоит в том, чтобы оценить, какая доля членов системы испарится за время релаксации, и В.А.Амбарцумян первым решил ее.

Как известно (например, [54]), по классической теории Джинса-Чандра-секара время релаксации систем, состоящих из звезд одинаковой массы,

$$\tau_r = \frac{\sigma^3}{4\pi^2 G^2 m^2 n \Lambda} \quad (5)$$

Здесь G - гравитационная постоянная, σ - средняя скорость звезды относительно соседей, m - ее масса, n - среднее число звезд в единице объема, а $\Lambda \approx \ln N$ - так называемый ньютоновский логарифм, введением которого учитывается кумулятивный эффект далеких сближений (N - число звезд в системе). Вводя отношение $\gamma = V/\sigma$ [54] (V - средняя скорость центроида, т.е. для стационарных систем - скорость вращения) и используя теорему вириала, можно записать, что

$$\tau_r \approx \frac{1}{3\pi} \frac{1}{(1+\gamma^2)^{3/2}} \frac{N}{\ln N} \tau_s, \quad (6)$$

где

$$\tau_g = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad (7)$$

- так называемое время пересечения, характерное время действия регулярных (сглаженных) сил. Здесь R - характерный размер системы, M - ее масса.

Из (5) или (6) сразу же следует, что из реальных астрономических объектов релаксация и, следовательно, диссипация успели произойти только в рассеянных скоплениях и, быть может, в центре шаровых скоплений. Поэтому теорию диссипации нужно строить только для таких систем. Это обстоятельство можно считать счастливым для теории. Действительно, поскольку рассеянные скопления, как правило, содержат всего несколько сотен звезд, для них влиянием регулярных сил в первом приближении можно пренебречь. Между тем, неучет влияния сглаженного поля на процесс релаксации составляет основной недостаток теории Джинса-Чандрасекара, попытки устранить который предпринимались в ряде работ.

Для оценки доли звезд, покидающих систему за время релаксации, В.А.Амбарцумян рассуждал следующим образом. В результате звездных сближений за время релаксации распределение в системе приближается к максвелл-больцмановскому. Соответствующая функция распределения скоростей $f(v) \propto v^2 \exp(-v^2/2\sigma^2)$. Обозначим через v_p скорость отрыва. Тогда доля оторвавшихся звезд

$$\alpha = \int_{v_p}^{\infty} f(v) dv / \int_0^{\infty} f(v) dv, \quad (8)$$

откуда

$$\alpha = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_p}{\sqrt{2}\sigma} e^{-v_p^2/2\sigma^2} + \left[1 - \Phi\left(\frac{v_p}{\sigma}\right) \right], \quad (9)$$

где $\Phi(t)$ - интеграл вероятностей. Амбарцумян [18] заметил, что в среднем по системе (как следует из теоремы вириала) $v_p^2/2\sigma^2 = 6$, а тогда среднее значение доли оторвавшихся звезд $\bar{\alpha} \approx 0.0074$. Кинетика диссипации в первом приближении описывается уравнением

$$\frac{dN}{N} = -\bar{\alpha} \frac{dt}{\tau_r}, \quad (10)$$

откуда следует, что по порядку величины время распада системы равно $\tau_r/\bar{\alpha}$. Проведенные выше рассуждения предполагают, что улетающие звезды уносят положительную энергию. Явную оценку доли β энергии, уносимой за время τ_r , нашли только Кинг [55] и фон Хорнер [56] спустя двадцать лет. Оказалось, что $\beta \approx 0.0052$.

Независимо от В.А.Амбарцумяна аналогичные результаты получил Спидер [57]. Он подробно обсуждал различные выражения для времени релаксации,

пытался оценить изменения потенциальной энергии и др. Однако сейчас видно, что наибольшее значение в статье Спицера имели только рассуждения, повторяющие работу Амбарцумяна [18]. С.Чандрасекар в монографии [58], изложив результаты Амбарцумяна и Спицера, исследовал (в рамках их предположений) испарение из системы звезд различных масс, предполагая равномерное распределение звезд по кинетической энергии. Он нашел, что в скоплении остаются практически все звезды, более массивные, чем средние, и происходит более быстрая потеря звезд с массами около 0.4 средней массы.

Вообще говоря, величины, входящие в выражение (9) (в частности, скорость отрыва v_p), а также время релаксации (5) меняются внутри системы. Поэтому и скорость диссипации, и время распада формально являются функциями положения. Кинг [59] произвел соответствующие расчеты для сферической модели Шустера-Пламмера и нашел, что за счет неоднородности эффективная скорость диссипации увеличивается в 4 раза. Подобные вычисления оправданы в случае малости длины свободного пробега звезд по сравнению с размерами системы, когда релаксация происходит локально. Если же длина свободного пробега велика, то первоначальный расчет Амбарцумяна представляется более обоснованным.

Особым является случай сферических систем с сильно вытянутыми орбитами. В пределе можно рассматривать модель с чисто радиальными движениями [60]. В 1962г. Агемян и Петровская [61], качественно обсудив различные сценарии формирования сферических систем, заключили, что наиболее вероятными являются модели с радиально вытянутым распределением скоростей. В них большинство звезд, проходя вблизи центра, испытывает сильное воздействие со стороны соседей. Звезды могут приобрести при этом скорости, превосходящие параболическую. Соответствующие количественные оценки сделал Агемян [62,63]. Рассмотрев простейшую модель системы звезд с одинаковыми значениями энергии и движущихся по прямолинейным орбитам, он нашел, что время релаксации (5) резко уменьшается вблизи центра. В результате такая система теряет большую часть своих звезд.

Одним из обобщений работы [18] является сравнительно недавнее исследование Гурзаяна и Кочаряна [64], в котором исследовалась эволюция систем с массивным ядром в центре (черной дырой). Наряду с испарением звезд рассматривались приливной захват звезд черной дырой (точнее, разрушение звезд в полости Роша) и возможное пополнение системы звездами в результате их возвращения из полости Роша. Была качественно проанализирована система уравнений, которыми моделировались эти процессы. В статье [65] приведены результаты численного решения этих уравнений.

Крупный вклад в теорию эволюции звездных систем вследствие диссипации внесли Гуревич и Левин [66]. Они сделали следующие предположения: 1) справедливо уравнение (10) с $\bar{\alpha} = \text{const}$; 2) в каждый момент времени

выполняется теорема вириала; 3) сохраняется полная энергия системы, т.е. из системы испаряются только звезды с нулевой энергией. Предположение 2) строго говоря, не выполняется: система теряет массу и сжимается, следовательно, уменьшается ее момент инерции, его вторая производная по времени не нуль, а этого достаточно, чтобы нарушалась теорема вириала. Можно заключить, однако, что если число членов системы $N \gg 1$, то нарушения теоремы вириала малы. Предположение 3) находится в формальном противоречии со схемой В.А.Амбарцумяна, хотя и кажется разумным и было, в основном, подтверждено последующими численными экспериментами. Действительно, изменение скорости звезды происходит, главным образом, в результате постоянно происходящих далеких слабых сближений, так что энергия звезды является непрерывной случайной функцией времени. Когда энергия становится нулевой, звезда улетает. Как известно, из теоремы вириала $2T + W = 0$ и сохранения энергии $T + W = \text{const}$ следует, что сохраняются по отдельности как кинетическая энергия T , так и потенциальная энергия W . Если $T = M \sigma^2 / 2 = \text{const}$, то при уменьшении массы дисперсия скоростей σ^2 возрастает, система "разогревается". Из сохранения $W = -GM^2/R$ следует, что оставшаяся часть системы сжимается. Тогда из (5) и (10) удастся получить явные выражения для зависимости от времени массы, дисперсии скоростей, времени релаксации и других параметров системы. Оказывается, что формальное время полного распада системы $\Delta t = (2/7)(\tau_{r,0}/\alpha)$, где $\tau_{r,0}$ - начальное время релаксации.

Впоследствии Кинг [55], а также фон Хорнер [56] нашли, что предположение 3) является излишним, достаточно знать долю положительной энергии, уносимой за время релаксации. Выражения для изменения со временем параметров оказываются при этом более сложными. Эволюция происходит быстрее, чем по теории Гуревича-Левина. Фон Хорнер рассмотрел также эволюцию скопления, имеющего резкую границу вследствие приливного воздействия Галактики. По этой причине скорость вылета из скопления будет меньше параболической скорости, что приводит к изменению количественных оценок. Со своей стороны, Кинг [67] вычислил поправку за звезды, которые приобретают скорости, большие, чем параболическая, и не успевают покинуть скопление вследствие сближения с другими звездами. Как и следовало ожидать, этот эффект оказался совершенно незначительным. В других статьях Кинг [55,68] рассмотрел сжатие системы, происходящее вследствие диссипации, и баланс между сжатием и расширением в результате приливного воздействия со стороны газовых облаков [69].

Агекян [70] обобщил теорию Амбарцумяна и Гуревича-Левина на вращающиеся звездные системы. Существенно новым фактором в этом случае является потеря системой момента импульса. Звезды, у которых азимутальная остаточная скорость направлена в ту же сторону, что и скорость вращения системы, испарятся скорее, чем звезды, обращающиеся в противоположную сторону.

Поэтому средний удельный момент импульса, теряемый системой, превосходит средний удельный момент импульса оставшихся звезд. Сохранив предположения Амбарцумяна [18] и Гуревича и Левина [66], Агекян [70] сумел исследовать изменение формы системы. Оказалось, что существуют две эволюционные последовательности, плоская и сферическая. Системы, относящиеся к плоской последовательности, становятся дискообразными, а для систем сферической последовательности сжатие уменьшается. Критическое значение сжатия, разделяющего последовательности, равно 0.7. Исида и Аоки [71] обобщили теорию Агекяна, отказавшись от условия сохранения энергии системы. Различные уточнения теории обсуждали Генкин [72] и Астафьев [73]. Вопрос об астрономических приложениях данной теории остается неясным. По-видимому, к галактикам она неприменима, поскольку для последних время релаксации слишком велико. Авторы [71] считали возможным исследовать на ее основе эволюцию протогалактики, состоящей из неупруго сталкивающихся друг с другом газовых облаков. Лайтман и Шапиро [74] полагали, что таким образом объясняется почти сферическая форма шаровых скоплений.

В дальнейшее развитие теории диссипации звездных систем наиболее существенный вклад внесли Спицер с соавторами [75,76] и Энон [77,78]. Эти авторы решали различными численными методами столкновительное кинетическое уравнение. При исследовании эволюции систем, состоящих из звезд различных масс, выяснилось, что упоминавшийся выше результат Чандрасекара [58] следует пересмотреть: скорость диссипации возрастает с уменьшением массы, как это и предполагал В.А.Амбарцумян. Не останавливаясь на деталях этих работ (которые изложены в монографии Спицера [79]), обратим внимание на принципиальный результат [77, 78], получивший название "парадокс Энона" [80]. В результате сближений у части звезд энергия увеличивается, и они переходят на орбиты, лежащие, в основном, в более периферийных областях звездных систем. Но звездная плотность там мала, сближения происходят редко, и испарение прекращается. Решение парадокса лежит в отказе от схемы непрерывного случайного процесса при рассмотрении звездных сближений. В результате значительно более редких тесных сближений звезда может сразу приобрести скорость, большую, чем скорость отрыва, и улететь из системы. Поэтому для правильного описания диссипации звездных систем следует использовать схему чисто разрывного случайного процесса, на чем настаивал Агекян [6]. В рамках этой схемы и предполагая изотропию распределения остаточных скоростей, он нашел [81] вероятность звездного сближения с заданным изменением модуля скорости звезды - важнейшую функцию теории, а также определил темп диссипации звезд разных масс [82]. В дальнейшем теорию разрабатывали ученицы Агекяна И.В.Петровская и В.С.Калиберда (например, [83-85]), а также другие авторы (см. [86]). В результате численно для звезд разных масс определялись

скорости потери массы и энергии. Заметим, что оценки этих величин разными авторами отличаются иногда на порядки.

Таким образом, за 70 лет исследования испарительной эволюции звездных систем далеко ушли от первоначальной работы В.А.Амбарцумяна. Конечно, статья Амбарцумяна и ее непосредственные продолжения базировались на грубых, недостаточно обоснованных предположениях. Но более общая аналитическая теория не построена до сих пор.

4. *Динамика двойных систем в звездном поле.* Легко представить, что в системе N гравитирующих точечных масс (звезд) возможны как образование устойчивых пар, а также систем более высокой кратности, так и их разрушение. При построении статистической механики гравитирующих систем необходимо учитывать эти процессы. Первую статистическую теорию двойных систем в звездном поле построил Амбарцумян [19].

Необходимость анализа эволюции двойных звезд во внешнем поле, по-видимому, впервые была осознана Джинсом [22], хотя в вопросе о происхождении двойных звезд он не мог отказаться [22,23] от гипотезы Дарвина деления грушевидного тела. Но независимо от этого надо было установить, могут ли образоваться двойные звезды при тройных сближениях, когда двойные устойчивы относительно внешних воздействий и т.д. В 1930-е гг. появились первые работы, в которых эти вопросы исследовались методами небесной механики, с использованием аппарата теории возмущений, а также статистических соображений [87,88]. В частности, в обстоятельном исследовании Лосевой [88] было показано, что далекие прохождения третьей звезды не приводят к существенным изменениям элементов орбиты двойной. Неизвестно, знал ли В.А.Амбарцумян об этой работе (его предварительная заметка [89] была опубликована раньше), или же руководствовался физической интуицией, но в [19] он (ссылаясь на аналогию с атомной физикой) ограничился наиболее важным противоположным случаем близкого прохождения.

В начале статьи [19] вводится фазовая плотность пары как функция относительных фазовых координат одной из звезд (спутника). В случае равновесия справедлива теорема Джинса (например, [48,54,86]), в соответствии с которой фазовая плотность будет функцией интегралов движения спутника. По аналогии со статистической механикой молекулярных систем можно считать, что при статистическом равновесии логарифм фазовой плотности будет линейно зависеть от энергии спутника. Амбарцумян [19] рассмотрел произвольную зависимость от энергии и доказал, что тогда распределение по эксцентриситетам относительного эллипса будет линейно возрастающей функцией. Таким образом, если наблюдения дают линейное распределение эксцентриситетов орбит двойных звезд, то делать отсюда вывод о статистическом равновесии в исследуемой совокупности нельзя. В.А.Амбарцумян показал также, что для каждого интервала значений большой полуоси

среднее значение эксцентриситета равно $2/3$ и не зависит от величины полуоси (т.е. энергии спутника). По наблюдательным данным, которыми располагал Амбарцумян [19], получалось, что среднее значение эксцентриситета зависит от энергии. Отсюда следовало, что фазовая плотность двойных звезд в Галактике является анизотропной. Кроме того, было выведено интегральное уравнение (типа обобщенного уравнения Абея), позволяющее найти изотропную фазовую плотность по синтетическому распределению плотности в обычном пространстве (т.е. пространственному распределению спутников, когда главные звезды совмещены в одной точке). В то время в динамике сферических звездных систем не были известны равновесные модели с несферическим распределением скоростей (единственным исключением в этом отношении была работа [60]). После того, как в 1950-е гг. такие модели появились, естественным было бы строить аналогичные модели двойных систем. Очевидно, что для них можно вывести более общие интегральные уравнения, из которых по статистическим характеристикам, полученным из наблюдений, можно было бы определять фазовую плотность. К сожалению, насколько известно автору, подобная задача еще никем не рассматривалась.

Далее Амбарцумян [19] оценил время релаксации системы двойных звезд в галактическом поле, т.е. время, за которое ожидаемое изменение энергии спутника в результате прохождения мимо пары третьей звезды сравняется с ее первоначальным значением. Поскольку рассматривались только близкие прохождения, время пролета третьей звезды является малым по сравнению с периодом орбитального движения спутника. Поэтому при оценке времени релаксации τ спутник можно считать неподвижным. Таким образом, здесь В.А.Амбарцумян, по-видимому, первым использовал приближение, получившее название импульсного. В дальнейшем импульсное приближение многократно использовалось в различных задачах звездной динамики (например, [69,79,80]). По Амбарцумяну, если массы проходящей звезды и спутника одинаковы, то

$$\tau = \frac{\bar{v}}{4\pi Gman \log \left(1 + \frac{a^2 \bar{v}^4}{4G^2 m^2} \right)}$$

Здесь \bar{v} - средняя скорость пролетающих звезд, n - число звезд в единице объема, a - большая полуось орбиты спутника. Оказалось, что в Галактике τ порядка 10^{10} лет. Поскольку анализ распределения плотности и эксцентриситетов двойных звезд показал, что для них статистическое равновесие еще не наступило, то отсюда следовал вывод, что возраст пар не более 10^{10} лет. В конце статьи [19] кратко обсуждается вопрос о диссоциативном равновесии двойных звезд. Более подробный анализ проводился Амбарцумяном в [21]. Был сделан вывод, что наблюдаемое число двойных звезд в Галактике

по отношению к одиночным звездам в 10^6 - 10^8 раз превосходит число, ожидаемое при диссоциативном равновесии.

Статья Чандрасекара [90] фактически является дополнением к работе Амбарцумяна [19]. Высоко оценив [19], он заметил, что ее результаты не стали в должной мере известными. Для исследования той же задачи С.Чандрасекар применил разработанную им перед этим теорию случайных сил в гравитирующих средах. С целью упрощения формул он предположил, что размеры пары малы по сравнению со средним расстоянием между звездами. Было найдено среднее время разрушения пары, которое также оказалось порядка 10^{10} лет. Нельзя согласиться с утверждением Кинга [86,91] об ошибочности этой работы С.Чандрасекара, верно лишь, что случай, рассмотренный В.А.Амбарцумяном, является более важным. Основываясь на результатах как Амбарцумяна [19], так и Чандрасекара [90], Каплан [92] исследовал влияние звездных сближений на корреляцию "эксцентриситет - большая полуось" и нашел, что среднее увеличение большой полуоси сопровождается соответствующим уменьшением эксцентриситета. Для среднего времени разрушения широкой пары с эллиптической относительной орбитой он получил практически такое же выражение, что и Чандрасекар [90].

Важный результат установили в 1950г. Гуревич и Левин [93]. Они нашли, что двойные системы в звездном поле могут быть "прочными" или "непрочными". "Прочные" двойные в результате внешних воздействий будут в среднем становиться все более тесными, а "непрочные" будут в среднем распыляться. Принадлежность к тому или иному типу определяется значением параметра

$$\lambda = \frac{Gm_1m_2}{2a} / m_a \sigma_a^2.$$

Здесь m_1, m_2 - массы звезд пары, a - большая полуось орбиты, m_a, σ_a^2 - масса и дисперсия скоростей звезд фона. Для "прочных" пар $\lambda > 1$.

Фундаментальное исследование кинетики двойных звезд выполнил Хегги [94]. В частности, он тщательно исследовал, когда и почему пары расплываются (Хегги назвал их "soft binaries"), а когда становятся гравитационно более связанными ("hard binaries" по Хегги), определил вероятность разрушения пары при одном сближении, оценил скорости "упрочнения" и расплывания пары. Формулы, выведенные Д.Хегги, оказались в замечательном согласии с последующими численными экспериментами. Основные результаты Хегги приведены в [80].

Существование "прочных" пар имеет принципиальное значение для статистической механики гравитирующих систем. Хотя при взаимодействии третьей звезды с парой суммарная энергия трех тел сохраняется, часть ее переходит в энергию орбитального движения пары. Поэтому сближение звезды с "прочной" парой можно рассматривать как неупругое столкновение

в отличие от парных сближений. Эволюция системы в результате таких взаимодействий ускоряется, что подтверждают многочисленные компьютерные эксперименты.

В большом числе работ кинетика тройных систем исследовалась численно методом статистических испытаний. Укажем на обзор ранних исследований [95]. Наиболее важные последующие результаты изложены в [80].

Таким образом, из сравнительно небольшой статьи Амбарцумяна [19] вырос обширный раздел современной динамики звездных систем.

Автор признателен В.В.Иванову за ряд замечаний и предложений. Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президента РФ по поддержке ведущих научных школ России (грант НШ-1323.2008.2), а также РФФИ (грант 08-02-00361).

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: leo@dyna.astro.spbu.ru

STATISTICAL MECHANICS OF STELLAR SYSTEMS: FROM AMBARTSUMIAN AND LATER

L.P.OSSIPKOV

Ambartsumian's works on kinematics and dynamics of stellar systems are briefly analyzed. Their significance for cosmogonic discussions of 1930s is emphasized: the victory of the "short scale" of galactic evolution is due to Ambartsumian's results. The theory of disruption of stellar systems due to star evaporation (founded by Ambartsumian) is reviewed. Ambartsumian's theory of equilibrium and evolution of binaries in galactic field and its further development are briefly outlined.

Key words: *celestial mechanics and stellar dynamics - star clusters:evolution-
binaries:evolution*



ЛИТЕРАТУРА

1. *И.Н.Скабицкий*, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №136, 10, 1950.
2. *К.Ф.Огородников*, Вестн. Ленинградск. ун-та, №1, 5, 1947.
3. *Б.В.Кукáркин*, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, М.-Л., 1949.
4. *V.A.Ambarzumian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 96, 172, 1936.
5. *A.S.Eddington*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 72, 368, 1915.
6. *Т.А.Азекян и др.*, Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II, Физматгиз, М., 1962.
7. *W.M.Smart*, Stellar Dynamics, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1938.
8. *В.А.Амбарцумян*, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №12, 21, 1937.
9. *F.Nahon*, С. г. Acad. sci., 244, 2688, 1957.
10. *S.Touré*, С. г. Acad. sci., 260, 6529, 1965.
11. *V.G.Gurzadyan, S.Rauzy*, Astrophysics, 40, 308, 1997.
12. *К.Ф.Огородников*, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №116, 80, 1949.
13. *К.Ф.Огородников, А.Н.Дейч, Т.А.Азекян*, Научн. бюл. Ленинградск. ун-та, №27, 3, 1951.
14. *В.В.Соболев*, Астрон. ж., 15, 442, 1938.
15. *A.S.Eddington*, Stellar Movements and the Structure of the Universe, Macmillan and Co., London, 1914.
16. *C.V.L.Charlier*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 73, 486, 1912.
17. *A.M.Cormack, B.J.Dogla*, Phys., Med., Biol., 22, 999, 1977.
18. *В.А.Амбарцумян*, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №22, 19, 1938.
19. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., 14, 207, 1937.
20. *В.А.Амбарцумян*, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №17, 96, 1937.
21. *В.А.Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1947.
22. *J.H.Jeans*, Astronomy and Cosmogony, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1929.
23. *Дж.Джинс*, Вселенная вокруг нас, Гостехиздат, М.-Л., 1932.
24. *Дж.Джинс, А.Эддингтон, Э.Милл*, Мироведение, 24, 295, 1935.
25. *C.V.L.Charlier*, Pop. Astron., 27, 306, 1919.
26. *J.H.Jeans*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 85, 6, 1927.
27. *B.Bok*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 106, 67, 1946.
28. *S.Rosseland*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 88, 208, 1928.
29. *С.Росселанд*, Астрофизика на основе теории атома, ОНТИ, М.-Л., 1936.
30. *A.S.Eddington*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 74, 5, 1913.
31. *B.Bok*, Harvard Observ. Circ., No384, 1, 1934.
32. *H.Mineur*, Ann. d'Astrophys., 2, 1, 1939.
33. *Л.П.Осипков*, Вестн. С.-Петербургск. ун-та. Сер. 10, Вып. 3, 62, 2007.
34. *Н.Ф.Рейн*, Астрон. ж., 13, 414, 1936.
35. *Н.Ф.Рейн*, Тр. ГАИШ, 7, вып. 2, 5, 1936.
36. *B.Bok*, Observatory, 49, 76, 1935.

37. В.А.Амбарцумян и др., Курс астрофизики и звездной астрономии, часть II, ОНТИ, Л.—М., 1936.
38. H.Poincaré, Bull. Soc. Astron. France, 20, 153, 1906.
39. A.S.Eddington, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 76, 572, 1916.
40. А.А.Габриелов, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №6, 66, 1936.
41. О.Н.Орлова, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №22, 23, 1938.
42. И.Н.Скабицкий, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №82, 201, 1941.
43. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, 24, 875, 1939.
44. M.Schwarzschild, Astron. J., 59, 273, 1954.
45. I.R.King, Astrophys. J., 142, 387, 1965.
46. Л.Д.Ландау, Ж. эксперим. и теор. физ., 7, 203, 1937.
47. D.Lynden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 124, 279, 1962.
48. С.Чандрасекар, Стохастические проблемы в физике и астрономии, М., ИЛ, 1949.
49. S.Chandrasekhar, Rev. Modern Phys., 21, 383, 1949.
50. R.S.Cohen, L.Spitzer, P.Routly, Phys. Rev., 80, 230, 1950.
51. Г.Г.Кузмин, Публ. Тартуск. обсерв., 33, 75, 1957.
52. M.N.Rosenbluth, W.M.MacDonald, D.L.Judd, Phys. Rev., 107, 1, 1957.
53. E.Griv, in Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems (ASP Conf. Ser., Vol. 316), ASP, San Francisco, p.352, 2004.
54. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
55. I.King, Astron. J., 63, 114, 1958.
56. S. von Hoerner, Z. Astrophys., 44, 221, 1958.
57. L.Spitzer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 100, 396, 1940.
58. С.Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948.
59. I.King, Astron. J., 63, 109, 1958.
60. В.В.Степанов, Астрон. ж., 5, 132, 1928.
61. Т.А.Агемян, И.В.Петровская, Учен. зап. Ленинградск. ун-та, №307, 167, 1962.
62. Т.А.Агемян, Вестн. Ленинградск. ун-та, №1, 152, 1962.
63. Т.А.Agekian, in Stellar Dynamics: from Classic to Modern, Sobolev Astron. Inst., SPb., p.440, 2001.
64. В.Г.Гурзадян, А.А.Кочарян, ДАН СССР, 287, 60, 1986.
65. Н.М.Бекбасаров, Тр. АФИ АН КазССР, 50, 20, 1992.
66. Л.Э.Гуревич, Б.Ю.Левин, ДАН СССР, 70, 781, 1950.
67. I.King, Astron. J., 64, 351, 1959.
68. I.King, Astron. J., 63, 465, 1958.
69. L.Spitzer, Astrophys. J., 127, 17, 1958.
70. Т.А.Агемян, Астрон. ж., 35, 26, 1958.
71. K.Ishida, S.Aoki, Publ. Astron. Soc. Japan, 15, 316, 1963.
72. И.Л.Генкин, Тр. АФИ АН КазССР, 12, 34, 1969.
73. Е.Р.Астафьев, в сб.: Динамика и эволюция звездных систем (сер. "Проблемы исследования Вселенной", Вып. 4), Изд. ВАГО, ГАО АН СССР, М.—Л., с.279, 1975.
74. A.P.Lightman, S.L.Shapiro, Rev. Modern Phys., 50, 437, 1978.

75. *L.Spitzer, R.Härm*, *Astrophys. J.*, 127, 544, 1955.
76. *L.Spitzer, M.H.Hart*, *Astrophys. J.*, 166, 483, 1971.
77. *M.Hénon*, *Ann. d'Astrophys.*, 23, 668, 1960.
78. *M.Hénon*, *Astron. Astrophys.*, 2, 151, 1969.
79. *Л.Спитцер*, *Динамическая эволюция шаровых скоплений*, Мир, М., 1990.
80. *J.Binney, S.Tremaine*, *Galactic Dynamics*, Princeton Univ. Press, Princeton, 1987.
81. *Т.А.Агекян*, *Астрон. ж.*, 36, 41, 1959.
82. *Т.А.Агекян*, *Астрон. ж.*, 36, 283, 1959.
83. *В.С.Калиберда*, *Вестн. Ленинградск. ун-та*, №1, 128, 1964.
84. *В.С.Калиберда, И.В.Петровская*, *Астрофизика*, 6, 135, 1970.
85. *И.В.Петровская*, *Астрон. ж.*, 48, 308, 1971.
86. *А.Кинг*, *Введение в классическую звездную динамику*, Редакционный УРСС, М., 2002.
87. *M.H.H.Walters*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 92, 786, 1932.
88. *В.М.Лосева*, *Тр. ГАИШ*, 7, вып. 2, 71, 1936.
89. *V.Ambarzumian*, *Nature*, No 3465, 537, 1936.
90. *S.Chandrasekhar*, *Astrophys. J.*, 99, 54, 1944.
91. *I.R.King*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 3, 167, 1977.
92. *С.А.Каплан*, *Вопросы космогонии*, 2, 269, 1954.
93. *Л.Э.Гуревич, Б.Ю.Левин*, *Астрон. ж.*, 27, 273, 1950.
94. *D.C.Heggie*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 173, 729, 1975.
95. *Ж.П.Аносова*, в сб.: *Звездная астрономия (Итоги науки и техники, Сер. Астрономия, т. 26)*, ВИНТИ, М., 1985.

РОЛЬ ФОРМЫ ПЕРЕГИБА УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ДЛЯ УСТОЙЧИВОСТИ ГАЗОПЫЛЕВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПЛОСКИХ ГАЛАКТИК

В.А.АНТОНОВ, А.С.БАРАНОВ

Поступила 18 мая 2008

Принята к печати 20 августа 2008

Теоретически рассмотрен вопрос об устойчивости вращающегося газопылевого гравитирующего диска в зоне возможного перегиба угловой скорости. Получены границы устойчивости для достаточно разнообразных кривых для частной модели пылевой среды без давления, но с учетом общего гравитационного поля галактики. Обсуждено применение к реальным галактикам.

Ключевые слова: *плоские галактики; угловая скорость; перегиб; устойчивость; газопылевая среда*

1. *Введение.* В [1] нами была рассмотрена в частном случае достаточно холодной среды "слабая" неустойчивость, возникающая в зоне перегиба угловой скорости с инкрементом порядка $\sim k v_0$, где k - волновое число, соответствующее трансверсальному направлению, а v_0 - характерное изменение скорости вращения в данной узкой зоне. Указанный инкремент и сам критерий неустойчивости не выражаются достаточно простым образом через глобальные характеристики - для скольконибудь подробного исследования необходимо знать ход линейной скорости $v_\theta = \varphi(y)$, отсчитываемой по отношению к населению середины рассматриваемой зоны (x, y - как и в [1], локальные координаты, направленные соответственно по трансверсали и по радиусу). В [1] вводилась еще частота колебаний $\omega = k v$ и вспомогательный параметр

$$q = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 - \pi G \rho}, \quad (1)$$

где Ω_0 - угловая скорость вращения среды в данной зоне, а ρ - плотность среды (в пределах данной зоны полагаем плотность постоянной). Мы учитываем самогравитацию среды, но пренебрегаем эффектами давления, т.е. газопылевая среда считается достаточно холодной. Кроме того, систему считаем достаточно протяженной по третьей, вертикальной координате z , так что потенциал рассматривается в рамках цилиндрической геометрии. В предположении узости зоны перегиба кривой вращения в сравнении с радиусом галактики в [1] получено локальное линеаризованное уравнение

развития возмущений

$$\eta''(y) + (q-1) \frac{\varphi''(y)}{\varphi(y)-v} \eta(y) = 0 \quad (2)$$

для возмущения гравитационного потенциала при надлежащем начале отсчета последнего. Граничным условием является стремление $\eta(y)$ к какому-либо постоянному на обоих концах $y \rightarrow \pm\infty$. Неустойчивость появляется, когда уравнение (2) с указанными граничными условиями допускает решение с комплексным v .

Практический интерес представляет только случай $q > 1$, так как иначе развивается быстрая джинсовская неустойчивость. В [1] указан как пограничный для неустойчивости класс возможных кривых $\varphi(y)$ именно:

$$\varphi = \begin{cases} \sqrt{h^2 + y^2} \sin\left(s \arctg \frac{y}{h}\right) & (q > 4), \quad s = \sqrt{\frac{q-4}{q-1}} \\ \sqrt{h^2 + y^2} \arctg \frac{y}{h} & (q = 4) \\ \sqrt{h^2 + y^2} \operatorname{sh}\left(\sigma \arctg \frac{y}{h}\right) & (1 < q < 4), \quad \sigma = \sqrt{\frac{4-q}{q-1}} \end{cases} \quad (3)$$

при произвольной характерной ширине зоны h . На рис.1 изображена кривая $\varphi(y)$, согласно (3), при $q = 1.3$ (горизонтальный и вертикальный масштаб при этом не играют никакой роли, существенна только форма кривой). При больших значениях q кривые $\varphi(y)$ имеют более плавный ход.

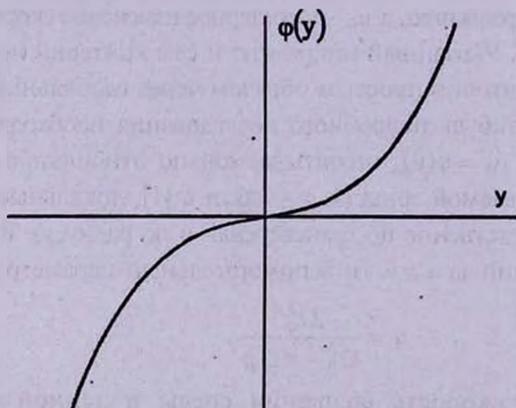


Рис.1. Пример кривой линейной скорости с перегибом, заданный в (3).

Граничный характер этих кривых означает, что неустойчивость начинается, как только значение q , при сохранении прежней функции $\varphi(y)$, несколько увеличивается в сравнении со значением q , соответствующим примечаниям к (3). Из определения (1) ясно, что увеличение q эквивалентно увеличению ρ при $\Omega_0 = \text{const}$.

Другим примером, рассмотренным в [1], была функция

$$\varphi(y) = y(y^2 + h^2), \quad (4)$$

ее график приведен на рис.2.

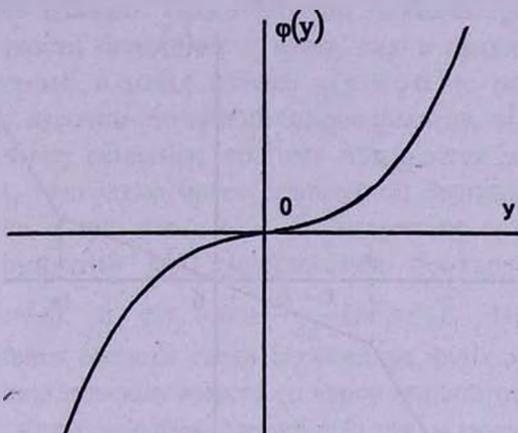


Рис.2. Другой сходный пример кривой линейной скорости, заданный в (4).

В этом случае критическое значение было

$$q = \frac{25}{24}. \quad (5)$$

2. Анализ задачи при резких изломах кривой вращения.

Предыдущие примеры относились все же к достаточно гладким кривым $\varphi(y)$. Однако немалый интерес в физических задачах и в астрономии представляют модели с существенно негладким полем в исходном состоянии. В теории плазмы анализ устойчивости таких резко неоднородных структур представлен в [2]. В звездной динамике известным простым примером является линдбладовская неустойчивость круговых орбит за резким краем галактики [3]. Более изощренный вариант такой кривой неустойчивости можно усмотреть в [4]. Аналогичное исследование гидродинамической самогравитирующей модели (в цилиндрическом приближении) с резкой границей имеется в [5] и ряде последующих работ.

В нашей задаче простейшим примером может служить симметричная ломаная линия, состоящая из трех прямолинейных участков.

Как видно из рис.3, мы приписываем кривой вращения постоянный наклон α в пределах среднего интервала $(-a, a)$ и другой постоянный наклон β в оставшихся полубесконечных интервалах. Таким образом,

$$\varphi(y) = \begin{cases} \alpha y & (|y| < a) \\ \alpha a + \beta(y-a) & (y > a) \\ -\alpha a + \beta(y+a) & (y < -a). \end{cases} \quad (6)$$

В отличие от предыдущих примеров, где неустойчивость начиналась как аperiодическая (с чисто мнимым ν), задание кривой (6) такому механизму возникновения неустойчивости противоречит. Действительно, на прямолинейном участке кривой $\varphi(y)$ имеем $\varphi'(y) = 0$ и, согласно (2), $\eta(y)$ оказывается

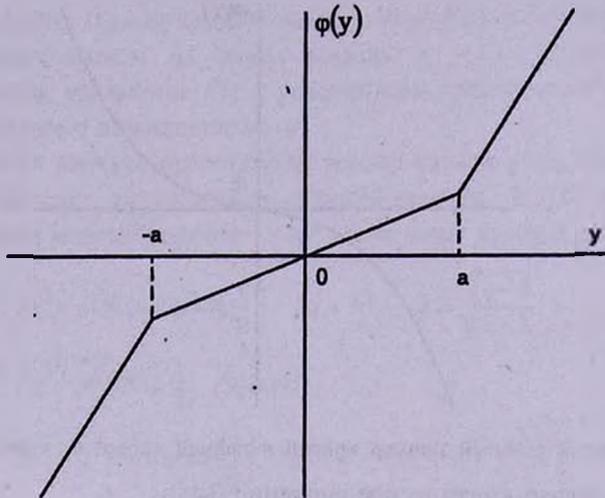


Рис.3. Задание линейной скорости при помощи ломаной.

линейной функцией. В частности, на каждом из внешних участков, в силу граничного условия, $\eta(y) = \text{const}$. Вблизи самих точек $y = \pm a$ можем использовать функцию Дирака $\varphi'(y) = (\beta - \alpha)\delta(y - a)$, если $y \approx a$ или $\varphi'(y) = (\alpha - \beta)\delta(y + a)$, если $y \approx -a$. Тогда, подставив в (2) предполагаемое решение в виде

$$\eta(y) = \begin{cases} my + n & (|y| < a) \\ ma + n & (y > a) \\ -ma + n & (y < -a) \end{cases}$$

с постоянными m, n , получаем

$$\begin{aligned} -m\delta(y-a) + (q-1)\frac{(\beta-\alpha)\delta(y-a)}{\alpha a - \nu}(ma+n) &= 0 \quad (y \approx a) \\ m\delta(y+a) + (q-1)\frac{(\alpha-\beta)\delta(y+a)}{-\alpha a - \nu}(-ma+n) &= 0 \quad (y \approx -a). \end{aligned}$$

После естественных сокращений остается система двух линейных однородных уравнений для m и n , а приравнивание нулю ее определителя дает $(q-1)(\alpha-\beta)a[(q-1)\beta - q\alpha] = 0$, но это равенство при заданных параметрах a, α, β, q не удовлетворяется ни при каких значениях ν . Более тщательный анализ с превращением уравнения (2) в интегральное и применением, согласно Ландау, преобразования Лапласа по времени, приводит к тому же

выводу: нарастающих функций $\eta(y)$ не существует. Однако этот вывод при любом подходе имеет силу с важной оговоркой: знаменатель $\varphi(y) - v$ не приближается к нулю в особых точках.

3. *Сглаживание излома.* Таким образом, остается принять, что v на границе устойчивости близко не к нулю, как в предшествовавших примерах, а к значению в точке излома $\varphi(y) = \alpha a$ (с малой мнимой добавкой). В рамках кусочно-линейной аппроксимации $\varphi(y)$ не удастся добиться однозначности решения; поэтому приходится заменять $\varphi(y)$ более реалистичной, несколько более сглаженной функцией. Именно, выбираем расстояние ϵ так, что $\epsilon \ll a$. В интервалах $a - \epsilon < y < a + \epsilon$ и $-a - \epsilon < y < -a + \epsilon$ функция $\varphi(y)$ заменяется соответственно на $\varphi(y) = \alpha y + \frac{\beta - \alpha}{4\epsilon} (y - a + \epsilon)^2$ и $\varphi(y) = \alpha y - \frac{\beta - \alpha}{4\epsilon} (y + a - \epsilon)^2$. При прежних значениях в оставшейся области такая сглаженная функция, как легко проверить, непрерывна повсюду вместе со своей первой производной.

Из уравнения (2) в данном случае следует, что $\eta(y)$ - линейная функция как в среднем интервале $(-a + \epsilon, a - \epsilon)$ так и крайних $|y| > a + \epsilon$, причем в последних $\eta(y)$ просто постоянна. В интервале же сглаживания $(a - \epsilon, a + \epsilon)$ получается уравнение

$$\left[\alpha y + \frac{\beta - \alpha}{4\epsilon} (y - a + \epsilon)^2 - v \right] \eta''(y) + (q - 1) \frac{\beta - \alpha}{2\epsilon} \eta(y) = 0. \quad (7)$$

При подстановке, согласно вышесказанному, $v = \alpha a + \epsilon \mu$, где μ - некоторый новый параметр, и замене аргумента $y = a + \epsilon \left(u - \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} \right)$ получаем из (7):

$$\left[u^2 - \frac{4\mu}{\beta - \alpha} - \frac{4\beta\alpha}{(\beta - \alpha)^2} \right] \frac{d^2 \eta}{du^2} + 2(q - 1)\eta = 0 \quad (8)$$

в интервале

$$\frac{2\alpha}{\beta - \alpha} < u < \frac{2\beta}{\beta - \alpha}.$$

Введем еще обозначение

$$u_0^2 = \frac{4\mu}{\beta - \alpha} - \frac{4\alpha\beta}{(\beta - \alpha)^2}$$

и положим $u = u_0 w$. Тогда уравнение (8) приобретает более простую форму

$$(w^2 - 1) \frac{d^2 \eta}{dw^2} + 2(q - 1)\eta = 0 \quad (9)$$

и остается сделать подстановку $\chi = d\eta/dw$, чтобы привести (9) к стандартному виду Лежандра

$$\frac{d}{dw} \left[(1 - w^2) \frac{d\chi}{dw} \right] + 2(1 - q)\chi = 0. \quad (10)$$

Граничным условием на правом конце

$$w = \bar{w} = \frac{2\beta}{(\beta - \alpha)u_0} \quad (11)$$

является $\eta'(\bar{w}) = 0$, или $\chi = 0$. Общее решение (10) записывается в виде

$$\chi(w) = c_1 P(w) + c_2 Q(w),$$

где c_1 и c_2 - пока произвольные постоянные, а $P(w)$ и $Q(w)$ - функции Лежандра, но при специальной, удобной для нас нормировке: $P(w) = 1$, $P'(w) = 0$, $Q(w) = 0$, $Q'(w) = 1$, т.е. мы разлагаем общее решение в суперпозицию четного и нечетного. Тогда на правом конце получается просто $c_1 P(\bar{w}) + c_2 Q(\bar{w}) = 0$ и можно взять для дальнейшего

$$c_1 = Q(\bar{w}), \quad c_2 = -P(\bar{w}). \quad (12)$$

Сформулируем условие на левом конце в терминах функции $\eta(y)$. Из (9) следует:

$$\eta = \frac{(w^2 - 1) \frac{d^2 \eta}{dw^2}}{2(1 - q)} = \frac{(w^2 - 1) \frac{d\chi}{dw}}{2(1 - q)}.$$

Вместе с $d\eta/dw = \chi$, это дает

$$\left[\frac{d\eta}{dw} / \eta \right]_{w=-\bar{w}} = \left[\frac{2(1 - q)\chi}{(w^2 - 1) \frac{d\chi}{dw}} \right]_{w=-\bar{w}} = \frac{A}{B}, \quad (13)$$

где $A = 4(1 - q)P(\bar{w})Q(\bar{w})$, $B = (1 - \bar{w}^2)[P(\bar{w})Q'(\bar{w}) + Q(\bar{w})P'(\bar{w})]$.

Если дифференцировать η не по w , а по первоначальному аргументу y , то в правую часть (13) войдет постоянный делитель ϵu_0 , а само равенство (13) будет относиться к точке $y = a - \epsilon$, т.е.

$$\left[\frac{d\eta}{dy} / \eta \right]_{y=a-\epsilon} = \frac{A}{B \epsilon u_0}. \quad (14)$$

В другом промежуточном интервале картина несколько иная, так как сингулярность отсутствует и y можно просто заменить на $-a$ и точно так же допустить $\varphi(y) = -\alpha a$. Получаем уравнение с постоянными коэффициентами:

$$\eta''(y) - \frac{q-1}{2\alpha a} \cdot \frac{\alpha-\beta}{2\epsilon} \eta(y) = 0. \quad (15)$$

Точное решение для уравнения (15) показывает, что при малых ϵ функция $\eta(y)$ в интервале $(-a - \epsilon, -a + \epsilon)$ не успевает существенно измениться. Это легко проверяется: интегрирование (15) по интервалу малой длины 2ϵ дает

$$\eta(y) \Big|_{y=-a-\varepsilon}^{y=-a+\varepsilon} \approx \frac{q-1}{2\alpha a} (\alpha - \beta) \eta(-a)$$

и изменение самой функции $\eta(y)$ - порядка ε . Таким образом, внутри левого промежуточного интервала достаточно брать

$$\eta(y) = \eta(-a) + \frac{q-1}{2\alpha a} (\alpha - \beta) \eta(-a) (y+a) \quad (16)$$

(первые два члена формулы Тейлора). Ввиду отмеченной выше линейности функции $\eta(y)$ в среднем интервале, формула (16) распространяется и на него, так что должно быть

$$\left[\frac{d\eta}{dy} / \eta \right]_{y=-a-\varepsilon} = \frac{\frac{q-1}{2\alpha a} (\alpha - \beta)}{1 + \frac{q-1}{\alpha} (\alpha - \beta)} \quad (17)$$

Нас интересует предельный случай $\varepsilon \rightarrow 0$. Но тогда сравнение (14) и (17) показывает, что в пределе совместимость этих соотношений достигается, когда либо $P(\bar{w}) = 0$, либо $Q(\bar{w}) = 0$.

4. *Критерии неустойчивости.* Вопрос об устойчивости или неустойчивости системы свелся к анализу комплексных корней функций $P(v)$ и $Q(v)$. (Непосредственно соответствующие указания в математической литературе найти не удалось). Обратим сначала внимание на случай, когда коэффициенты в члене без производной в (10) представляются стандартным для полиномов Лежандра образом:

$$2(1-q) = n(n+1), \quad (18)$$

через вещественные n .

При целочисленном четном $n \geq 0$ наша функция P отличается от обычного полинома Лежандра P_n только нормировкой на единицу при $w = 0$. Хорошо

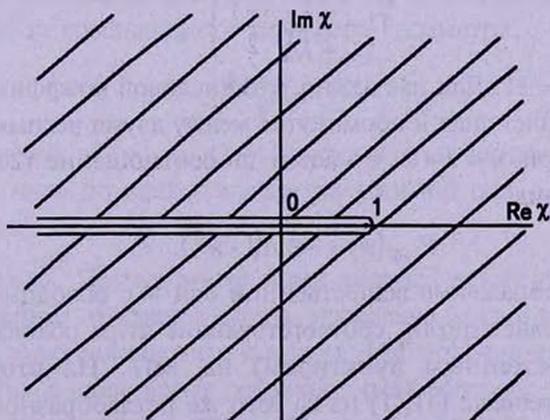


Рис.4. Конформное преобразование, осуществляемое функцией $P_2(v)$.

известно, что у полинома Лежандра комплексных корней нет - все они вещественны. В терминах конформных преобразований мы говорим, что, например, $P_2(w)$ при нашей нормировке отображает верхнюю полуплоскость v на плоскость другой комплексной переменной χ с вырезанным полубесконечным вещественным интервалом $(-\infty, 1)$ (см. рис.4).

При всяком другом n , кроме четного $n \geq 0$, вблизи точек $v = \pm 1$ появляется логарифмическая особенность типа $\ln(1-w^2)$. Для оценки стремления коэффициента при логарифме можно, например, воспользоваться известным разложением по степеням w^2 . В нашей нормировке

$$P_n(w) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(k - \frac{n}{2}\right) \Gamma\left(k + \frac{n+1}{2}\right)}{(2k)! \Gamma\left(-\frac{n}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} (2w)^{2k}. \quad (19)$$

Стремление этой функции к бесконечности при $w \rightarrow 1$ связано с асимптотикой типа $1/n$ коэффициентов в правой части (19) при больших k . Эта главная составляющая коэффициентов находится обычным путем посредством применения формулы Стирлинга. Таким образом, получается асимптотический вид

$$\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma\left(-\frac{n}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} k^{-1}.$$

коэффициентов при $(w)^{2k}$ и в силу тождества

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{w^{2k}}{k} = -\ln(1-w^2)$$

искомое асимптотическое представление

$$P_n(w) \approx -\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma\left(-\frac{n}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} \ln(1-w^2) \quad (20)$$

вблизи точек $w = \pm 1$. Для нас важно, что числовой коэффициент в правой части (20) сохраняет знак в промежутке между двумя четными значениями n . Например, при $n = 2 + \varpi$ с малым ϖ соотношение (20) приобретает очень простой вид

$$P_{2+\varpi}(w) \approx -\varpi \ln(1-w^2). \quad (21)$$

На рис.5 отображение вещественной оси w с обходом особых точек $w = \pm 1$ сверху делает петли, соответствующие этим обходам со скачком (условно изображенным пунктиром) на $\varpi w i$. На отображении же внутреннего интервала $(-1, 1)$ из-за того же петлеобразного хода образа появляется нуль для $P_{2+\varpi}(w)$, но только для вещественных w , близких к ± 1 . Комплексные же корни $P_{2+\varpi}(w)$ отсутствуют: их проникновение с

бесконечности исключено из-за степенной асимптотики $P_n(w)$ при больших $|w|$. Это рассуждение без особого труда распространяется на все иррациональные $n > 1/2$. Точно так же рассуждаем в отношении нечетных функций

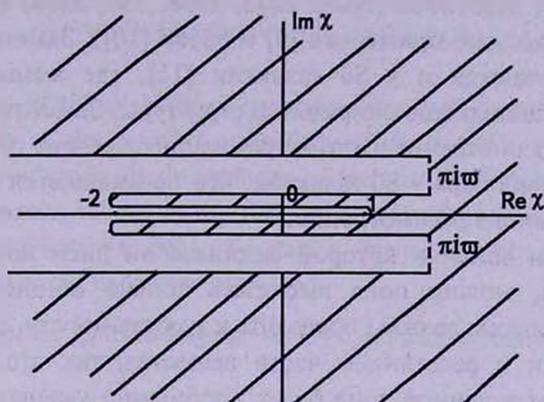


Рис.5. Конформное преобразование, осуществляемое функцией Лежандра с индексом, близким к 2.

$Q_n(w)$. Изменяются только некоторые детали. В частности, асимптотика при w , близких к $w = \pm 1$, имеет вид

$$Q_n(w) \approx -\frac{\sqrt{\pi}}{n \Gamma\left(\frac{1-n}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} w \ln(1-w^2).$$

Итак, при $n > -1/2$, или, согласно (18)

$$q < \frac{9}{8} \tag{22}$$

излом кривой $\varphi(y)$ не вызывает неустойчивости. Напротив, неустойчивость наблюдается в противоположном случае $q > 9/8$, так как асимптотика при больших $|w|$ из-за комплексного характера параметра

$$n = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{8(q-1)} - \frac{1}{4}$$

у наших функций $P_n(w)$ и $Q_n(w)$ оказывается колебательной и они обращаются в нуль по крайней мере на мнимой оси v в бесконечном множестве точек.

5. **Заключение.** Проведенные нами теоретические расчеты должны давать определенное основание судить, насколько близки к неустойчивости диски тех или иных конкретных галактик. Наблюдения кривых вращения плоских галактик в наше время собраны в ряде обзоров, например в [6]; недавнее обсуждение тех же самых объектов - галактик см. в [7]. Резкие перегибы кривых вращения, по-видимому, наблюдаются у NGC 3456, UGC

210 и других объектов, хотя при интерпретации таких кривых возникают, кроме инструментальных неточностей, помехи, с нашей точки зрения, из-за спиральной структуры и других локальных неоднородностей. Другие примеры резких перегибов (NGC 2273, 3898, 338, 5289) можно найти в [8] (см. также сходные примеры в [9] и обзор [10]). Заметим, что резкие перегибы встречаются и у S0 галактик [11], где меньше оснований подозревать вмешательство спиральной структуры. Заметим также, что мы исключаем из рассмотрения часто встречающиеся резкие перегибы кривой вращения на краях бара у S0 галактик, что не вмещается в нашу модель и требует отдельного рассмотрения.

О поведении зоны, в которой газопылевой диск достиг состояния неустойчивости, можно пока высказать только общие соображения. Нелинейные процессы должны приводить к турбулентности, сопровождаемой потерей энергии и рассеянием части вещества, так что, скорее всего, плотность среды в данной зоне будет постепенно уменьшаться, пока не достигнет критического состояния, когда неустойчивость исчезает. С этими соображениями согласуется, вероятно, тот факт, что вышеупомянутые перегибы угловой скорости отмечаются в основном в радионаблюдениях или по звездным линиям, а имеющиеся кривые вращения по межзвездным линиям $\text{H}\alpha$, что означало бы достаточную массу газа, не вытесненную неустойчивостями, показывают более плавный ход [12]. Заметим как следствие из предыдущих расчетов, что для довольно широкого класса умеренно изогнутых кривых вращения критическая плотность (при $q=9/8$) составляет $\sim \Omega_0^2 / (9\pi G)$. Этот результат получен в рамках цилиндрической геометрии. В случае, если толщина диска существенно меньше зоны перегиба угловой скорости, больше соответствует истине приближение бесконечно тонкого слоя, что приводит к несколько иному математическому аппарату. При дальнейших исследованиях надо будет также принимать во внимание упругость газа, которая, очевидно, несколько стабилизирует систему.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория,
Россия, e-mail: baranov@gao.spb.ru

THE ROLE OF THE INFLECTION FORM OF THE ANGULAR VELOCITY FOR THE STABILITY OF THE GAS-DUST COMPONENT OF PLANE GALAXIES

V.A.ANTONOV, A.S.BARANOV

The problem of the stability of a rotating gas-dust component gravitating disc in the zone of the possible inflection of the angular velocity has been theoretically considered. The boundaries of the stability for sufficiently various curves for the special model of the dust medium without pressure, but regard to the general gravitational field of a galaxy, have been obtained. The application to real galaxies has been discussed.

Key words: *plane galaxies:angular velocity:inflection:stability:gas-dust medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Антонов, А.С.Баранов, Астрон. ж., 75, 467, 1998.
2. А.Б.Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т.2. Неустойчивости неоднородной плазмы, Атомиздат, М., 1977.
3. С.Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948.
4. A.J.Kalnajs, Astrophys. J., 175, 63, 1972.
5. А.Г.Морозов, А.М.Фридман, Астрон. ж., 50, 1028, 1973.
6. D.S.Mathewson, V.L.Ford, M.Buchhorn, Astrophys. J., Suppl. Ser., 81, 413 1992.
7. M.S.Seigar, D.L.Block, I.Pierou, N.E.Chomey, P.A.Jamess, Non. Notic. Roy. Astron. Soc., 356, 1065, 2005.
8. E.Noordermeer, J.M. van derHulst, R.Sanasi, R.S.Swaters, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 376, 1513, 2007.
9. S.Casertano, J.H.Gorkom, Astron. J., 101, 1231, 1991.
10. Д.И.Макаров, А.Н.Биранков, Н.В.Тюрина, Письма в АЖ, 25, 813, 1999.
11. D.Fisher, Astron. J., 113, 950, 1997.
12. R.A.Swaters, B.F.Madore, M.Frewhella, Astrophys. J. Lett., 531, L107, 2000.

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД В БЛИЗКИХ ЗС РАДИОГАЛАКТИКАХ

Р.Р.АНДРЕАСЯН¹, Ж.-М.МАРТИН², Г.М.ПАРОНЯН¹

Поступила 9 апреля 2008

Принята к печати 20 августа 2008

В результате наблюдений с помощью радиотелескопа Нансей (Франция) у трех близких ЗС радиогалактик - ЗС430, ЗС449 и ЗС465 впервые обнаружена линия поглощения 21см нейтрального водорода. У всех объектов наблюдаемая линия смещена в коротковолновую сторону спектра на несколько сот км/с, что, вероятно, можно объяснить истечением нейтрального водорода из родительских галактик.

Ключевые слова: *радиогалактики:нейтральный водород*

1. *Введение.* Известно, что внегалактические радиоисточники подразделяются на компактные и протяженные в соответствии с их размерами и радиохарактеристиками (см., например, [1]). В настоящей работе речь пойдет только о протяженных радиоисточниках, а именно о близких протяженных радиогалактиках. Они обычно связаны с яркими и массивными эллиптическими галактиками, а линейные размеры радиоизображения находятся в пределах от 10 до 600 кпк, в некоторых отдельных случаях, даже больше. Важнейшей морфологической особенностью протяженных радиогалактик является их двойственность. В большинстве случаев отождествленные с ними оптические галактики находятся примерно на середине прямой, соединяющей радиокомпоненты. Одним из наиболее известных классификаций протяженных внегалактических радиоисточников является классификация (FR) Фанарова и Рили [2]. По этой классификации к FRII классу относятся двойные радиогалактики, у которых радиояркость увеличивается к краям радиоизображения, которые, как правило, имеют односторонние тонкие струи и горячие пятна у внешних краев радиокомпонентов. Как показали авторы классификации, эти радиогалактики обладают в среднем большей радиосветимостью, чем радиогалактики FRI типа, у которых радиояркость уменьшается к краям радиоизображения, и которые обычно имеют двусторонние ярко выраженные радиоструи. В дальнейших исследованиях были найдены также другие различия между физическими и морфологическими свойствами этих двух (FR) типов внегалактических радиоисточников, а именно: между радиосветимостями центральных частей, между отношениями радиосветимости центральных и

протяженных частей, в зависимости от светимостей в эмиссионных линиях и радиосветимостей и т.д. [3-7]. В работах [8,9] были найдены и некоторые другие различия между этими двумя морфологическими типами радиогалактик: а) в относительных ориентациях радио и оптических осей близких радиогалактик; б) в эллиптичности родительских оптических галактик; в) в относительных ориентациях позиционных углов интегральной радиополяризации и больших осей радиоизображения.

В настоящее время так называемая "дихотомия" Фанарова-Рили изучается очень интенсивно [3,5,6], однако до сих пор нет физического объяснения этой "дихотомии". Ясно, что физические условия, присутствующие в начальной стадии эволюции активных ядер галактик (AGN), могли бы оставить следы в наблюдаемой в настоящее время морфологии радиогалактик, как, например, ориентации и динамике радиокомпонент, газопылевых или звездных компонентов, магнитных полей и осей вращения. В настоящее время накопилось большое количество наблюдательного материала о присутствии нейтрального газа в радиогалактиках, таких как 3C293 [4,10,11], 3C236 [11,12], 3C459 [11], OQ208[11], 4C12.50 [11], IC5063 [11], 3C305 [11,28], 4C31.04 [12], NGC3894 [12], NGC5363 [12], B2 1322+36[17], B2 0722+30 [17], NGC3894[17], ComaA, B20648+27 и 3C433 [24-26], J1247+6723 [29], 3C270-NGC4261[32], и ионизованного газа в родительских эллиптических галактиках [13,14,18,22,31,33]. Наблюдались также газопылевые диски [21,23,30], супердиски [15], и быстрое истечение газа в радиогалактиках [11,27,28].

Отметим, что наличие большого количества вращающегося газопылевого компонента в центральных областях активных галактик, а также быстрое истечение вещества из этих областей обеспечивают хорошие условия для образования и усиления полоидальных магнитных полей, которые в свою очередь могут способствовать образованию радиогалактик разных морфологических типов [8,9,20].

Цель нашей работы получить однородный наблюдательный материал о присутствии нейтрального водорода в близких радиогалактиках разного (FR) класса для дальнейшего изучения "дихотомии" Фанарова-Рили. Здесь приводятся результаты радио наблюдений нейтрального водорода в 12 объектах из списка близких радиогалактик [8].

2. Наблюдения. Наблюдения с целью обнаружения нейтрального водорода в близких радиогалактиках были проведены с помощью радиотелескопа Нансей (Франция) в течение 2004-2007гг. Из списка 267 близких радиогалактик [8] для наблюдения выбраны 3С радиогалактики, которые имеют красные смещения $z < 0.1$. Таких радиогалактик в нашем списке оказалось 35, из них 17 FRI типа и 18 FRII типа. Список этих 35 радиогалактик приведен в табл.1. В первых двух столбцах приведены

названия объектов по разным каталогам, в третьем столбце - красные смещения, в четвертом - оптические величины отождествленных оптических галактик, в пятом - FR классы, а в шестом и седьмом - координаты объектов (2000г.). В настоящее время наблюдения проводились для 12 радиогалактик из этого списка (6 FRI класса и 6 FRII класса), которые в таблице отмечены знаком + в восьмом столбце.

Для этих 12 близких 3С радиогалактик с помощью радиотелескопа Нансей было проведено 85 циклов наблюдений. Каждый цикл длился около часа, в течение которого проводилось от 10 до 35 записей одновременно на 4096 частотах в области линии 21 см нейтрального водорода. Предварительная

Таблица 1

Название	z	m	FR	α	δ		
0104+321	3C31; NGC383	0.017005	12.1	I	01 07 24.9	+32 24 45	
0106+130	3C33	0.059208	15.1	II	01 08 50.5	+13 18 31	
0109+492	3C35	0.067013	15.6	II	01 12 02.2	+49 28 35	
0123-016	3C40; NGC547	0.018000	12.2	I	01 25 59.8	-01 20 34	
0220+427	3C66B	0.021258	12.5	I	02 23 11.4	+42 53 31	+
0300+162	3C76.1	0.032489	14.5	I	03 03 15.0	+16 26 19	
0305+039	3C78; NGC1218	0.028653	13.0	I	03 08 26.2	+04 06 39	
0314+416	3C83.1B; NGC1265	0.025137	12.5	I	03 18 15.8	+41 51 28	+
0325+023	3C88	0.030221	13.5	II	03 27 54.2	+02 33 42	
0356+102	3C98	0.030454	14.2	II	03 58 54.4	+10 26 03	+
0802+243	3C192	0.059800	15.2	II	08 05 35.0	+24 03 50	+
0819+061	3C198	0.081556	18.0	II	08 22 31.9	+05 57 07	
1003+351	3C236	0.100500	15.5	II	10 06 01.7	+34 54 10	+
1216+061	3C270; NGC4261	0.007465	11.0	II	12 19 23.2	+05 49 31	+
1222+131	3C272.1; M84	0.003536	10.0	I	12 25 03.8	+12 53 13	
1228+127	3C274; NGC4486	0.004360	8.7	I	12 30 49.4	+12 23 28	
1251+278	3C277.3; ComA	0.085336	15.5	I	12 54 11.7	+27 37 33	
1319+428	3C285	0.079400	16.0	II	13 21 17.8	+42 35 15	
1350+316	3C293	0.045034	15.6	I	13 52 17.8	+31 26 46	
1414+110	3C296	0.023860	13.3	I	14 16 53.2	+10 48 11	+
1452+165	3C306	0.045425	14.9	II	14 54 23.4	+16 21 19	
1502+262	3C310	0.053800	15.2	I	15 04 57.1	+26 00 58	
1514+072	3C317	0.034457	16.0	I	15 16 44.5	+07 01 17	+
1549+202	3C326	0.089500	18.0	II	15 52 09.1	+20 05 24	
1626+397	3C338; NGC6166	0.030354	12.0	I	16 28 38.5	+39 33 06	
1717-009	3C353	0.030421	16.8	II	17 20 28.1	-00 58 47	+
1833+326	3C382	0.057870	14.5	II	18 35 02.1	+32 41 50	
1842+455	3C388	0.091000	15.0	II	18 44 02.4	+45 33 30	
1845+797	3C390.3	0.056100	14.4	II	18 42 09.0	+79 46 17	
1940+504	3C402	0.023716	14.0	I	19 41 42.0	+50 37 57	
1949+023	3C403	0.059000	15.0	II	19 52 15.8	+02 30 24	
1957+405	3C405; CygA	0.056075	15.0	II	19 59 28.3	+40 44 02	
2117+605	3C430	0.055600	15.0	II	21 18 19.1	+60 48 07	+
2229+391	3C449	0.017085	13.0	I	22 31 20.9	+39 21 48	+
2335+267	3C465	0.030221	13.2	I	23 38 29.5	+27 01 56	+

обработка данных, полученных в течение одного цикла, проводилась по нансейской компьютерной программе "NAPS", а окончательная обработка данных всех циклов одного и того же объекта проводилась по нансейской программе "SIR". В результате получился усредненный по всем циклам спектр радиогалактики в области водородной линии 21 см.

3. Результаты наблюдений. Ниже приводятся результаты, полученные после обработки данных радионаблюдений упомянутых 12 близких 3С радиогалактик:

3С66В; Радиогалактика FRI типа. Проведено 7 циклов наблюдений. Линия 21 см нейтрального водорода не обнаружена.

3С83.1В; Радиогалактика FRI типа. Проведено 2 цикла наблюдений. Линия 21 см нейтрального водорода не обнаружена.

3С98; Радиогалактика FRII типа. Проведено 12 циклов наблюдений. Линия 21 см нейтрального водорода не обнаружена.

3С192; Радиогалактика FRII типа. Проведено 7 циклов наблюдений. Линия 21 см нейтрального водорода не обнаружена.

3С353; Радиогалактика FRII типа. Проведено 7 циклов наблюдений. Линия 21 см нейтрального водорода не обнаружена.

3С270 - NGC 4261; Радиогалактика FRII типа. Проведено 5 циклов наблюдений. Линия 21 см нейтрального водорода не обнаружена, хотя этот объект известен как радиогалактика с поглощением в линии 21 см HI [32].

3С236; Радиогалактика FRII типа. Проведено 6 циклов наблюдений. Слабая линия поглощения 21 см нейтрального водорода (в пределах ошибок) видна в близости $V=28500$ км/с. Системная скорость (скорость, на которой должна была видна водородная линия $\lambda = 21$ см, $\nu = 1420.4$ МГц, соответствующая красному смещению родительской галактики) равна $V=28640$ км/с. Этот объект заранее известен как радиогалактика с поглощением в линии 21 см HI [11,12].

3С296; Радиогалактика FRI типа. Проведено 14 циклов наблюдений. Слабая линия поглощения 21 см нейтрального водорода (в пределах ошибок) видна в близости $V=7300-7400$ км/с. Системная скорость равна $V=7070$ км/с.

3С317; Радиогалактика FRI типа. Проведено 7 циклов наблюдений. Слабая линия поглощения 21 см нейтрального водорода (в пределах ошибок) видна в близости $V=10100$ км/с. Системная скорость равна $V=10170$ км/с.

3С430; Радиогалактика FRII типа. Проведено 3 цикла наблюдений. Обнаружена линия поглощения нейтрального водорода в близости скорости $V=16100$ км/с. Линия смещена в голубую сторону спектра относительно системной скорости $V=16220$ км/с. Часть спектра радиогалактики 3С430, включающая линию поглощения 21 см и системную скорость, приведена

на рис.1. На рис.1-3 системная скорость объекта обозначена стрелкой на оси абсцисс.

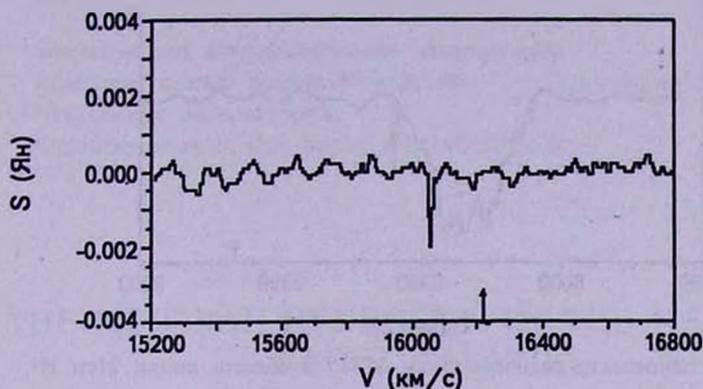


Рис.1. Радиоспектр радиогалактики 3C430 в области линии 21см HI.

3C449; Радиогалактика FRI типа. Проведено 8 циклов наблюдений. Обнаружена линия поглощения нейтрального водорода вблизи скорости $V=4700$ км/с. Линия смещена в голубую сторону спектра относительно системной скорости $V=5190$ км/с. Часть спектра радиогалактики 3C449, включающая линию поглощения 21 см и системную скорость, приведена на рис.2.

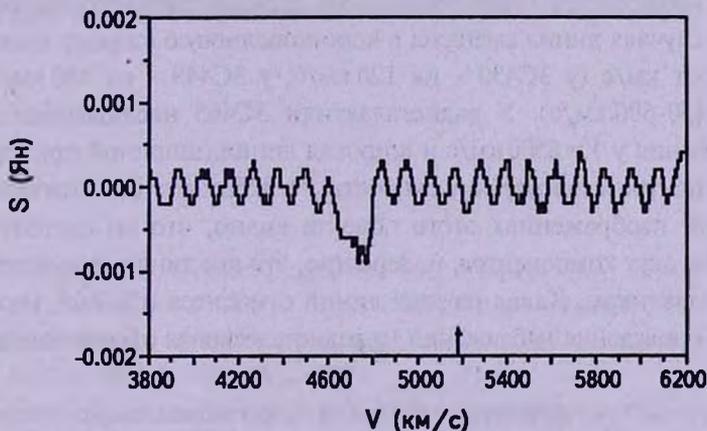


Рис.2. Радиоспектр радиогалактики 3C449 в области линии 21см HI.

3C465; Радиогалактика FRI типа. Проведено 7 циклов наблюдений. Обнаружена линия поглощения нейтрального водорода вблизи скорости $V=8250$ км/с. Линия смещена в голубую сторону спектра относительно системной скорости $V=8940$ км/с. Часть спектра радиогалактики 3C465, включающая линию поглощения 21 см и системную скорость, приведена на рис.3.

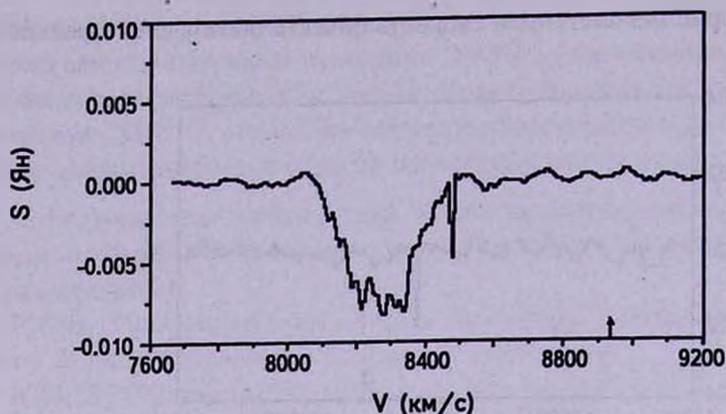


Рис.3. Радиоспектр радиогалактики 3С465 в области линии 21см НI.

Системная скорость V родительской галактики, имеющей красное смещение z , была вычислена по формуле

$$V/c = \left[(1+z)^2 - 1 \right] / \left[(1+z)^2 + 1 \right], \quad (1)$$

как в работе [12]. c - скорость света.

4. *Обсуждение результатов.* Основным результатом настоящей работы является то, что у трех близких 3С радиогалактик (3С430, 3С449, 3С465) впервые наблюдалась линия поглощения 21 см нейтрального водорода, причем во всех случаях линия смещена в коротковолновую сторону спектра на несколько сот км/с (у 3С430 - на 120 км/с, у 3С449 - на 490 км/с и у 3С465 - на 450-690 км/с). У радиогалактики 3С465 наблюдаются две линии: тонкая линия у $V=8500$ км/с и широкая линия (шириной примерно $V=300$ км/с), с центром примерно у скорости $V=8250$ км/с. На оптическом и инфракрасном изображениях этого объекта видно, что он состоит из довольно близких двух компонентов, и, вероятно, эти две линии принадлежат двум разным галактикам. Какая из этих линий относится к 3С465, можно выяснить после проведения наблюдений на радиотелескопах с более высоким разрешением.

Надо отметить, что смещение линий в коротковолновую сторону спектра у этих трех близких 3С радиогалактик, вероятно, можно объяснить истечением нейтрального водорода из родительских галактик. К сожалению, качества полученных спектров не позволяют сделать количественные оценки об истечении вещества. С целью количественных оценок массы, формы и динамики истекаемого нейтрального водорода для близких 3С радиогалактик из нашего списка (табл.1), у которых по наблюдениям с помощью радиотелескопа Нансей будет обнаружено наличие нейтрального водорода, планируются наблюдения на радиотелескопах с более большой разрешающей способностью.

Работа выполнена в рамках Французско-Армянского астрономического сотрудничества PICS.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения, e-mail: randrasy@bao.sci.am gurgen@bao.sci.am

² Медонская обсерватория,
Франция, e-mail: jean-michel.martin@obsprm.fr

THE NEUTRAL HYDROGEN IN THE NEARBY 3C RADIO GALAXIES

R.R.ANDREASYAN¹, J.-M.MARTIN², G.M.PARONYAN¹

In the result of observations with the Nancay radio telescope (France) there is revealed for the first time the absorption line 21 cm of neutral hydrogen in three nearby 3C radio galaxies: 3C430, 3C449 and 3C465. The observed lines are blue shifted on hundreds of km/s in all of three objects, which probably can be explained by the outflow of neutral hydrogen from the parent galaxies.

Key words: *radiogalaxies: neutral hydrogen*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Пахольчик, Радиогалактики, Изд. "Мир", М., с.240, 1980.
2. B.L.Fanaroff, J.M.Riley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 31, 1974.
3. M.Cirasuolo, M.Magliocchetti, A.Celotti, L.Danese, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 341, 993, 2003.
4. Gopal-Krishna, Paul J.Wiita, Astron. Astrophys., 363, 507, 2000.
5. R.Scarpa, C.M.Urry, Astrophys. J., 556, 749, 2001.
6. G.A.Verdoes Kleijn, S.A.Baum, P.T. de Zeeuw, AAS, 199, 6804, 2001.
7. E.S.Zirbel, S.A.Baum, Astrophys. J., 448, 521, 1995.
8. R.R.Andreasyan, H.Sol, Astrophysics, 42, 275, 1999.
9. R.R.Andreasyan, H.Sol, S.Appl, Astrophysics, 45, 198, 2002.
10. A.D.Haschick, W.A.Baan, Astrophys. J., 289, 574, 1985.
11. R.Morganti, C.N.Tadhunter, T.A.Oosterloo, Astron. Astrophys., 444, L9, 2005.
12. J.H. van Gorkom, G.R.Knepp, R.D.Ekers et al., Astron. J., 97, N3, 708, 1989.
13. R.J.Beswick, A.Pedler, A.J.Holloway, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 329, 620, 2002.

14. *J.A.Collins, R.J.Rand, N.Durc*, *Astrophys. J.*, 536, 645, 2000.
15. *Gopal-Krishna, Paul J.Wiita*, *Astrophys. J.*, 529, 189, 2000.
16. *B.H.C.Emonts, R.Morganti, C.N.Tadhunter et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 362, 931, 2005.
17. *B.H.C.Emonts, R.Morganti, T.A.Oosterloo et al.*, *Astron. Astrophys.*, 464, L1, 2007.
18. *A.S.Evans, J.M.Mazzarella*, *Astrophys. J.*, 511, 730, 1999.
19. *A.S.Evans, D.C.Kim, J.M.Mazzarella, N.Z.Scoville, D.B.Sanders*, *Astrophys. J.*, 521, L107, 1999.
20. *R.R.Andreasyan*, *Astrophysics*, 39, 58, 1996.
21. *D.Krajinovic, W.Jaffe*, *Astron. Astrophys.*, 390, 423, 2002.
22. *J.Lim, S.Leon, F.Combes, D.-V.Trung*, *Astrophys. J.*, 545, L93, 2000.
23. *A.R.Martel, N.J.Turner, W.B.Sparks, S.A.Baum*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 130, 267, 2000.
24. *R.Morganti, T.Oosterloo, S.Tinti et al.*, *Astron. Astrophys.*, 387, 830, 2002.
25. *R.Morganti, T.Oosterloo, C.Tadhunter, B.Emonts*, *NewAR*, 47, 273, 2003.
26. *R.Morganti, T.A.Oosterloo, A.Capetti et al.*, *Astron. Astrophys.*, 399, 511, 2003.
27. *R.Morganti, C.Tadhunter, B.Emonts, J.Holt, T.Oosterloo*, *IAUS*, 217, 109M, 2003.
28. *R.Morganti, T.A.Oosterloo, C.N.Tadhunter, G. van Moorsel, B.H.C.Emonts*, *Astron. Astrophys.*, 439, 521, 2005.
29. *D.J.Saikia, N.Gupta, C.Konar*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 375, L31, 2007.
30. *H.R.Schmitt, J.E.Pringle, C.J.Clark, A.L.Kinney*, *Astrophys. J.*, 575, 150, 2002.
31. *C.N.Tadhunter, M.Villar-Martin, R.Morganti, J.Bland-Hawthorn, D.Axon*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 314, 849, 2000.
32. *H.J. van Langevelde, Y.M.Pihlstrom, J.E.Conway, W.Jaffe, R.T.Schilizzi*, *Astron. Astrophys.*, 354, L45, 2000.
33. *G.A.Verdoes Kleijn, S.A.Baum, P.T. de Zeeuw, C.P.O'Dea*, *Astron. J.*, 123, 1334, 2002.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИКЕ С БУРНЫМИ ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ МАРК 8

Э.Е.ХАЧИКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН

Поступила 14 мая 2008

На основании наблюдений на 2,6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа "ВАГР" исследовано поле скоростей в галактике Марк 8. В оптических лучах центральная часть галактики состоит из пяти ярких сгущений, представляющих собой сверхассоциацию (СА). Исследование выполнено в диапазоне длин волн, которая охватывала изображения галактики в эмиссионных линиях $H\alpha$ и $[NII]$ $\lambda\lambda 6548, 6583 \text{ \AA}$. Получено поле лучевых скоростей. Измерены скорости всех СА и построена кривая вращения галактики. Определены относительные интенсивности эмиссионных линий. Построены восстановленные $H\alpha$ и $[NII]$, а также в красном континууме. Сделано заключение о совместном образовании СА и молодости этих объектов в целом. По форме кривой вращения сделан вывод о том, что Марк 8 является одиночной галактикой со сложным многокомпонентным ядром.

Ключевые слова: *галактики:активные:поле скоростей - объект Марк 8*

1. *Введение.* Как известно, среди галактик с ультрафиолетовым избытком в спектре из первого Бюраканского обзора (FBS) встречаются галактики почти всех морфологических типов - от хаббловского, Аро и Цвикки до сейфертовских галактик (Видман, Хачикян [1]). Было показано также, что активность галактик, в основном, не зависит от их морфологического типа (Хачикян [2]). Решающее значение для той или иной степени активности галактик имеет морфология их центральных областей (Хачикян [3]). Особый интерес с точки зрения физической природы галактик и их эволюции представляют активные галактики со сложным ядром: двоядерные и многоядерные галактики [4]. В последнем случае правильнее, наверно, сказать: галактики, имеющие в центральной области многокомпонентную структуру. Очень часто трудно определить, которая из компонент играет роль ядра, хотя в большинстве случаев центральные сгущения по своим физическим характеристикам не отличаются от ярких звездных ассоциаций или сверхассоциаций ("гигантских HII -областей" как их принято называть в литературе). Здесь следует особо отметить, что среди галактик с ультрафиолетовым избытком (УФИ) часто встречаются случаи, когда ядром галактики является СА.

Более того, имеются случаи, когда СА, входящие в состав нормальной галактики, включены в списки FBS. Впервые это было показано в работе

Арпа и Хачикяна [5] относительно Марк 94, которая оказалась не галактикой, а СА в барет галактике III Zw 0834+51. Затем в списках галактик Маркаряна был обнаружен ряд объектов, являющихся не ядрами галактик, а СА в известных галактиках (Саакян, Хачикян [6]).

В настоящей работе приведены результаты исследования кинематики и морфологии галактики одного из этих объектов - Марк 8 из FBS, известная как IC 2184, Zw VII 156 или VV 644. Впервые она была описана Воронцовым-Вельяминовым и Красногорской [7] как слившиеся две линзовидные галактики. Согласно Маркаряну [8], "две слившиеся тесно двойные галактики, по-видимому, гнездо голубых объектов". Цвики и др. [9] считают, что Марк 8 является голубым постэруптивным квартетом, состоящим из двух перемычкообразных сферических компактных областей. Все эти описания являются чисто морфологическими и основаны на предположении, что природа Марк 8 - это результат сближения и взаимодействия независимых галактик. Касини и Айдман [10] относят Марк 8 к группе так называемых "клямпы" иррегулярных галактик. Того же мнения придерживаются Кил и ван Соест [11]. На самом деле (как это будет показано ниже) Марк 8 является одиночной галактикой со сложной многокомпонентной структурой в ее центральной области. Впервые этот объект был подробно исследован спектроскопически Хачикяном в [12], в которой было показано, что Марк 8 состоит из пяти сгущений, имеющих идентичные эмиссионные спектры, с сильными линиями бальмеровской серии водорода H β , H γ , H δ , запрещенные линии [OII] λ 3727, [OIII] λ 4959, 5007 Å, [NeIII] λ 3869, 3968 Å. Среднее значение красного смещения по всем пяти сгущениям $z=0.0112 \pm 0.0002$, а наибольшая разница $\Delta z = 0.008$. Расстояние до галактики 43.2 Мпк. По оценке в [12] самое яркое северо-восточное сгущение имеет абсолютную фотографическую величину порядка $M = -18$.

По нашим наблюдениям на 21-дюймовом телескопе Бюраканской обсерватории в 1973г. в фотографических лучах восточная ветвь галактики состояла из трех крупных сгущений, вытянутых вдоль почти прямой линии длиной 25 с дуги и с позиционным углом 20 градусов. Общая длина этой ветви составляет около 4500 пк а каждое из сгущений имеет размеры порядка 1000 пк. Западная же ветвь состоит из двух сгущений, причем южная имеет несколько удлинненную форму, а северная - более или менее сферическую. Фактически Марк 8 является карликовой галактикой. Как это будет видно при дальнейшем изложении, по наблюдениям с высоким разрешением на хаббловском телескопе морфологическая картина Марк 8 в оптике заметно меняется как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной части спектра. Среднее отношение интенсивностей эмиссионных линий $N_1 + N_2$ к H β по всем сгущениям примерно равно 3.0, что указывает на сравнительно низкую степень возбуждения (средняя между 3 и 4 по десятибальной системе [13-15]). Однако в спектрах сгущений присутствует эмиссионная линия дважды

ионизованного неона [NeIII] $\lambda 3869\text{\AA}$, которая в свою очередь указывает на сравнительно высокую степень возбуждения, а линии гелия отсутствуют. На весьма голубой цвет Марк 8 обратили внимание Хакра и Сарджент [16]. Низкодисперсионные спектры были получены позднее Кунтом и Джубертом [17], которые обнаружили горб в непрерывном спектре в области $\lambda 4686\text{\AA}$ (Wolf-Rayet bump). Следует обратить внимание, что они не отметили в своей работе о "взаимодействующей" природе Марк 8. После опубликования этих результатов, Марк 8 была классифицирована как WR (Вольф-Райе) галактика и включена в каталог Конти [18], в котором также нет указаний на столкновительную природу этой галактики. В более поздней статье Шерер и др. [19] также не отмечено, что Марк 8 возникла в результате взаимодействия или столкновения нескольких независимых внегалактических объектов.

Выяснение физической природы таких галактик, которые в основном состоят из нескольких СА, т.е. бурных очагов звездообразования, остается одной из важнейших проблем астрофизики. Поэтому этой теме посвящены многочисленные работы. К таким объектам относятся, например, Марк 7, которая очень похожа на Марк 8, только перевернута на 180° [20,21], NGC 6306 [22], Марк 171 [23], Марк 277 [24], NGC 3353 [25], Марк 297 [26], Марк 325 [27] и многие другие активные объекты. В некоторых случаях из одного (Марк 273) или из двух (NGC 6306) компонент многокомпонентного ядра наблюдаются выбросы в виде джетов или струй, причем, в случае NGC 6306 выброс прямолинейных джетов происходит в диаметрально противоположных направлениях.

Интерес к этим объектам возрос в последнее время ввиду того, что в настоящее время рассматриваются два возможных механизма для объяснения физической природы таких объектов: а) сложная и многокомпонентная структура центральных областей является результатом активных физических процессов, протекающих в ядре самой галактики и б) такая структура возникает вследствие сближения, слияния или столкновения двух или нескольких независимых галактик как результат их хаотического движения во Вселенной. Следует отметить, что большинство авторов склоняются ко второму варианту.

Для выяснения вопроса, какой из этих механизмов близок к действительности, необходимы детальные исследования морфологических и кинематических особенностей большого числа таких необычных галактик. С этой целью нами предпринято детальное морфологическое и кинематическое исследование галактики Марк 8.

2. Наблюдения. Наблюдения Марк 8 проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью мультиспектрального спектрографа ВАГР, установленного в первичном фокусе. Наблюдения проводились 15 ноября 2002г. Суммарная экспозиция составляла 2400 с. В качестве

светоприемного устройства использовался ПЗС Logal с форматом 2063 x 2058 элементов. Поле изображения мультиспектрального спектрографа составляло 40" x 40" с масштабом 1" на зрачок. Диспергирующим элементом служила призма 600 ш/мм, которая обеспечивала спектральное разрешение 10 Å. Для того, чтобы избежать перекрытия спектров на приемнике, был использован интерференционный фильтр ($\lambda_c = 6600\text{Å}$, $\Delta\lambda = 400\text{Å}$). Для обработки данных интегральной спектроскопии был применен программный пакет ADHOCw, разработанный в Марсельской обсерватории. С его помощью производилось автоматическое извлечение индивидуальных спектров и калибровка по длинам волн. Эти данные были использованы для построения результирующих карт излучения объекта в эмиссионных линиях и континууме, а также для построения поля лучевых скоростей.

3. *Результаты и обсуждение.* На рис.1 представлено изображение Марк 8 в линии $H\alpha$, восстановленное из куба данных, полученных с помощью мультиспектрального спектрографа ВАГР. Ясно видно, что в линии $H\alpha$ галактика проявляется в виде пяти сгущений, и области между сгущениями не заполнены заметным излучением в линии $H\alpha$. Определены

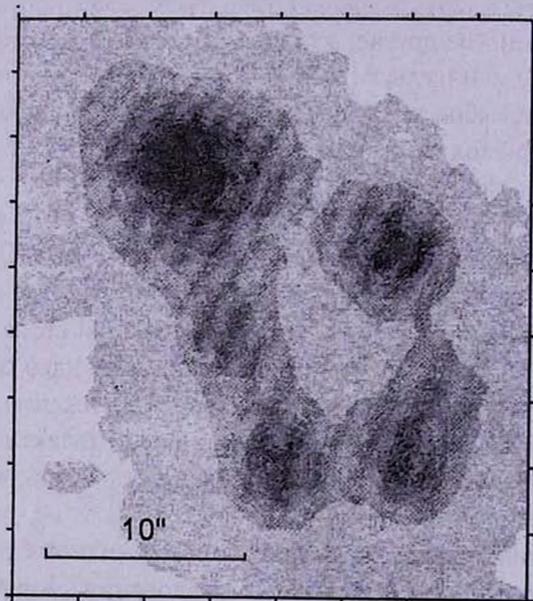


Рис.1. Восстановленное изображение Марк 8 в линии $H\alpha$.

относительные интенсивности в линиях $H\alpha$ и $[NII] \lambda\lambda 6548, 6583\text{Å}$ и построена карта отношения к $[NII] \lambda 6583\text{Å}$. Во всех сгущениях яркость в линии $H\alpha$ выше, чем в линии $[NII] \lambda 6583\text{Å}$, что типично для SA (рис.2). На рис.3 представлено поле лучевых скоростей в этой галактике. Явно заметна разница между лучевыми скоростями северо-восточной и

что вид кривой соответствует кривой вращения одиночной галактики.

Как уже отмечалось выше, хорошо известно, что УФ-галактики отличаются своим сильным излучением как в ультрафиолетовой, так и

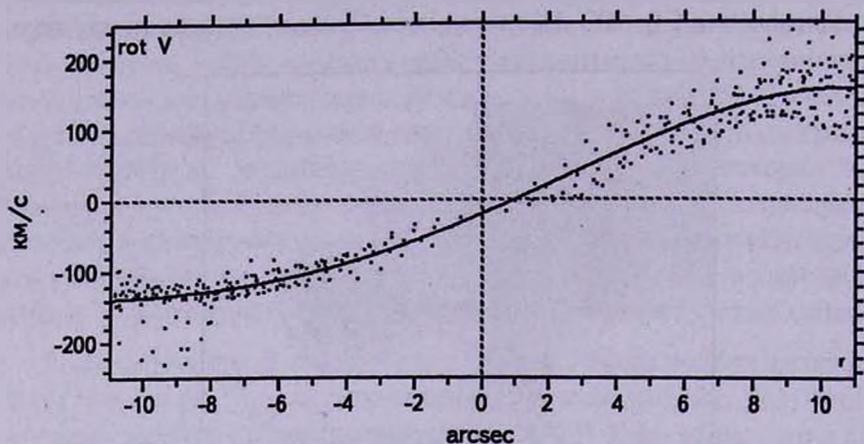


Рис.4. Кривая вращения Марк 8 вдоль направления СВ-ЮЗ.

инфракрасной областях спектра. В результате тщательного рассмотрения всех имеющихся у нас данных Марк 8, нами было обращено внимание на весьма интересный факт. На рис.5 показано восстановленное изображение Марк 8 в красном континууме с наложенным на нем изображением в эмиссионной линии $H\alpha$, из которого видно, что более яркие в континууме сгустки относительно слабы в эмиссии.

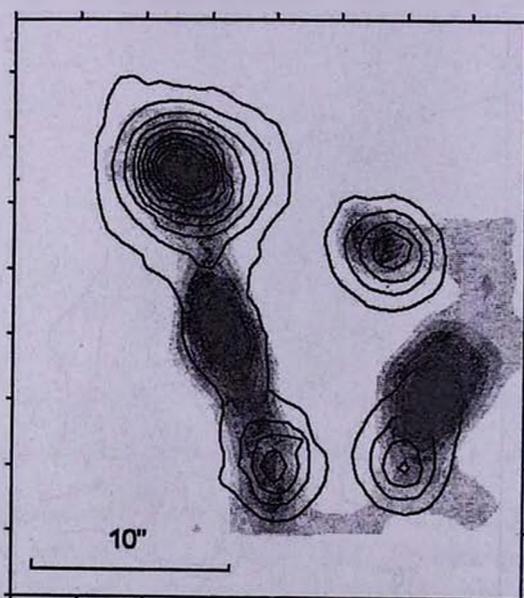


Рис.5. Изображение Марк 8 в красном континууме (полутона) с наложением изображения в линии $H\alpha$ (изолинии).

Для сравнения, на рис.6 приводятся изображения, полученные телескопом Хаббла [30] в ближней инфракрасной и ультрафиолетовой области спектра. Приведенные изображения хорошо согласуются с нашими данными - сгустки, яркие в фиолетовой области, соответствуют эмиссионным сгусткам, а континуальные сгустки соответствуют ярким сгусткам в ближней инфракрасной области.

Относительно Марк 8 в последнее время опубликовано небольшое число работ. Мы отметим наиболее важные из них.

В работе Сонцелисе и др. [28] рассмотрен взрывной механизм звездообразования на основе сближения или слияния галактик для пяти близких и ярких галактик с многоструктурным ядром (в том числе Марк 8), основываясь на их оптической асимметрии в R -полосе и $B-V$ цвете. Сравнивая расположение старбурст галактик на диаграмме цвет-асимметрия, они приходят к заключению, в каких случаях причиной взрывного звездообразования являются сближение или слияние галактик. Относительно Марк 8 они также приходят к заключению, что ее структура в центральной области является следствием сближения двух галактик.

Довольно подробное морфологическое и кинематическое исследование Марк 8 на основании широкополосного и узкополосного оптического CCD изображения и спектроскопии со средним разрешением проведено для Марк 8 Естебаном и Мендесом [29]. В линии $H\alpha$ они обнаружили 12 более или менее ярких сгущений с интенсивностью от 2.93×10^{-16} до 4.68×10^{-14} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ арксек $^{-2}$ (рис.1), и 8 слабых сгущений с интенсивностью от 1.17×10^{-16} до 1.17×10^{-15} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ арксек $^{-2}$. Абсолютные звездные величины сгущений находятся в пределах от $M = -9.54$ до $M = -18.18$ для самого яркого сгущения в восточной ветви галактики, что очень близко к оценке, данной в [12]. По результатам спектрального исследования поля скоростей и химического состава в Марк 8 они приходят к заключению, что в ней наблюдается довольно сложная картина, вероятнее всего, как результат взаимодействия двух или трех богатых газом спиральных галактик. Такой процесс, по их мнению, может привести к образованию очагов бурного звездообразования.

Особый интерес представляют исследования, проведенные группой ученых на космическом телескопе Хаббла (Винхорст и др. [30]) 37 ближайших галактик, в том числе Марк 8, с помощью широкоугольной камеры и планетарной камеры 2 (WFPC2).

Для всех галактик получены изображения в ультрафиолетовых лучах с фильтром F300W, центрированным на $\lambda = 2930 \text{ \AA}$, и в красных лучах в полосе I -band с фильтром F814W с $\lambda_{\text{max}} = 8230 \text{ \AA}$. Для 11 из них получены также изображения с использованием фильтра F255 W, с максимумом пропускания в $\lambda = 2550 \text{ \AA}$. Отбор галактик производился таким образом,

чтобы в нем оказались галактики небольших размеров (радиусов) и всех хаббловских типов с различными углами наклона к лучу зрения. Первые количественные результаты этого исследования сводятся к следующему.

1) У галактик ранних типов наблюдается заметное падение поверхностной яркости при переходе от длинноволновой (красной) области к средней - *UV*-области, указывая тем самым на отсутствие преобладания населения звезд ранних типов в этих объектах, а также на возможное присутствие тонкой поглощающей пылевой материи в них. Интересно, что ряд галактик, показывающих в оптике ранний тип, в среднем УФ выглядят иначе и могут быть классифицированы совсем по-другому.

2) Около половины спиральных галактик среднего типа и галактик с очагами звездообразования в среднем УФ выглядят как галактики позднего морфологического типа, как это ранее было обнаружено *ASTRO/UIT* для далекого УФ. Иногда эта разница носит драматический характер.

3) Весьма интересно, что изображения Марк 8 в далеком ультрафиолете (в фильтре *F300W*) и в инфракрасной области (фильтр *F 814W*) очень похожи друг на друга. Результат кажется весьма странным. Однако хорошо известно, что большинство галактик с УФ-избытком в ИК-области по яркости не уступают таковой в оптической области и во многих случаях даже превосходят ее. Так как сгущения в Марк 8 весьма вероятно представляют из себя *CA*, то можно сделать естественный вывод, что *CA*, кроме ранних звезд типа *O*, *B* и *A*, в своем составе имеют и достаточно большое число красных сверхгигантов типа *K* и *M*. Во всяком случае, по снимкам в ИК-

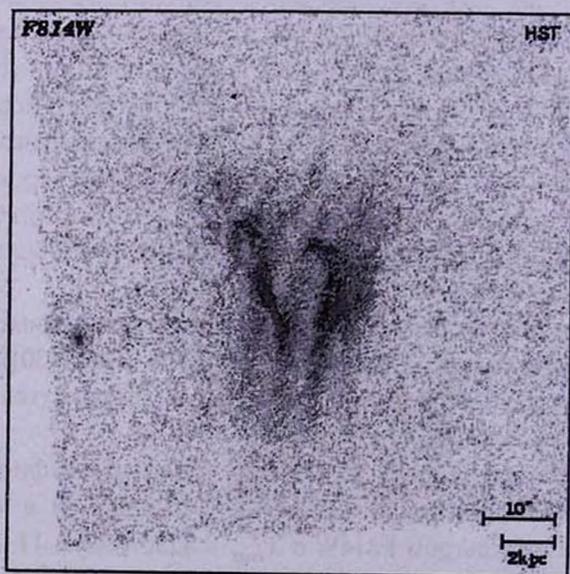


Рис.6. Изображение Марк 8 в ближней инфракрасной области спектра, полученное с помощью телескопа Хаббла [30].

области не заметно присутствие пыли в этих сгущениях. Кроме того, в оптических лучах (U , B , V) все СА четко выделяются в виде сферических образований, а в далеком ультрафиолете и ИК-области четкости не наблюдается, и все области СА и пространство между ними сливаются и представляются в виде сплошной полосы (см. ниже, рис.б). Факт, который сразу объяснить трудно. Впервые в иррегулярной галактике с очагами звездообразования молодых звезд выявляются области с инфракрасным излучением.

Таким образом, весьма актуальной проблемой все еще является изучение природы многоядерных активных галактик с точки зрения выяснения - являются ли они результатом мерджинга или сближения физически независимых галактик, или они - результат монстрской активности центрального ядра компактного массивного тела.

4. *Заключение.* В настоящей статье приведены результаты спектрального и морфологического исследования галактики с УФ-избытком Марк 8, имеющей довольно сложную центральную структуру с рядом ярких эмиссионных областей. Наблюдения выполнены на 2.6-м телескопе БАО с помощью системы "ВАГР" в области линии $H\alpha$. Построена карта лучевых скоростей для всей центральной части галактики. Получено изображение галактики в линии $H\alpha$ и в области непрерывного спектра (6400-6600 Å). Оценены значения отношений $H\alpha/[NII]6583\text{Å}$ во всех сгущениях. По этим данным можно заключить, что эти сгущения представляют собой СА.

Приведенные в предыдущем разделе данные могут быть следствием того, что звездное население сильно меняется от сгустка к сгустку и, возможно, возраст СА, образующих Марк 8, разный и имеет место распространение звездообразования.

По виду кривой вращения можно уверенно заключить, что Марк 8 является одиночной галактикой.

Представим себе, что Марк 8 возникла в результате сближения и приливных воздействий случайных пяти независимых галактик во время их движения во Вселенной. Против этого распространенного мнения можно привести следующие аргументы.

Во-первых, все основные сгущения в Марк 8 почти идентичны как по своим морфологическим данным, так и по виду спектра. Следовательно, они должны были быть до слияния одного и того же морфологического и спектрального типа, или хотя бы их ядра должны были быть одного и того же типа. Но среди нормальных галактик хаббловского типа нет таких галактик, имеющих яркие эмиссионные спектры даже в ядрах. Следовательно, надо предположить, что до сближения они являлись *активными* галактиками, в ядрах которых наблюдаются сильные эмиссионные линии.

Во-вторых, эти галактики должны были сближаться *одновременно*, сохраняя

при этом свою морфологическую и спектральную структуру. Так как они априори были независимы, то могли иметь совершенно различные морфологические и спектральные характеристики, чего не наблюдается у Марк 8 (кстати и у многих других двуйдерных и многоядерных активных галактик!).

В-третьих, из-за малой разницы лучевых скоростей сгущений в Марк 8, можно с уверенностью констатировать, что сближение между ними почему-то происходило в плоскости перпендикулярной лучу зрения. В противном случае, если они сближались с разных сторон и с разными скоростями, разница их лучевых скоростей была бы значительно больше.

Априори можно утверждать, что вероятность всех вышеотмеченных событий одновременно очень мала.

На основании приведенных выше данных можно с большой вероятностью констатировать, что Марк 8 является одиночной галактикой со сложным многокомпонентным ядром.

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

THE VELOCITY FIELD IN THE GALAXY WITH THE VIGEROUS CENTRES OF STARBURST MARK 8

E.Ye.KHACHIKIAN, T.A. MOVSESSIAN

By means of observations with 2.6m telescope of V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory the velocity field of UV-excess galaxy Mark 8 has been investigated. The central part of this galaxy in optical lights consist of five bright condensations which represent superassociations (SA). The search have been carried out by means of interferometric filter with narrow pass-band in the range of $H\alpha$ and emission lines [NII] $\lambda\lambda 6548, 6583 \text{ \AA}$. The radial velocities of SA have been measured. The relative intensities of emission lines $H\alpha/[NII]$ also have been determined. The isophots of central part of Mark 8 in $H\alpha$ and [NII] lines are constructed. The kinematic of SA have been investigated. It is concluded that Mark 8 is a young system and all SA are originated together. In favour of the latter conclusion speaks the form of the rotating curve, which shows that Mark 8 is a single galaxy with composite multicomponent nucleus.

Key words: *galaxies:active:velocity field - individual:Mark 8*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д.В.Видман, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
2. *Е.Ye.Khachikian*, *Star and Star System*, ed. B.Westerlund, Reidel Publ. Co., p.107, 1979.
3. *Е.Ye.Khachikian*, *IAU Symp. No121*, eds. E.Ye.Khachikian, K.J.Fricke, J.Melnick), p.65, 1987.
4. *Ю.П.Коровяковский, Э.Е.Хачикян, А.Р.Петросян, К.А.Саакян*, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
5. *Г.Арт, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 10, 17, 1974.
6. *К.А.Саакян, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
7. *Б.А.Воронцов-Вельяминов, А.А.Красногорская*, *Морфологический каталог галактик*, т.1, изд. МГУ, 1962.
8. *Б.Е.Маркарян*, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
9. *F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild*, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, v.1, California Institute of Technology, Pasadena. 1961.
10. *Casini, Heldmann*, *Astron. Astrophys.*, 47, 371, 1976.
11. *W.C.Keel, E.T.M. van Soest*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 94, 553, 1992.
12. *Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 8, 529, 1972.
13. *T.Page*, *Astrophys. J.*, 96, 78, 1942.
14. *L.H.Aller*, *Gaseous Nebulae*, London, 1956, p.66.
15. *Г.А.Гурзадян*, *Планетарные туманности*, М., 1962.
16. *J.Huchra, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, 186, 433, 1973.
17. *D.Kunth, M.Joubert*, *Astron. Astrophys.*, 142, 411, 1985.
18. *P.S.Conti*, *Astrophys. J.*, 377, 115, 1991.
19. *D.Schaerer, T.Contini, M.Pindao*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 136, 35, 1999.
20. *Э.Е.Хачикян, А.Н.Буренков*, *Астрофизика*, 19, 826, 1983.
21. *А.Н.Буренков, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 32, 245, 1990.
22. *М.А.Казарян, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 13, 415, 1977.
23. *Н.К.Андреасян, А.Н.Буренков, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 25, 507, 1986.
24. *Н.К.Андреасян, А.Н.Буренков, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 27, 103, 1987.
25. *А.Н.Буренков, Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 24, 349, 1986.
26. *A.N.Burenkov*, *IAU Symp. No121*, eds. E.Ye.Khachikian, K.J.Fricke, J.Melnick, p.587, 1987.
27. *А.Н.Буренков, Е.А.Назаров, Э.Е.Хачикян*, *Астрофиз. исслед. (Извест. САО)*, 32, 1990.
28. *C.J.Conselice, M.A.Bershady, J.S.Gallagher and III*, *Astron. Astrophys.*, 354, L21-L24, 2000.
29. *C.Esteban, D.I.Méndez*, *Astron. Astrophys.*, 348, 446, 1999.
30. *R.A.Windhorst, V.A.Taylor, R.A.Jansen et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 143, 113, 2002.

THE BASIC PROPERTIES OF GALAXY GROUPS FROM THE VOLUME-LIMITED MAIN GALAXY SAMPLE OF SDSS DR6

XIN-FA DENG, JI-ZHOU HE, SONG JUN, CHENG-HONG LUO,
PING WU

Received 27 February 2008

Accepted 15 July 2008

Using Berlind et al. algorithm and Davis et al. algorithm, we find that the mean velocity dispersion, virial radius and virial mass of the group catalogs identified in the volume-limited sample are much smaller than those of ones identified in the flux-limited sample. Our study shows that these properties of groups are heavily influenced by the relative values of the linking parameters and that there may be no values for the linking lengths that will work perfectly for every sample. In addition, we note that the luminosity distribution of member galaxies of groups identified by different algorithms is nearly the same, but member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$ have a higher proportion of blue galaxies and a lower proportion of red galaxies than member galaxies of groups identified using the linking length $b = 0.2$ and the early-type fraction of member galaxies of groups identified using the linking length $b = 0.2$ is higher than that of member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$.

Key words: *galaxies: fundamental parameters - galaxies: large scale structure*

1. **Introduction.** Galaxy groups have been a very important issue about the large-scale structure of the universe for a long time. The informations obtained from such systems can allow us to understand many important issues better: properties of the large-scale structure, galaxy formation and evolution, environmental studies. For group identification, the friends-of-friends (FoF) algorithm developed by Huchra & Geller [1] is the most frequently applied method for redshift surveys. Geller & Huchra [2] constructed the first sizeable sample of groups, which contains 176 groups with three or more galaxies from the CfA galaxy redshift survey. Using the friends-of-friends algorithm developed by Huchra & Geller [1] or slightly modified versions, many authors compiled the catalogs of groups from different redshift surveys [3-12], particularly from Sloan Digital Sky Survey and 2 degree Field Galaxy Redshift Survey.

To identify galaxy groups, Berlind et al. [11] applied the simplest friends-of-friends algorithm and used constant linking lengths:

$$D_{\perp, ij} = (c/H_0)(z_i + z_j) \sin(\theta_{ij}/2) \leq b_{\perp} \bar{n}^{-1/3},$$

$$D_{\parallel, ij} = (c/H_0)|z_i - z_j| \leq b_{\parallel} \bar{n}^{-1/3},$$

where \bar{n} is the mean number density of galaxies and b_{\perp} and b_{\parallel} are the projected and line-of-sight linking lengths in units of the mean intergalaxy separation. The linking lengths of Berlind et al. [11] are: $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, which are best at grouping together galaxies that occupy the same dark matter halos. These values are different from those used in previous FoF group analyses. For example, Eke et al. [9] adopted $b_{\perp} = 0.13$, $b_{\parallel} = 1.43$ in their analysis of groups in the 2dF Galaxy Redshift Survey. In addition, Berlind et al. [11] also showed that there are no values for linking lengths that can pass all tests and the right choice of linking lengths depends on the scientific objectives of the work.

By allowing a longer linking length in the radial direction, the algorithm of Berlind et al. [11] successfully accounted for redshift space distortions. But as the criterion of radial distance is much larger than that of the projected separation, groups identified by such a method may be seriously contaminated by background/foreground galaxies. Deng et al. [12] tried two approaches: the algorithm of Berlind et al. [11] and the friends-of-friends algorithm of Davis et al. [13] which defines the three-dimensional linking length as $b \times \bar{n}^{-1/3}$ where the linking length choice of $b = 0.2$ yields a halo mass function that is independent of redshift and Ω_0 and thus provides a good definition of the underlying dark matter haloes [14]. Though Davis et al. [13]'s algorithm became three dimensional and thus less subject to projection effects, this algorithm did not take into account the stretching of groups in redshift space along the radial direction-redshift space distortions. But when we have no ability to correct redshift-space distortions, we must face the choice between two effects: the projection effects or redshift space distortions.

Deng et al. [12] used the flux-limited Main galaxy sample [15] of the SDSS Data Release 5 [16] and found the significant difference between group properties of catalogs identified by above two algorithms. In the group catalog identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, there is a higher proportion of loose groups, clusters, and even of superclusters, the richest group contains 41806 galaxies, which is a huge Great Wall of galaxies [17-19]. Deng et al. [12] indicated that for group identification the choice of linking lengths may depend on structure properties of the spatial distribution of galaxies. For the galaxy sample with filamentary morphology, such linking lengths are too large and many groups will be fused together into a huge system.

The major problem of flux-limited galaxy samples is the magnitude selection effect: at large distances faint galaxies are not visible and faint distant groups cannot be detected. Praton, Melott & McKee [20] argued that distortions in redshift space may enhance structures perpendicular to the line of sight, such as the Great Wall of galaxies and that in the flux-limited galaxy samples such an effect becomes more apparent. In order to decrease selection effects, a simple method is to use

a volume-limited galaxy sample. But in volume-limited samples fainter galaxies are excluded at all distances from the observer. The price for this replacement is that a large fraction of the data is not used. In this study, we use the volume-limited Main sample of the SDSS Data Release 6 [21] and again investigate group properties of catalogs identified by above two algorithms.

2. *Data.* The Sloan Digital Sky Survey (SDSS) is one of the largest astronomical surveys to date. Many of the survey properties were discussed in detail in the Early Data Release paper [22]. Galaxy spectroscopic target selection can be implemented by two algorithms. The Main galaxy sample [15] comprises galaxies brighter than $r_{\text{petro}} < 17.77$ (r -band apparent Petrosian magnitude). This sample has a median redshift of 0.10 and few galaxies beyond $z=0.25$, in which most galaxies are within the redshift region $0.02 \leq z \leq 0.2$. The Luminous Red Galaxy (LRG) algorithm [23] selects galaxies to $r_{\text{petro}} < 19.5$ that are likely to be luminous early-types, based on the observed colors. These LRGs are intrinsically red and at higher redshift.

In our work we used the Main galaxy sample. The data were downloaded from the Catalog Archive Server of SDSS Data Release 6 [21] by the SDSS SQL Search (with SDSS flag: best Primtarget&64>0) with high-confidence redshifts ($z_{\text{warning}} \neq 16$ and $z_{\text{status}} \neq 0, 1$ and redshift confidence level: $z_{\text{conf}} > 0.95$) (<http://www.sdss.org/dr6/>). From this sample, we selected 469199 Main galaxies in the redshift region $0.02 \leq z \leq 0.2$. We used the volume-limited Main galaxy sample constructed by Deng et al. [24], which contains 112889 galaxies, extends to $z_{\text{max}} = 0.089$ and is limited to the absolute magnitude region $-22.40 \leq M_r \leq -20.16$. The absolute magnitude M_r is calculated from the r -band apparent Petrosian magnitude, using a polynomial fit formula [25] for the K-correction [26] within $0 < z < 0.3$:

$$K(z) = 2.3537(z - 0.1)^2 + 1.04423(z - 0.1) - 2.5 \log(1 + 0.1).$$

In calculating the distance we used a cosmological model with a matter density $\Omega_0 = 0.3$, cosmological constant $\Omega_\Lambda = 0.7$, Hubble's constant $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$.

3. *The comparisons of group properties between catalogs identified by different algorithms.* Using the constant linking lengths of Berlind et al. [11], we extract a total of 4166 groups with richness $N \geq 4$ (N is the number of member galaxies in each system). There are 55412 member galaxies in groups, about 49.1% of total galaxy number in the volume-limited sample. The richest group contains 14898 galaxies. The fraction of grouped galaxies is higher than that found by Berlind et al. [11]. In the three volume-limited samples of Berlind et al. [11], 37.2%, 40.6% and 42.3% of galaxies are in groups of three or more members.

At the linking length $b = 0.2$ which corresponds to the linking length

$R_0 \approx 1.36$ Mpc (for the volume-limited Main galaxy sample the mean galaxy density is about $3.15 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$), 2153 galaxy groups with richness $N \geq 4$ are identified, in which the richest group contains 28 galaxies. The whole group sample contains 11493 galaxies, in which 10848 galaxies are also located in the groups identified using the constant linking lengths of Berlind et al. [11]. This sample is actually a sample of small and dense groups, typically containing four members.

We estimate basic physical properties of groups such as velocity dispersion, virial radius, virial mass and crossing time. Apparently, these measures are heavily influenced by the relative values of the linking parameters. The mean physical properties of two group catalogs are listed in Table 1.

Table 1

THE MEAN PHYSICAL PROPERTIES OF THE TWO GROUP CATALOGS FOR THE VOLUME-LIMITED MAIN GALAXY SAMPLE OF THE SDSS DATA RELEASE 6

Sample	N_{group}	N_{gal}	σ_v (km/s)	R_v (Mpc)	$M_v (M_\odot)$	$H_0 t_{\text{cross}}$
identified at the linking length $b = 0.2$	2153	11493	51.76	1.93	3.99×10^{12}	0.93
identified at the linking lengths $b_\perp = \dots$, $b_\parallel = 0.75$	4166	55412	184.44	3.19	1.02×10^{15}	0.41

The line-of-sight velocity dispersion σ_v is estimated by:

$$\sigma_v = \frac{1}{1 + \bar{z}} \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (cz_i - c\bar{z})^2}$$

where N is the number of galaxy members and \bar{z} the mean redshift of the group. Fig.1 shows the velocity dispersion distribution of group catalogs identified using the linking length $b = 0.2$ and the linking lengths $b_\perp = 0.14$, $b_\parallel = 0.75$, respectively. Due to shorter linking length in the radial direction, the mean velocity dispersion ($\bar{\sigma}_v = 51.76 \text{ km s}^{-1}$) of the group catalog identified using the linking length $b = 0.2$ is much smaller than that of other group catalogs (see Table 1 of Merch'an & Zandivarez [10]), also far smaller than that of the group catalog identified using the linking lengths $b_\perp = 0.14$, $b_\parallel = 0.75$ ($\bar{\sigma}_v = 184.44 \text{ km s}^{-1}$). We also notice that the mean velocity dispersion of the group catalogs identified in the volume-limited sample is much smaller than that of ones identified in the flux-limited sample (see Table 1 of Deng et al. [12]).

The virial radius is estimated using the following equation:

$$R_v = \frac{\pi N(N-1)}{2 \sum_{i>j} R_{ij}^{-1}}$$

where R_v is the galaxy projected distances. Fig.2 shows the virial radius distribution of group catalogs identified using the linking length $b = 0.2$ and the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, respectively. The mean virial radius of two group catalogs is much larger than that of other group catalogs(see Table 1 of Merch'an & Zandivarez [10]). As indicated by Praton, Melott & McKee

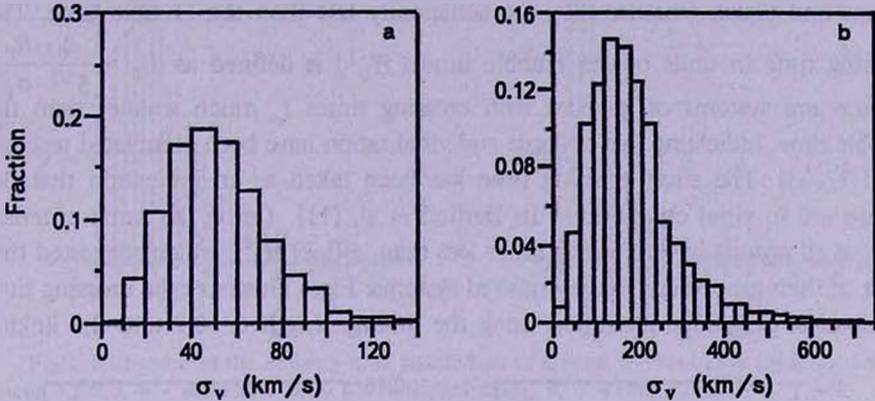


Fig.1. Histogram of the velocity dispersion distribution of groups: a - identified using the linking length $b = 0.2$, b - identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$.

[20], in a flux-limited galaxy sample, structures perpendicular to the line of sight are enlarged. We notice that the richest group (the Great Wall of galaxies) identified in the volume-limited sample (containing 14898 galaxies) is much smaller than one identified in the flux-limited sample (containing 41806 galaxies). In addition, the mean virial radius of the group catalogs identified in the volume-limited sample also is much smaller than that of ones identified in the flux-limited sample(see Table 1 of Deng et al. [12]).

The virial mass is computed as $M_V = 3\sigma_v^2 R_V / G$, where G is the gravitational constant. Similarly, the mean virial mass of the group catalogs identified in

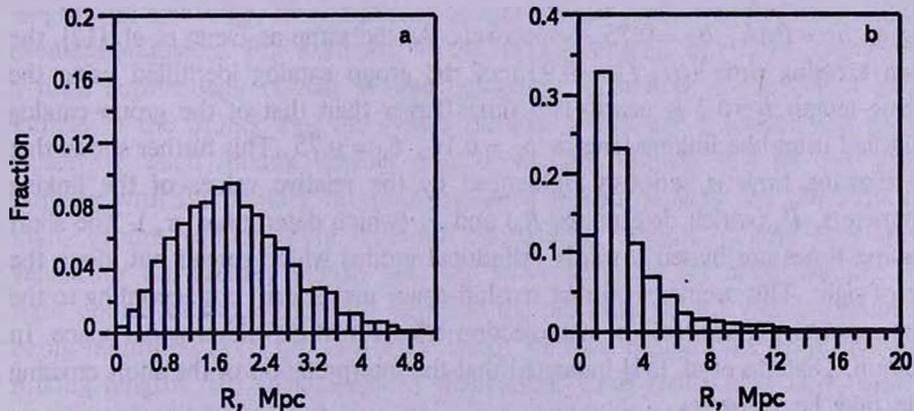


Fig.2. Histogram of the virial radius distribution of groups: a - identified using the linking length $b = 0.2$, b - identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$.

the volume-limited sample is much smaller than that of ones identified in the flux-limited sample (see Table 1 of Deng et al. [12]). Fig.3 illustrates the virial mass distribution of groups identified using the linking length $b=0.2$ and the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, respectively.

In order to test whether groups are virialized, we compute crossing times of groups and check whether they are sufficiently less than the Hubble time. The crossing time in units of the Hubble time (H_0^{-1}) is defined as $t_{cr} = \frac{3}{5^{3/2}} \frac{R_V}{\sigma_V}$. Groups are systems of galaxies with crossing times t_{cr} much smaller than the Hubble time, indicating that collapse and virialization have been completed recently [5,11,27-33]. The short crossing time has been taken as an indication that the groups are in virial equilibrium. In Berlind et al. [11] (using the same criteria), 80% of all groups have crossing times less than $\approx 0.29 H_0^{-1}$, which suggested that most of their groups are likely virialized systems. Fig.4 illustrates the crossing time distribution of groups identified using the linking length $b=0.2$ and the linking

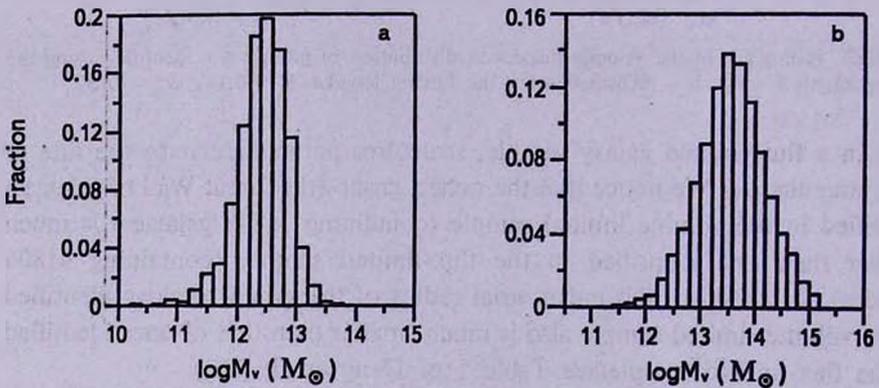


Fig.3. Histogram of the virial mass distribution of groups: a - identified using the linking length $b=0.2$, b - identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$.

lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, respectively. As the same as Deng et al. [12], the mean crossing time ($H_0 \bar{t}_{cr} = 0.93$) of the group catalog identified using the linking length $b=0.2$ is nearly two times larger than that of the group catalog identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$. This further shows that the crossing time is seriously influenced by the relative values of the linking parameters, D_0 (which determines R_V) and V_0 (which determines σ_V). The short crossing times are biased towards cylindrical groups which spread out along the line of sight. This seems to correct redshift-space distortions, but according to the above analysis, it also results in projection effects in three-dimensional space. In addition, Diaferio, et al. [31] indicated that the interpretation of the short crossing time may be incorrect.

In fact, so far, there has been no a widely accepted algorithm and criterion which is suitable for all galaxy samples. For different galaxy samples, many

authors often developed different algorithms and criteria. Different methods and different galaxy samples means that the resulting catalogs of groups and the mean physical properties of groups are rather different. We also compare the

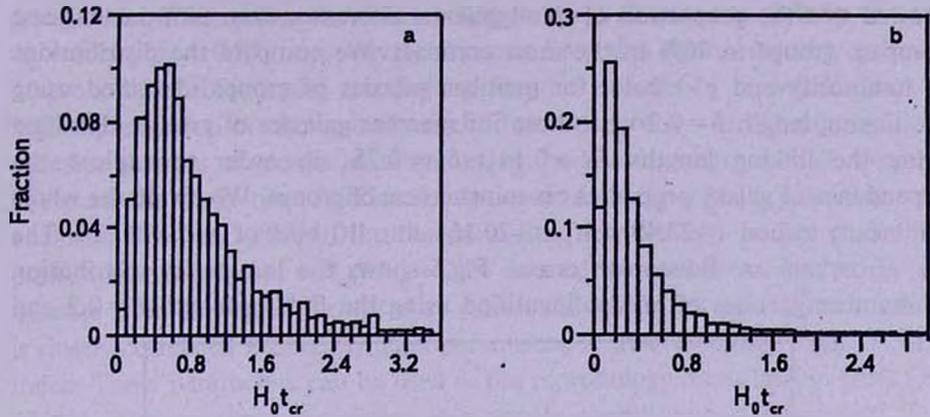


Fig.4. Histogram of the crossing time distribution of groups: a - identified using the linking length $b = 0.2$, b - identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$.

mean physical properties of the group catalog identified using the linking length $b = 0.2$ (corresponding to the three-dimensional linking length $R_0 \approx 1.36$ Mpc) with those of 1298 compact groups of galaxies (CGs) identified at the three-dimensional linking length $R = 1.2$ Mpc by Deng et al. [34] and find that the mean velocity dispersion, virial radius and virial mass of the group catalog identified using the linking length $b = 0.2$ are apparently larger than those of CGs. This further shows that these properties of groups are heavily influenced by the relative values of the linking parameters. As stated by Berlind et al. [11], the choice of the linking lengths is the most important ingredient of group-finding algorithm. If the linking lengths are too small, then the group-finder will break up groups into double and multiple systems. If the linking lengths are too large, then different groups will be fused together into clusters even superclusters. For example, at the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, a huge supercluster (Great Wall of galaxies) is formed in our Main galaxy sample of the SDSS. For the galaxy samples which are a simple and central clustering, such linking lengths may be a right choice, but for the galaxy samples with filamentary morphology, such linking lengths are too large and many groups will be fused together into a huge system. There may be no values for the linking lengths that will work perfectly for every sample. The right choice of linking lengths depends on the purpose for which groups are being identified [11]. On the other hand, we also notice that using the same linking lengths, the mean velocity dispersion, virial radius and virial mass of the group catalogs identified in the volume-limited sample are much smaller than those of ones identified in the flux-limited sample. This is mainly due

to selection effects in the flux-limited sample.

Groups identified using the linking length $b=0.2$ are denser systems than ones identified using the linking lengths $b_{\perp}=0.14$, $b_{\parallel}=0.75$. Hickson [35] showed that the proportion of spiral galaxies decreases from 60% in the least compact groups to 20% in the most compact. We compare the distributions of luminosity and $g-r$ color for member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$ with those for member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp}=0.14$, $b_{\parallel}=0.75$, in order to explore the dependence of galaxy properties on compactness of groups. We divide the whole luminosity region ($-22.40 \leq M_r \leq -20.16$) into 10 bins of width 0.224. The 1σ error bars are Poissonian errors. Fig.5 shows the luminosity distribution of member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$ and

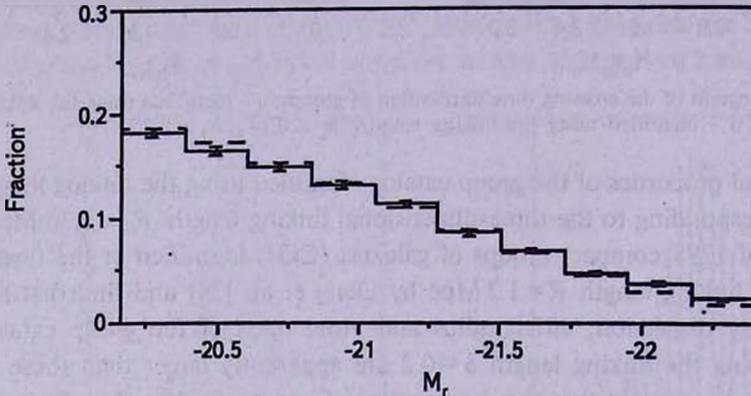


Fig.5. The luminosity distribution of member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp}=0.14$, $b_{\parallel}=0.75$ (dashed line) and using the linking length $b=0.2$ (solid line). The error bars are 1σ Poissonian errors for member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$.

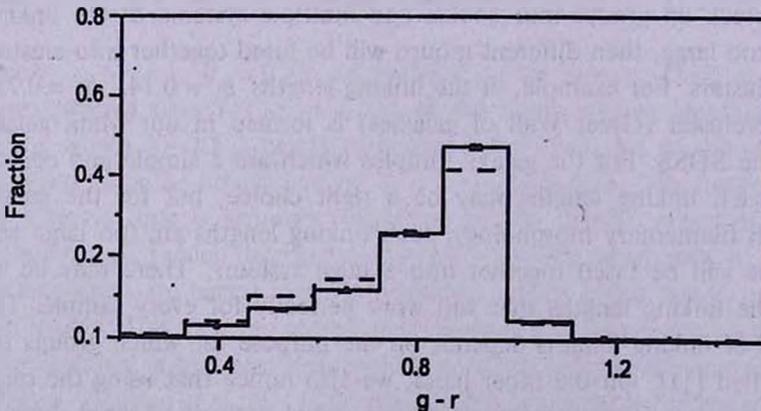


Fig.6. The $g-r$ color distribution of member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp}=0.14$, $b_{\parallel}=0.75$ (dashed line) and using the linking length $b=0.2$ (solid line). The error bars are 1σ Poissonian errors for member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$.

the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, respectively. The luminosity distribution of member galaxies of groups identified by different algorithms is nearly the same. Fig.6 shows $g-r$ color distribution of member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$ and the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, respectively. As seen from this figure, member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$ have a higher proportion of blue galaxies and a lower proportion of red galaxies than member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$. We also compute the early-type fraction of two samples. R_{50} and R_{90} are the radii enclosing 50% and 90% of the Petrosian flux, respectively. In this study, the concentration index $c_i = R_{90}/R_{50} = 2.86$ is used to separate early-type (E/S0) galaxies from late-type (Sa/b/c, Irr) galaxies [36-37]. The galaxy morphology is closely correlated with many other parameters, such as color and concentration index. These parameters can be used as the morphology classification tools [36, 38-41]. The concentration index is a simple morphological parameter. The early-type fraction of two samples are respectively: 44.19% for groups identified using the linking length $b=0.2$, 40.14% for groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$. Although $g-r$ color and morphology of galaxies apparently depend on compactness of groups, we do not observe as large statistical difference as Hickson [35] results for systems having different compactness.

5. *Summary.* From the volume-limited Main galaxy sample of SDSS DR6, we have identified groups by Berlind et al. [11] algorithm and Davis et al. [13] algorithm and compare the mean properties of groups with those of groups extracted by the same algorithms from the flux-limited Main galaxy sample of the SDSS Data Release 5. It is found that the mean velocity dispersion, virial radius and virial mass of the group catalogs identified in the volume-limited sample are much smaller than those of ones identified in the flux-limited sample. Our study shows that these properties of groups are heavily influenced by the relative values of the linking parameters and that there may be no values for the linking lengths that will work perfectly for every sample. We also compare the distributions of luminosity and $g-r$ color for member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$ with those for member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$, in order to explore the dependence of galaxy properties on compactness of groups. The luminosity distribution of member galaxies of groups identified by different algorithms is nearly the same, but member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$ have a higher proportion of blue galaxies and a lower proportion of red galaxies than member galaxies of groups identified using the linking length $b=0.2$. In addition, the early-type fraction of member galaxies of groups identified using

the linking length $b=0.2$ is higher than that of member galaxies of groups identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$. These are due to groups identified using the linking length $b=0.2$ being denser systems than ones identified using the linking lengths $b_{\perp} = 0.14$, $b_{\parallel} = 0.75$.

Acknowledgements. Our study is supported by the Program for Innovative Research Team of Nanchang University and also supported by the National Natural Science Foundation of China (10765004).

Funding for the creation and distribution of the SDSS Archive has been provided by the Alfred P.Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Aeronautics and Space Administration, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the Japanese Monbukagakusho and the Max Planck Society. The SDSS Web site is <http://www.sdss.org/>.

The SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium (ARC) for the Participating Institutions. The Participating Institutions are The University of Chicago, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, The Johns Hopkins University, Los Alamos National Laboratory, the Max-Planck-Institute for Astronomy (MPIA), the Max-Planck-Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, University of Pittsburgh, Princeton University, the United States Naval Observatory and the University of Washington.

School of Science, Nanchang University, Jiangxi,
China, e-mail: xinfadeng@yahoo.com.cn

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП ГАЛАКТИК ПО ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОЙ ВЫБОРКЕ SDSS DR6

ХИН-ФА ДЕНГ, ДЖИ-ЖУ ХЕ, ЦОНГ ДЖУН,
ЧЕНГ-ХОНГ ЛУО, ПИНГ ВИ

Используя алгоритмы Берлинда и др., а также Дейвиса и др., мы нашли, что средняя дисперсия скоростей, вириальный радиус и вириальная масса в каталогах групп, отождествленных в пространственно-ограниченной выборке, намного меньше, чем в тех случаях, когда они отождествлены в выборке, ограниченной - по потокам. Наше исследование показывает, что на эти характеристики групп оказывают сильное влияние относительные значения связывающих параметров и что нет каких-либо значений для

связывающих длин, которые были бы безупречны для любых выборок. К тому же, мы отмечаем, что распределения светимостей членов групп, отождествленных по разным алгоритмам, почти одинаковы. Однако члены групп, отождествленных с использованием связывающих длин $b_1 = 0.14$, $b_1 = 0.75$, содержат большое количество голубых галактик и меньшее количество красных галактик, чем члены групп, отождествленных с использованием связывающей длины $b=0.2$. Соответственно, в последнем случае доля ранних типов галактик среди членов групп больше, чем в случае отождествления членов групп при $b_1 = 0.14$ и $b_1 = 0.75$.

Ключевые слова: *галактики:основные параметры:широкомасштабная структура*

REFERENCES

1. *J.P.Huchra, M.J.Geller, Astrophys. J., 257, 423, 1982.*
2. *M.J.Geller, J.P.Huchra, Astrophys. J. Suppl. Ser., 52, 61, 1982.*
3. *M.E.Merch'an, M.A.G.Maia, D.G.Lambas, Astrophys. J., 545, 26, 2000.*
4. *G.Giuricin, C.Marinoni, L.Ceriani, A.Pisani, Astrophys. J., 543, 178, 2000.*
5. *D.L.Tucker, A.Jr.Oemler, Y.Hashimoto et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 130, 237, 2000.*
6. *R.G.Carlberg, H.K.C.Yee, S.L.Morris et al., Astrophys. J., 552, 427, 2001.*
7. *M.Ramella, M.J.Geller, A.Pisani, L.N. da Costa, Astron. J., 123, 2976, 2002.*
8. *M.E.Merch'an, A.Zandivarez, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 335, 216, 2002.*
9. *V.R.Eke, C.M.Baugh, S.Cole et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 348, 866, 2004.*
10. *M.E.Merch'an, A.Zandivarez, Astrophys. J., 630, 759, 2005.*
11. *A.A.Berlind, J.Frieman, D.H.Weinberg et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 167, 1, 2006.*
12. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang et al., Astron. Astrophys., 474, 783, 2007a.*
13. *M.Davis, G.Efstathiou, C.S.Frenk, S.D.M.White, Astrophys. J., 292, 371, 1985.*
14. *A.Jenkins, C.S.Frenk, S.D.M.White et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 321, 372, 2001.*
15. *M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al., Astron. J., 124, 1810, 2002.*
16. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 172, 634, 2007a.*
17. *J.R.Gott, M.Juric, D.Schlegel et al., Astrophys. J., 624, 463, 2005.*
18. *X.F.Deng, Y.Q.Chen, Q.Zhang et al., Chin. J. Astron. Astrophys., 6, 35, 2006.*
19. *X.F.Deng, J.Z.He, C.G.He et al., Acta Physica Polonica B, 38, 219, 2007b.*
20. *E.A.Praton, A.L.Melott, M.Q.McKee, Astrophys. J., 479, L15, 1997.*

21. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros, S.S.Allam et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, in press (arXiv:0707.3413), 2007b.
22. *C.Stoughton, R.H.Lupton, M.Bernardi et al.*, *Astron. J.*, **123**, 485, 2002.
23. *D.J.Eisenstein, J.Annis, J.E.Gunn et al.*, *Astron. J.*, **122**, 2267, 2001.
24. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang*, *Astrophys. J.*, **671**, L101, 2007c.
25. *C.Park, Y.Y.Choi, M.S.Vogeley et al.*, *Astrophys. J.*, **633**, 11, 2005a.
26. *M.R.Blanton, J.Brinkmann, I.Csabai et al.*, *Astron. J.*, **125**, 2348, 2003.
27. *E.L.Turner, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **194**, 587, 1974.
28. *J.C.Jackson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **173**, 41p, 1975.
29. *J.R.I.Gott, E.L.Turner*, *Astrophys. J.*, **213**, 309, 1977.
30. *H.J.Rood, J.R.Dickel*, *Astrophys. J.*, **224**, 724, 1978.
31. *A.Diaferio, M.Ramella, M.Geller et al.*, *Astron. J.*, **105**, 2035, 1993.
32. *M.Girardi, G.Giuricin*, *Astrophys. J.*, **540**, 45, 2000.
33. *G.Giuricin, S.Samurović, M.Girardi et al.*, *Astrophys. J.*, **554**, 857, 2001.
34. *X.F.Deng, J.Z.He, X.S.Ma et al.*, *Central European Journal of Physics*, in press, 2008.
35. *P.Hickson*, *Astrophys. J.*, **255**, 382, 1982.
36. *K.Shimasaku, M.Fukugita, M.Doi et al.*, *Astron. J.*, **122**, 1238, 2001.
37. *O.Nakamura, M.Fukugita, N.Yasuda et al.*, *Astron. J.*, **125**, 1682, 2003.
38. *C.Park, Y.Y.Choi*, *Astrophys. J.*, **635**, L29, 2005b.
39. *C.Yamauchi, T.Goto*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **359**, 1557, 2005.
40. *R.G.Abraham, S. van den Bergh, P.A.Nair*, *Astrophys. J.*, **588**, 218, 2003.
41. *I.Strateva, Z.Ivezic, G.R.Knapp et al.*, *Astron. J.*, **122**, 1861, 2001.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ γ ORIН.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН²

Поступила 11 февраля 2008

Принята к печати 20 августа 2008

В работе приводятся результаты спектрального и фотометрического исследования долгопериодической переменной звезды γ Ori, которая вблизи минимума блеска классифицирована нами как M7IIIe. В голубой части на спектр холодного гиганта накладываются детали звезды более раннего спектрального класса, вследствие чего в диапазоне 4000–4200 Å наблюдается избыток излучения переменного характера. В отличие от монотонно убывающей интенсивности бальмеровских линий ($EWN\alpha > EWN\beta > EWN\gamma > EWN\delta$) для нормальных звезд ранних спектральных классов, у γ Ori зарегистрировано обратное соотношение $EWN\gamma < EWN\delta$.

Ключевые слова: *звезды:спектры:фотометрия –объект: γ Ori*

1. *Введение.* Долгопериодические переменные звезды (Long-Period Variables, LPVs), или звезды типа Миры Кита, принадлежат к широкому классу пульсирующих переменных, периодически показывающих расширение и сжатие поверхностных слоев значительной массы, чем и обусловлено изменение их блеска. LPVs являются эмиссионными красными гигантами с характерными спектрами поздних классов Me, Ce, Se и расположены в верхней части AGB (Asymptotic Giant Branch). Примерно 25% всех известных переменных звезд являются долгопериодическими переменными, а их блеск изменяется в пределах 2^m – 11^m в V лучах с периодами от 80^d до 1000^d [1]. Несмотря на то, что амплитуды их изменений уменьшаются в сторону длинных волн, основную часть энергии звезда излучает именно в инфракрасных лучах. LPVs расположены вблизи галактического диска, показывая тенденцию концентрироваться к центру Галактики. Высокая светимость, позволяющая их обнаружение на очень больших расстояниях, часто используется для исследования структуры как нашей, так и соседних галактик. Они часто встречаются в звездных ассоциациях и, по-видимому, являются молодыми образованиями [2]. Согласно Соболеву [3] LPVs отличаются от горячих O-звезд только наличием плотной, протяженной оболочки.

В спектрах LPVs часто регистрируются переменные эмиссионные линии бальмеровской серии водорода. Наблюдательные данные свидетельствуют о наличии сильного истечения материи во время пульсаций. Показано, что потеря массы в стадии AGB может достигать до $10^{-4} M_{\odot}$ в год [4].

В рамках современных представлений пульсирующие красные гиганты структурно принято делить на две составляющие: а) гравитационно сильно связанное центральное ядро (с размерами $\sim 10^4$ см и с температурой $\sim 10^8$ К), и б) гигантская (с размерами $\sim 10^{13}$ см) и холодная ($T \sim 10^3$ К на поверхности), гравитационно очень слабо связанная мантия [5,6]. Вследствие потери большой массы в стадии AGB вокруг этих звезд образуются околозвездные оболочки, достигающие иногда 10^{19} см и с температурой во внешних частях около 10 К [5]. Очевидно, что потеря такой массы значительно воздействует на эволюцию звезды. Немаловажно отметить, что LPVs часто являются источниками радио- и инфракрасного излучения [7,8].

Наконец, исследования LPVs очень важны с точки зрения изучения эволюции красных гигантов и сверхгигантов. Доминирующее в настоящее время представление об их эволюции в основном базируется на результатах известной работы Шкловского [9], согласно которой каждая планетарная туманность в конечном счете производит один белый карлик, а сами планетарные туманности происходят от некоторого подмножества красных гигантов. Согласно нынешним представлениям, стадии AGB следует стадия post-AGB, продолжительность которой очень коротка и составляет 10^3 - 10^4 лет [10]. После этого звезда переходит в стадию планетарной туманности, а конечным продуктом эволюции является белый карлик.

У Ogi является одной из самых малоизученных среди звезд типа Миры Кита, имеет спектр M3e-M5 и период изменения блеска $271^d.3$ [1]. Впервые мы обратили внимание на эту звезду, когда она была зарегистрирована в максимуме блеска во время наших фотографических *UBV* наблюдений области туманности Ориона [11]. На основе богатого наблюдательного материала была построена полная кривая изменения блеска и уточнен период изменения $P = 270^d.5 \pm 0^d.2$, а также время возгорания ($t_g = 83^d.9$) и спада ($t_c = 186^d.6$) блеска [11], отлично согласующееся с недавно определенным периодом звезды $P = 270^d \pm 1^d.08$ [12]. В максимуме блеска звезды, на наших снимках в красных лучах была зарегистрирована туманность, которая отсутствовала в других цветах [11,13]. На нисходящей ветви кривой блеска обнаружены отдельные повышения блеска в ультрафиолетовых лучах, одно из которых с продолжительностью порядка 20 суток [13].

В настоящей работе приводятся результаты спектральных и фотометрических наблюдений У Ogi, выполненных в 2004г.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в сентябре 2004г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью спектральной камеры SCORPIO [14]. С помощью камеры можно получить как прямые изображения с широкополосными и узкополосными фильтрами, так и проводить спектроскопию с длинной щелью. SCORPIO используется с ПЗС-матрицей размерами 2063x2058 pix, охватывающая область неба $14' \times 14'$ с пространст-

венным разрешением $0''.41$. Фотометрические наблюдения выполнены 20 сентября в B , V , R , I фильтрах, а в спектральном режиме снималась область $4000-7300 \text{ \AA}$ с использованием призмы с дифракционной решеткой 600 штрих/мм.

3. *Результаты наблюдений.* Звезда γ Ori ($\alpha = 05^{\text{h}}41^{\text{m}}33^{\text{s}}.65$; $\delta = -04^{\circ}07'54''.9$) известная также как источник инфракрасного излучения (IRAS 05390-0409) показывает переменный спектр, по-видимому, зависящий от фазы изменения блеска. Диапазон изменения блеска в фотографических лучах равен $11^{\text{m}}.5-16^{\text{m}}$ согласно [1], а по нашим наблюдениям $10^{\text{m}}.9-17^{\text{m}}.5$ [11]. В зависимости от фазы сильно изменяются также показатели цвета звезды [11,13]. Если значения $B-V$ и $V-R$ после максимума монотонно (со слабыми колебаниями) увеличиваются, то $U-B$ уменьшается, что свидетельствует об избытке ультрафиолетового излучения.

Настоящие наблюдения проводились через 106 (20.09.2004г.) и 110 (24.09.2004г.) дней после очередного ожидаемого максимума. Мы вычислили фазу изменения блеска звезды, принимая эпоху максимума согласно ОКПЗ [1] с использованием уточненного нами периода [11], который в хорошем согласии с результатами более поздних измерений [12].

Результаты фотометрии в B , V , R и I лучах приводятся в табл.1. Для сравнения приводятся также звездные величины в максимуме (m_{max}) и в минимуме (m_{min}) блеска из [11].

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ γ Ori

Полоса	m	$m(\text{max})$ [11]	$m(\text{min})$ [11]
B	15.4	10.9	17.5
V	13.2	9.3	14.7
R	9.6	6.8	11.1
I	6.5	6.0	8.0

Для звезд типа Миры Кита Вардьян[15] получил корреляцию между цветами $V-I$, температурой и спектральным классом. Исходя из этой корреляции, на основе наших измерений ($V-I=6^{\text{m}}.7$) для γ Ori получается цветовая температура $T_c=2300 \text{ K}$ и спектральный класс M7-M8. Отметим, что полученное нами значение $V-I=6^{\text{m}}.7$ точно совпадает с таковым, полученным в минимуме блеска при фотографических наблюдениях [11].

На рис.1 приводится суммарный спектр γ Ori, полученный 20 сентября, на котором стрелками показаны линии бальмеровской серии водорода. Как видно из рисунка, это типичный спектр звезды спектрального класса M с почти всеми характерными для гигантов M молекулярными полосами, где особенно хорошо выделяются полосы TiO. Хорошо известно, что эффекты

светимости у звезд класса М уверенно различаются на основании составных полос, как например FeII $\lambda\lambda 8690$ и 9890 \AA , а также триплета кальция CaII $\lambda\lambda 8498$, 8542 и 8662 \AA , которые, к сожалению, расположены вне наблюдаемого нами диапазона. В оптической области хорошим индикатором

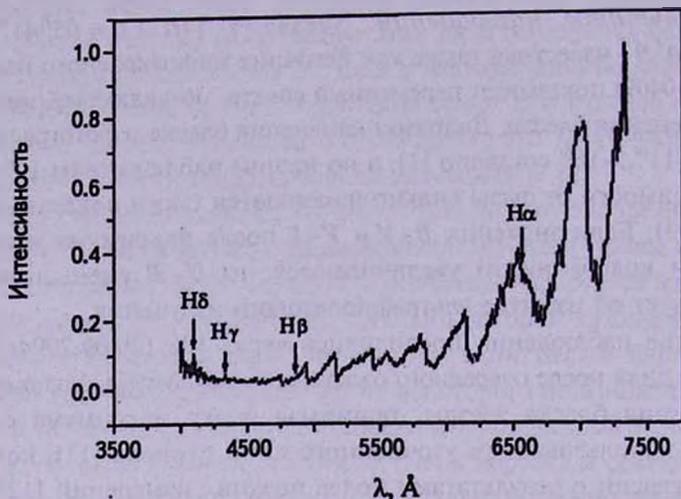


Рис.1. Суммарный спектр звезды Y Ori, полученный 20 сентября.

светимости является отношение интенсивности красной и синей части линии Ca II $\lambda 4226 \text{ \AA}$ (последняя у гигантов почти незаметна см. [16]). С другой стороны, для гигантов позднего подтипа M5 характерны полосы VO $\lambda\lambda 5469$, 5635 (выделяется особо), $\lambda 5737 \text{ \AA}$ и широкая полоса $\lambda\lambda 7334 - 7534 \text{ \AA}$ [17], которая лишь частично видна на наших спектрах. Кроме того, типичные для ранних подклассов M полосы TiO $\lambda 6322 \text{ \AA}$, CaII $\lambda 6750 \text{ \AA}$ и некоторые другие на наших спектрах сравнительно слабы или незаметны. Наконец, сравнение показывает, что полученный спектр почти идентичен спектру звезды LHS 3297A, классифицированной как M7III [18].

Все вышесказанное, с учетом стандартных критериев для классификации звезд поздних классов [17-19] и поведения в их спектрах различных линий и молекулярных полос, дает основание классифицировать полученный нами спектр Y Ori как M7IIIe. Более подробное описание использованной нами методики спектральной классификации можно найти в [20].

Отметим, что сам спектр и характерные линии звезд класса M (особенно в поздних подтипах) часто бывают подвержены изменениям. В частности, в работе [17] наглядно показано, насколько влияет вспышечная активность на спектр, а следовательно и на классификацию звезды LHS 3297A. Показателен в этом смысле тот факт, что в каталоге Баскомба [21] Y Ori отнесена к классу M3IIIe, а согласно последующей классификации она отнесена к классу M5IIIe [22]. Инфракрасные показатели цвета ($J=4^m.00$,

$J - H = 1^m.14$, $H - K = 0^m.61$) [23] значительно краснее таковых у любого гиганта класса M5 [24], что также говорит в пользу правильности нашей классификации. Следовательно, с учетом вышеотмеченных результатов, полученных нами на основании показателя цвета ($V - I$), можно уверенно сказать, что в данной фазе (недалеко от минимума блеска) звезда имеет спектр M7Ше. При этом значительные различия (M3Ше-M7Ше) в определении спектрального класса звезды Υ Ori [1,21,22] по всей вероятности являются результатом изменения ее спектрального класса с фазой изменения блеска.

Спектры LPVs относятся к самым сложным из всех известных звездных спектров, показывая большое число атомных и молекулярных линий и полос как в излучении, так и в поглощении. Все они являются переменными, и большинство изменений связано с фазой изменения блеска. Уже ранние спектральные наблюдения показали удивительное отклонение соотношения интенсивностей ярких водородных линий от обычного монотонного уменьшения, наблюдаемого, начиная с $H\alpha$, в спектрах звезд ранних типов.

20 и 24 сентября получены по 3 спектра звезды Υ Ori, притом в обе ночи в течение всего 15-20 мин. Очевидно, что за такой короткий промежуток времени трудно ожидать каких-либо существенных изменений у долгопериодической переменной звезды. Суммирование трех спектров каждой ночи дало возможность выявить детали, наличие которых на отдельных спектрах было бы трудно зафиксировать с уверенностью. Оказалось, что в спектральном диапазоне $\lambda\lambda 4400 - 7300\text{\AA}$ спектры практически одинаковы, а в области $\lambda\lambda 4000 - 4400\text{\AA}$ хорошо видны отличия.

На рис.2 приводятся спектры Υ Ori, полученные 20 и 24 сентября в диапазоне $\lambda\lambda 4000 - 4400\text{\AA}$, нормированные к максимальной интенсивности на длине волны $\lambda 7300\text{\AA}$. Стрелками показаны эмиссионные линии $H\gamma$ и $H\delta$ и две другие не совсем уверенно отождествленные эмиссионные детали. На рисунке видны значительные спектральные изменения в этой области всего за 4 суток.

Непрерывный спектр в диапазоне $\lambda\lambda 4000 - 4200\text{\AA}$ значительно сильнее на спектре, полученном 20 сентября. Сравнение интенсивностей двух соседних участков спектра ($\lambda\lambda 4000 - 4200\text{\AA}$ и $\lambda\lambda 4200 - 4400\text{\AA}$) путем вычисления в них интегрального блеска показывает, что интенсивность в интервале $\lambda\lambda 4000 - 4200\text{\AA}$, выраженная в звездных величинах, 20 сентября вдвое больше, чем 24 сентября. Несомненно, это является результатом реальных физических процессов. Трудно сказать, какие конкретно процессы привели к такому результату, но зарегистрированное нами покраснение условного цвета звезды на $0^m.5$ за 4 суток не вызывает сомнения. Отметим, что при среднем градиенте спада блеска Υ Ori, блеск звезды за 4 суток может измениться всего лишь на $0^m.1$, а в данной фазе изменения блеска звезды (вблизи минимума) градиент должен быть еще меньше.

На рис.2 (20.09.2004) хорошо видны эмиссионные линии $H\gamma$ и $H\delta$, а также две другие эмиссионные детали на длинах волн $\lambda 4190\text{\AA}$ и $\lambda 4381\text{\AA}$, которые мы не смогли уверенно отождествить. Они могут принадлежать как нейтральному железу, так и другим элементам. Эти линии часто встречаются в спектрах долгопериодических переменных, но они более типичны для красных гигантов в стадии *post-AGB* [25].

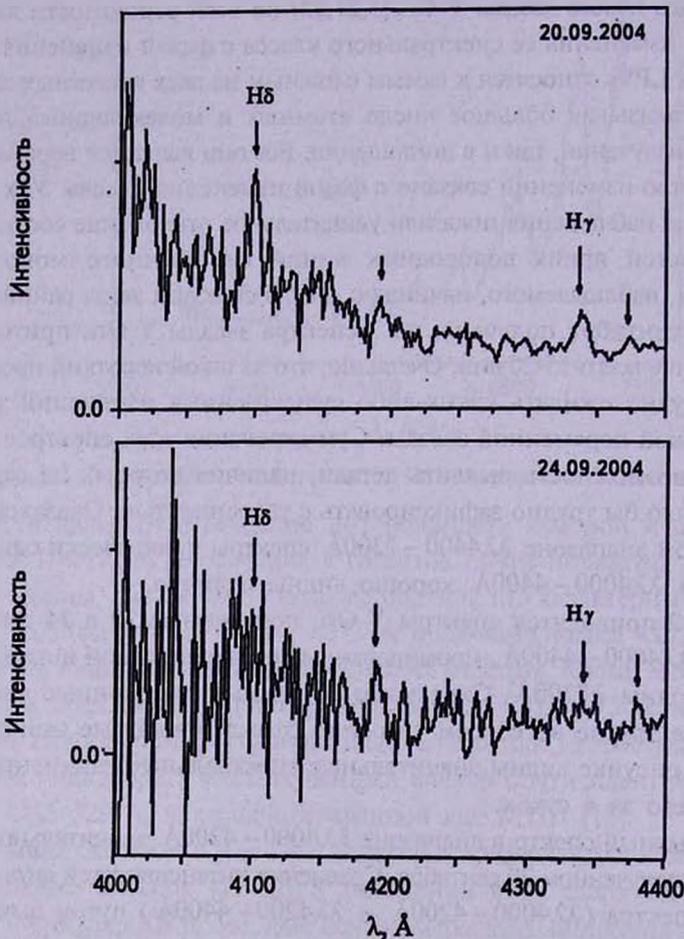


Рис.2. Спектры звезды $Y Ori$, полученные 20 и 24 сентября в диапазоне $\lambda 4000 - 4400\text{\AA}$. Стрелками показаны как линии $H\gamma$ и $H\delta$, так и другие эмиссионные детали.

Нам не удалось обнаружить линии $H\alpha$ и $H\beta$ даже после суммирования всех полученных спектров. Эмиссии в $H\gamma$ и $H\delta$ хорошо видны на спектрах, снятых 20 сентября, но отсутствуют уже через 4 суток. Эквивалентные ширины линий $EWH\gamma$ и $EWH\delta$ равны соответственно $6.2 \pm 0.6\text{\AA}$ и $7.5 \pm 0.6\text{\AA}$. Интересно, что в отличие от обычно монотонно уменьшающихся интенсивностей линий бальмеровской серии водорода, начиная с $H\alpha$ для нормальных звезд

ранних спектральных классов ($EWH\alpha > EWH\beta > EWH\gamma > EWH\delta$), у Υ Ori наблюдается обратное соотношение - $EWH\gamma < EWH\delta$.

4. *Обсуждение.* Звезда Υ Ori находится вблизи туманности Ориона, где среди огромного количества переменных звезд всего 30 являются долгопериодическими переменными типа М.

Настоящие наблюдения позволили впервые определить спектральный класс звезды почти в середине (ближе к минимуму) нисходящей ветви кривой блеска (M7IIIe). С помощью полученной в работе [13] эмпирической зависимости между температурой, цветом ($V-I$) и спектральным классом, на основе данных табл.1 оценен спектральный класс и температура звезды в минимуме (M7-M8, $T=2300$ К) и в максимуме (M3, $T=3250$ К) блеска.

На основе синхронных фотоэлектрических наблюдений [13] было показано, что посинение является результатом быстрого подъема блеска. По-видимому, быстрые изменения блеска (от нескольких часов до 20 суток), встречаются довольно часто и характерны для нисходящей ветви кривой блеска [11,26-30]. Цвет звезды в максимуме быстрых изменений голубее, чем до и после него [30]. Приведенные Мендозой [31] фотоэлектрические наблюдения 67 долгопериодических переменных и наши фотографические и фотоэлектрические наблюдения Υ Ori [11,13] показали, что цвета некоторых звезд в минимуме голубее чем в максимуме. По-видимому, голубой избыток излучения в диапазоне 4000-4200 Å также является результатом "быстрого" всплеска яркости звезды. Следует отметить, что о наличии избытка коротковолнового излучения у долгопериодических переменных звезд было указано еще в 1945г. Шайном [32].

Аномальные интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии водорода представляют большой интерес. Можно предположить, что источник эмиссии связан с материей, выброшенной в процессе пульсации из недр звезды, а поглощающий слой находится впереди источника. Известно, что для линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ поглощающий элемент может быть TiO, а для линии $H\delta$ - нейтральный Индий - In I. Наблюдаемое соотношение $EWH\gamma < EWH\delta$ может быть обусловлено также разностью количества TiO и InI в поглощающем слое находящегося впереди источника излучения.

Наконец, наличие в спектрах эмиссионных деталей, характерных для post-AGB стадии красных гигантов, говорит в пользу эволюционной связи AGB и post-AGB звезд. Не исключено также, что звезда Υ Ori, находится очень близко к стадии post-AGB.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить сотрудника Бюраканской обсерватории А.А.Карапетяна за помощь в наблюдениях.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

² Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: oatamaz@usc.es

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC
OBSERVATIONS OF Y ORIN.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN²

The results of spectral and photometric study of the long-period variable star Y Ori are reported. Being close to the brightness minimum, it is classified by us as a cool M7IIIe giant. In the blue part of spectrum, some typical to early spectral type star features are overlapped with a characteristics of a cool giant, thus leading to a variable excess of radiation in the range of 4000–4200 Å. In contrast with a usual, monotonically decreasing intensity of the Balmer lines ($EWH\alpha > EWH\beta > EWH\gamma > EWH\delta$) in early type normal stars, a reversal behavior ($EWH\gamma < EWH\delta$) in Y Ori spectra is registered.

Key words: *stars:spectra:photometry-individual:Y Ori*

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Н.Холопов и др., Общий Каталог Переменных Звезд, Наука, М., 1985.
2. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 4, 1949.
3. В.В.Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд., ЛГУ, 1947.
4. H.Olofsson, in: IAU Colloquium No. 126, "Evolution of Peculiar Red Giants", eds. H.R.Johnson, B.Zuckerman, Cambridge University Press, 1989.
5. H.Olofsson, in: Asymptotic Giant Branch Stars, IAU Symp. No. 191, eds. T. Le Bertre, A.Lebre, C.Waelkens, p.3, 1999.
6. G.R.Knapp, Astrophys. J., 311, 731, 1986.
7. M.J.Reid, K.M.Menten, Astrophys. J., 671, 2068, 2007.
8. K.Ohnaka, M.Scholz, P.R.Wood, Astron. Astrophys., 446, 1119, 2006.
9. И.С.Шкловский, Астрон. ж., 33, 315, 1956.
10. T.Blocker, Astron. Astrophys., 299, 755, 1995.
11. Н.Д.Меликян, Р.Ш.Нацанишвили, М.Делла Валле, Астрофизика, 28, 329, 1988.
12. M.R.Templeton, J.A.Mattei, L.A.Willson, Astron. J., 130, 776, 2005.
13. Н.Д.Меликян, С.Д.Якубов, Астрофизика, 38, 5, 1995.
14. V.L.Afanasiev, E.B.Gazhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev, Bull. Special Astrophys. Obs., 58, 90, 2005.
15. Р.А.Варданян, Астрофизика, 36, 535, 1993.
16. C.Jaschek, M.Jaschek, The Behavior of Chemical Elements in Stars, Cambridge Univ. Press, 1995.
17. J.D.Kirkpatrick, T.J.Henry, D.W.McCarthy, Astrophys. J. Suppl. Ser., 77, 41, 1991.
18. M.S.Bessell, Astron. J., 101, 662, 1991.
19. C.Jaschek, M.Jaschek, The Classification of Stars, Cambridge Univ. Press, 1987.

20. *V.S.Tamazian, J.A.Docobo, N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, Publ. Astron. Soc. Pac., **118**, 814, 2006.
21. *W.Buscombe*, III/222 14th General Catalogue of MK Spectral Classification. Northwestern Univ. Evanston.Illinois ISBN 0-939160-12-9, 1999.
22. *S.Kwok, K.Volk, W.P.Bidelman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **112**, 557, 1997.
23. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S. van Dyk et al.*, 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources, VizieR On-line Data Catalog II/246, 2003.
24. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, Publ. Astron. Soc. Pac., **100**, 1134, 1988.
25. *V.G.Klochkova, E.L.Chentsov, N.S.Tavolganskaya, M.V.Shapovalov*, Astrophysical Bulletin, vol. 62, 2007.
26. *P.Maffei, G.Tosti*, Astron. J., **109**, 2652, 1995.
27. *C.Magnan, M.-O.Mennessier, N.D.Melikian, M.H.Eritsian, A.A.Karapetian*, IBVS, 4390,1996.
28. *C.Magnan, M.-O.Mennessier, P. de Laverny, N.D.Melikian, M.H.Eritsian, A.A.Karapetian*, IBVS, 4524, 1997.
29. *P. de Laverny, M.-O.Mennessier, F.Mignard, J.A.Mattei*, Astron. Astrophys., **330**, 169, 1998.
30. *C.Magnan, N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, Astrofizika, **42**, 341, 1999.
31. *E.E.Mendoza*, Bull. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, **4**, 114, 1967.
32. *Г.А.Шайн*, Изв. АН СССР, сер. физ., **9**, 161, 1945.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПЕКУЛЯРНЫХ А-ЗВЕЗД. I. АНАЛИЗ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ 2786-2810 Å И ЛИНИИ 4481MgII ДЛЯ 137 А-ЗВЕЗД

Дж.Б.ОГАНЕСЯН

Поступила 23 мая 2008

Принята к печати 20 августа 2008

Анализ зависимости эквивалентных ширин спектральной полосы 2786-2810 Å и линии 4481MgII 137 ярких А-звезд от основных параметров ($T_{\text{эфф}}$, $\log g$ и $[M/H]$) показал, что 60 из них - кандидаты в пекулярные звезды. Учитывая общность поведения $W(2800)$ и $W(4481)$, можно предположить, что 34 звезды являются химически пекулярными звездами. У остальных 26 звезд аномальные значения $W(2800)$, $W(4481)$ и $[M/H]$ меняются в широких пределах, что позволяет сделать предположение о том, что возможной причиной этого может быть двойная природа звезды.

Ключевые слова: *звезды:пекулярные:спектры*

1. *Введение.* При всестороннем изучении звезд спектрального класса А наблюдается большое разнообразие пекулярностей, связанное с явлениями магнетизма, диффузии, вращения и конвекции. Если усиление линий железного ряда при заметной слабости линий Ca и C, N, O является отличительным свойством Am-звезд, то у представителей λ Boo класса наблюдается обратная картина - существенный дефицит содержания металлов железного ряда при нормальном содержании C, N, O. Содержание некоторых элементов в атмосфере Ap-звезд может достигать экстремальных значений, вплоть до ± 4 dex солнечного состава. Большинство Am-звезд - медленно вращающиеся ротаторы, в то время как λ Boo-звезды имеют относительно большие скорости вращения (100-150 км/с). Для λ Boo-звезд характерно отсутствие какой-либо связи между параметрами $T_{\text{эфф}}$, $\log g$, $V \sin i$, возраст, Галактические координаты, с одной стороны, и наблюдаемыми аномалиями содержания металлов, с другой. Кинематические и фотометрические свойства предполагают принадлежность λ Boo-звезд к Населению I, а большой процент пульсирующих среди них позволяет предположить, что они молодые объекты в стадии развития, предшествующей Главной последовательности. Последние два десятилетия отмечены интенсивным и всесторонним изучением этих звезд в широком спектральном диапазоне (от рентгена до радиоволн) с применением современной наблюдательной техники, а также теоретическими интерпретациями пекулярных особенностей А-звезд. Для объяснения пекулярных свойств

этих звезд предложен ряд моделей. Сегодня наиболее перспективной рассматривается модель, связанная с потерей массы, сопровождаемой процессами диффузии/аккреции вещества с дефицитом металлов из окружающего газо/пылевого диска - остаточного материала при образовании звезд [1]. Ключевым в этой модели является существование около звезды диска пыли/газа. Действительно, каждая третья А-звезда окружена пылевой оболочкой, а каждая пятая имеет газовую оболочку и экстремально тонкая конвективная зона А-звезд может привести к контаминации околос звездного и/или межзвездного вещества в фотосферные слои звезды. В результате холодные и старые Ам-звезды имеют большой дефицит Са по сравнению с горячими молодыми А-звездами. Наоборот, у звезд солнечного типа с планетами наблюдается избыток металлов [2,3]. Для объяснения пекулярных особенностей Ам-звезд отмечается важная роль кратной природы большинства из них и, как следствие, существенная роль приливов в процессах, связанных с диффузией. Обнаружение у некоторых λ Воо-звезд ярких компонент ставит под сомнение одиночную природу этих объектов, а наблюдаемый дефицит содержания металлов может быть следствием контаминации двух звезд с одинаковыми спектрами [4].

Для понимания природы пекулярных А-звезд необходимо расширение и уточнение их списка. И если ситуация в случае Ам- и Ар-звезд более или менее удовлетворительная, так как существует каталог из почти 7000 таких объектов, то список кандидатов в звезды типа λ Воо содержит всего 137 членов. Качественно достоверные данные о химическом содержании получены только для малого числа как Ам и Ар, так и λ Воо-звезд, что обусловлено использованием, в основном, оптического спектра, бедного характерными спектральными деталями (линиями), которые, более того, уширены и мелки из-за относительно высоких скоростей вращения λ Воо-звезд.

Для расширения и уточнения списка химически пекулярных А-звезд перспективно использование ультрафиолетовой области спектра, богатой множеством резонансных линий и однородного наблюдательного материала, полученного с помощью Международного Ультрафиолетового Спутника (International Ultraviolet Explorer, далее IUE). С помощью спектров IUE возможно изучение структуры как отдельных резонансных линий, так и полос поглощения, что позволит, в частности, выделить новые пекулярные объекты и выявить новые возможности теоретической интерпретации физической природы этих пекулярностей.

В настоящей статье делается попытка идентификации новых пекулярных А-звезд. Для этого анализируется эквивалентная ширина спектральной полосы 2786-2810 А в зависимости от фундаментальных параметров звезд на примере 137 ярких А-звезд. Выбор спектральной полосы 2786-2810 А обусловлен, в основном, тем обстоятельством, что в нее попадают резонансные (k 2795.5 и h 2802.7 А) линии дублета MgII - самые сильные спектральные

детали, наблюдаемые в спектрах всех астрономических объектов, в том числе и А-звезд. Будучи резонансными, интенсивности этих линий сильно зависят как от содержания магния, так и от кинематических и физических характеристик объекта. Немаловажную роль играет также то обстоятельство, что непрерывное излучение А-звезд в исследуемой области спектра достаточно сильное, что позволяет уверенно измерять мощность как самой спектральной полосы, так и отдельных линий, создающих эту полосу поглощения. Некоторый вклад (до ~10%) в эту спектральную полосу вносят также субординантные линии дублета MgII (S1 2790.8 и S2 2798 Å) и линии FeII, CrII и MnII.

2. *Наблюдательный материал.* Нами использованы спектры с высоким разрешением (~0.17 Å) эшелле-спектрографа, установленного на IUE и взятые из архива INES (IUE Newly Extracted Spectra). Архив INES содержит однородный материал, который получен в результате перекалибровки и обработки с помощью нового алгоритма всех изображений, полученных за время 18-летнего функционирования IUE. Таблицы INES архива содержат длину волны, абсолютный поток и абсолютную ошибку потока (эрг/см²с Å), а также фактор качества изображения.

3. *Оценка эквивалентной ширины спектральной полосы 2786-2810 Å.* Для измерения этого параметра необходимо в исследуемой области спектра определить, по-возможности, более точный уровень непрерывного спектра. Ближний УФ-спектр А-звезд изобилует линиями однажды ионизованных металлов, что затрудняет эту задачу. Дополнительные трудности создают большие скорости вращения А-звезд. Самые высокие точки распределения потока в области 2600-3100 Å у звезд спектральных типов А9-В8 ($T_{\text{yoo}} = 7000 + 11000$ К) приходятся на длины волн 2612 и 2912 Å - "окна", относительно свободные от линий. В качестве "локального континуума" для спектральной детали 2786-2810 Å используется прямая линия, соединяющая потоки на длинах волн 2775 и 2815 Å и практически совпадающая с прямой, проведенной для интервала длин волн 2612 и 2912 Å.

Эквивалентная ширина спектральной детали 2786-2810 Å {далее $W(2800)$ } определяется как площадь области в интервале длин волн 2786-2810 Å между наблюдаемым спектром и "локальным континуумом", выраженная в единицах длин волн. Для звезд, имеющих более чем один спектр, определены средняя величина $W(2800)$ и стандартное отклонение. Данные архива INES об абсолютной ошибке потока для каждого пикселя позволяют оценить относительную ошибку, которая на краях детали порядка 7% и может достигать 100% в самых глубоких точках (в ядрах резонансных линий MgII). В результате относительная ошибка $W(2800)$ составляет не более 10% для ненасыщенных линий и достигает 20% - для насыщенных. Но даже при таких больших ошибках можно получить качественную эмпирическую зависимость между наблюдаемыми значениями $W(2800)$ и

физическими характеристиками звезд, если анализируется однородный наблюдательный материал.

4. *Основные параметры звезд.* В первых двух столбцах табл.1 приведены HD номер и спектральный тип, согласно Каталогу ярких звезд [5], для 137 ярких ($V > 7^m$) звезд. Содержание остальных столбцов табл.1 объясняется ниже. Для получения реальной эмпирической зависимости между измеренными $W(2800)$ и основными параметрами звезд: $T_{\text{эфф}}$, $\log g$ и металличность (далее $[M/H]$), последние также должны быть представлены однородными данными. При этом независимо от того, каким методом они получены спектроскопическим или фотометрическим, их ошибки сравнимы.

Существует несколько методов определения основных параметров звезд. Наиболее близкими к реальным являются параметры, которые определены путем подгонки наблюдаемых потоков к теоретическим (модельным) в широком спектральном диапазоне от УФ - до ИК-волн (далее fits). В литературе для 115 программных звезд имеются такие данные. Значения параметров звезд,

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ
ДЕТАЛИ 2786-2810 Å. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

HD	SP	Параметры по методу (ubvbeta)				IUE наблюдения		HD	SP	Параметры по методу (ubvbeta)				IUE наблюдения	
		$T_{\text{эфф}}$ К	$\log g$	$[M/H]$	$E(b-y)$	$W(2800)$ $\sigma(\text{Å})$	n			$T_{\text{эфф}}$ К	$\log g$	$[M/H]$	$E(b-y)$	$W(2800)$ $\sigma(\text{Å})$	n
1	2	3	4	5	6	7	8	1	2	3	4	5	6	7	8
256	A6V	7910	3.5	-0.35	-0.02	9.4(0.55)	3	24817	A2Vn	9010	4.1	0.15	0.00	8.2(0.22)	2
3003	A0V	9340	4.3	0.08	-0.01	8.2(0.44)	4	27749	A1m	7590	4.2	0.56	0.00	13.7(0.9)	3
5448*	A5Vsb	8090	3.9	-0.06	0.00	11.7	1	27819	A7V	8200	4.0	0.13	0.00	12.8	3
6539	A0	9150				9.3	1	27934	A7IVsb	8300	3.9	0.05	0.00	12.3	1
8538*	A5III-IV	8050	3.5	-0.04	0.00	12.5	1	27962	A2IVsb	9000	4.0	0.27	0.00	10.5(0.78)	2
9672	A3V	8630	4.2	0.07	-0.02	8.2	1	28319	A7III	7980	3.8	0.01	0.01	14.7	1
10982	B9.5V	10640	4.1	0.25	0.01	4.3	1	28910	A8V	8090	4.0	0.16	0.05	12.9	1
11636*	A5V	8340	4.1	0.10	0.00	10.7(0.45)	4	28978*	A2Va	9160	3.7	0.10	0.03	8.8	1
11753*	A3V	10560	3.8	-0.05	0.00	5.9(0.35)	3	29573	A2IV	8860	4.0	-0.33	0.00	9	1
12279	A1Vn	9610	4.1	0.10	0.00	6.7	1	31069	A0V	10690	4.2	0.25	0.00	4.4	1
12467	A1V	8410	4.2	-0.12	0.00	8.1	1	31295	A0Vp	8950	4.2	0.07	0.01	4.8(0.69)	2
15008	A3V	9000	3.8	0.07	0.00	9.1(0.45)	5	32977	A5V	8470	4.1	0.25	0.0	11	1
16555*	A6V	7620	3.9	-0.08	-0.01	11.7	1	37507	A4V	8300	3.9	-0.08	0.0	9.8(0.49)	11
16970	A3Vsb	9230	4.1	-0.31	0.00	8.6(0.6)	5	38090	A2	8220	3.0	-0.66	0.0	9.9(0.62)	2
17093*	A7III-IV	7780	4.0	-0.07	0.00	12.6	1	38545	A3Vn	8940	3.6	0.08	0.02	9	1
18331	A1Vn	8110	3.7	-0.26	-0.03	8.6	1	38678	A3Vn	8680	4.1	0.07	0.01	8.8(0.51)	2
18622	A4III	8060	3.6	-0.26	-0.03	9.3	1	38899	B9IV	11000	4.0	0.18	0.00	6.8(0.35)	10
18978*	A4IV	8550	4.1	0.07	0.03	10	1	39060	A5V	8230	4.3	0.09	0.02	11.8(0.22)	26
23324	B8V	12580	3.9	0.03	0.03	3.8	1	39283	A2V	9100	3.8	0.09	0.02	6.5	1
23878*	A2V	8660	3.9	0.08	0.00	9.6	1	40183	A2IVsb	8930	3.9	0.09	0.00	8.3(0.53)	2

полученные из UBV цветов [6], находятся в хорошем согласии с fits оценкой [7], что позволяет нам систематизировать их как fits. Согласно литературным данным, fits оценки $T_{\text{эфф}}$ и $[M/H]$ для одной и той же звезды имеют большой разброс, а значения $[M/H]$ в некоторых случаях даже меняют свой знак, избыток на дефицит, и наоборот. Последнее может быть следствием как ошибок наблюдений, так и разброса в оценках $T_{\text{эфф}}$, используемых при определении $[M/H]$. Это наглядно продемонстрировано в [8] на примере Веги, аномальное содержание элементов железного ряда в атмосфере которой может быть объяснено также следствием большого разброса значений $T_{\text{эфф}}$. Учитывая вышеуказанные замечания, мы для всех звезд кроме семи создали однородную базу данных основных параметров $T_{\text{эфф}}$, $\log g$ и $[M/H]$ (столбцы 3-5 табл.1), используя программу Муна [9] и $ubv\beta$ фотометрические индексы Стремгрена из каталога Хоука и др. [10]. Значения $[M/H]$ в таблице даны в солнечных единицах. Калибровка Смалея [11] использована для перехода от индекса металличности δm_0 к $[M/H]$. С помощью этого метода $T_{\text{эфф}}$, $\log g$ и $[M/H]$ определены с ошибкой 200 K, 0.2 dex и 0.2 dex, соответственно.

Для определения степени корреляции параметров $T_{\text{эфф}}$, $\log g$, $[M/H]$, полученных методами fits [6,7,12-30] и $ubv\beta$ (столбцы 3-5 табл.1), для непокрашенных звезд $E(b-y) \leq 0.01$ (столбец 6 табл.1), на рис.1a, b и c

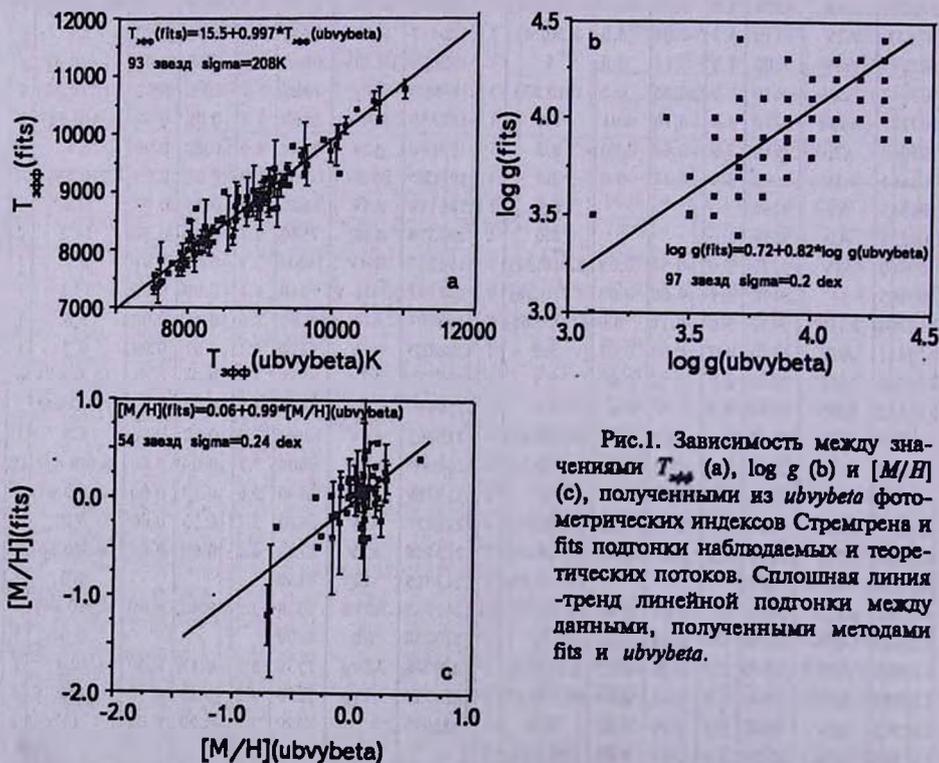


Рис.1. Зависимость между значениями $T_{\text{эфф}}$ (a), $\log g$ (b) и $[M/H]$ (c), полученными из $ubv\beta$ фотометрических индексов Стремгрена и fits подгонки наблюдаемых и теоретических потоков. Сплошная линия - тренд линейной подгонки между данными, полученными методами fits и $ubv\beta$.

приведены диаграммы сравнения этих параметров. На каждой диаграмме приведены: функциональный вид линейной зависимости между однотипными параметрами, полученными этими двумя методами, количество использованных при этом звезд и стандартное отклонение разброса данных. На диаграммах сплошной линией отмечен тренд линейной подгонки между данными соответствующих параметров, полученных методами *fits* и *ubvbeta*.

Как видно из рис. 1a, имеется хорошее соответствие между оценками T_{eff} , полученными этими двумя методами, что позволяет проводить дальнейший анализ, используя данные только одного метода, *ubvbeta*. Средняя величина разницы и стандартное отклонение для T_{eff} , полученных этими двумя методами, составляет - 42 К и 180 К и находится в согласии с оценкой систематических различий между *fits* и *ubvbeta* оценками для T_{eff} [12].

Согласно рис. 1b, имеется большой разброс в оценках $\log g$, полученных методами *fits* и *ubvbeta*. Однако этот разброс находится в пределах спектральной/фотометрической ошибки оценки $\log g$ (0.2 dex), что позволяет проводить дальнейший анализ, используя данные одного метода, *ubvbeta*.

Сравнение *fits* и *ubvbeta* оценок $[M/H]$ на рис. 1c показывает большой разброс *fits* данных как для одной и той же звезды, так и по всей прямой линейной подгонки (сплошная линия). Тем не менее, имеется хорошая корреляция между обеими оценками $[M/H]$ и дальнейший анализ проводится на основе данных одного метода, *ubvbeta*.

5. Анализ мощности спектральной полосы 2786-2810 Å и линии 4481 Å MgII. Для идентификации химически пекулярных А-звезд мы анализируем наши измерения эквивалентных ширин спектральной полосы 2786-2810 Å в зависимости от основных параметров А-звезд. Основным, если не единственным, критерием классификации химически пекулярных звезд долгое время было поведение линии 4481MgII. Для большей убедительности в результатах наших исследований мы подвергли анализу эквивалентные ширины также этой линии, для чего использованы однородные данные Абта и Морелла [31].

В табл.1 для всех 137 программных звезд приведены средние величины и стандартные отклонения (в скобках) наших измерений $W(2800)$ (столбец 7) и количество спектров (столбец 8), использованных для определения этих величин. Поскольку значения основных параметров звезд, полученные двумя разными методами *fits* и *ubvbeta*, находятся в согласии друг с другом, дальнейший анализ зависимости $W(2800)$ и $W(4481)$ от этих параметров проводится, используя только их фотометрические T_{eff} (*ubvbeta*), $\log g$ (*ubvbeta*) и $[M/H]$ (*ubvbeta*) оценки (столбцы 3-5 табл.1), (далее T_{eff} , $\log g$ и $[M/H]$).

На рис.2 приведены две диаграммы, оси абсцисс которых одинаковые и соответствуют T_{eff} . На диаграмме (а) - по оси ординат нанесены

наблюдаемые значения $W(2800)$ (столбец 7 табл.1) с барирами стандартных отклонений для 137 программных звезд. Там же в виде сплошной линии показана эмпирическая зависимость между $W(2800)$ и $T_{эфф}$ для 24 звезд-

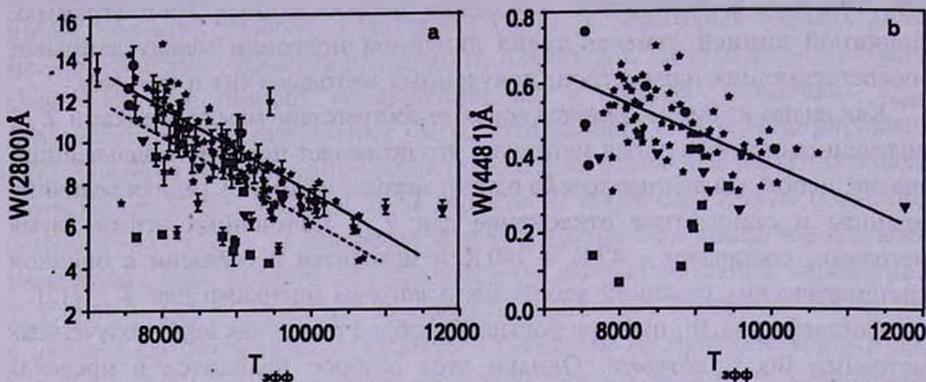


Рис.2. Диаграмма (а): зависимость наблюдаемых значений $W(2800)$ от $T_{эфф}$. Сплошная линия линейная подгонка наблюдаемых значений $W(2800)$ для 24 звезд-стандартов, формула (1), штриховая линия - эмпирическая зависимость, полученная Солано и Паунцен [27]. Диаграмма (б): зависимость наблюдаемых значений $W(4481)$ [31] от $T_{эфф}$. Сплошная линия - линейная подгонка наблюдаемых значений $W(4481)$ для 19 звезд-стандартов, формула (2). Звезды на обеих диаграммах изображены символами: программные - звездочки, λ Boo- квадраты, Ar(4481MgIwk) - треугольнички и Am-кружки.

стандартов, отмеченных в табл.1 звездочкой рядом с их HD номером. В качестве звезд-стандартов выбраны МК-звезды с солнечным содержанием металлов. Функциональный вид этой зависимости следующий:

$$W(2800) = 14.6 - (T_{эфф} - 6500)/500 \quad (1)$$

со стандартным отклонением $\sigma = 0.45 \text{ \AA}$. Она отличается от аналогичной зависимости, полученной Солано и Паунцен (далее СиП) [27] по данным архива INES для 30 звезд (15 -стандартов, 12 - λ Boo и 3 -FHB), значением свободного члена, который у нас равен 14.6 вместо 13-ти у СиП [27]. На диаграмме (а) рис.2 зависимость (СиП) показана штриховой линией.

На диаграмме (б) рис.2 представлено распределение значений эквивалентной ширины $W(4481)$ в зависимости от $T_{эфф}$. Там же в виде сплошной линии показана эмпирическая зависимость между $W(4481)$ и $T_{эфф}$, полученная для тех же звезд-стандартов (табл.1). Функциональный вид этой зависимости следующий:

$$W(4481) = 1.3 - 0.9 \times T_{эфф} \quad (2)$$

со стандартным отклонением $\sigma = 0.04 \text{ \AA}$.

Картина распределения зависимости $W(2800)$ и $W(4481)$ от $T_{эфф}$ практически одинаковая на обеих диаграммах рис.2 для всех групп звезд: во-первых, большинство программных и Am-звезд равномерно разбросаны по обе стороны сплошной линии в пределах $\pm 1.6 \text{ \AA}$ и $\pm 0.12 \text{ \AA}$; во-вторых, λ Boo и Ar(4481wk) звезды располагаются в области больших дефицитов

$W(2800)$ и $W(4481)$, т.е. достаточно далеко от эмпирической зависимости $W(2800)$ и $W(4481)$ от T_{eff} , рассчитанных по формулам (1) и (2), (сплошные линии на обеих диаграммах).

Изучение зависимости наблюдаемых $W(2800)$ и $W(4481)$ от $\log g$ и $[M/H]$ проводилось путем предварительного деления звезд на 6 подгрупп в области T_{eff} от 7500 до 11000 К. Внутри каждой подгруппы зависимость $W(2800)$ и $W(4481)$ как от $\log g$, так и от $[M/H]$ не обнаружена. Таким образом, можно констатировать: эквивалентная ширина $W(2800)$ и $W(4481)$ зависит только от T_{eff} .

6. Результаты. Как отмечалось выше, функциональный вид эмпирических зависимостей между $W(2800)$ и T_{eff} для звезд-стандартов у нас и в [27] разнятся лишь значением свободного члена. Задача, которую ставили перед собой авторы [27] - определение критериев идентификации только звезд типа λ Boo. В результате их исследований обнаружено, что у звезд типа λ Boo наблюдаемые значения $W(2800)$ меньше вычисленных. Мы расширяем границы исследований и ставим перед собой задачу выделения пекулярных звезд, у которых отклонения наблюдаемых значений $W(2800)$ и $W(4481)$ от эмпирических зависимостей для звезд-стандартов могут быть как в дефиците, так и в избытке. Для этого были получены эмпирические зависимости {формулы (1) и (2)} между наблюдаемыми $W(2800)$, $W(4481)$ и T_{eff} для звезд-стандартов. Разница между свободными членами в формулах (1) и у СиП 1.6 Å практически равна трехкратной величине стандартного отклонения ($|\Delta W| = 1.4 \text{ Å}$). В результате звезды с дефицитом металлов λ Boo и Ar(4481wk) на диаграмме рис.2а расположены как ниже штриховой линии, так и намного ниже сплошной линии. Это обстоятельство позволяет, используя формулу (1), проводить анализ наблюдаемых $W(2800)$ остальных 113 программных звезд. Аналогичный анализ в отношении этих звезд проведен, используя формулу (2) и данные об эквивалентных ширинах $W(4481)$ [31]. В результате этого анализа выделены 60 звезд, значения $W(2800)$ и/или $W(4481)$ которых отклоняются от формул (1) и (2) на соответствующие $\pm 3\sigma$. В табл.2 приведен список этих звезд, укомплектованных в два блока и разделенных между собой жирной горизонтальной линией.

Первый блок состоит из 49 звезд и составлен следующим образом. Применяя критерий $\pm 3\sigma$ ($\pm 1.4 \text{ Å}$) и ужесточив его до значений $\pm 1.6 \text{ Å}$ к разностям $\Delta W(2800)$ (столбец 3 табл.2) между наблюдаемыми и вычисленными по формуле (1) значениями $W(2800)$, выделено 37 объектов, которые с вероятностью более 99% - кандидаты в пекулярные звезды. К этим 37 звездам мы добавили еще 5, у которых абсолютная разница $|\Delta W(2800)| < 1.6 \text{ Å}$, но $\geq 1.4 \text{ Å}(3\sigma)$, а также 7 звезд, для которых разница между наблюдаемыми и вычисленными по формуле (2) значениями $W(4481)$ подчиняется соотношению $|\Delta W(4481)| \geq 0.12 \text{ Å}(3\sigma)$ (столбец 4 табл.2). В первый блок

ЗВЕЗДЫ С АНОМАЛЬНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ
 $W(2800)$, $W(4481)$ И $[M/H]$

HD	Отметки	Разница между наблюдем. и вычислен. $W(\lambda)$		$[M/H]$ fits	$T_{\text{эф}}$ fits	$V \sin i$ [31]
		$\Delta W(2800)$	$\Delta W(4481)$			
1	2	3	4	5	6	7
Первая группа						
256	Ash	-2.41	-0.27			220
12279	CP(4481wk)	-1.64	-0.02			255
18331		-2.7	-0.07			220
18622	CB	-2.15	-0.13			-
31295	λ Boo, CP	-4.84	-0.27	-0.5 + -1.31[6,19,20,21]	8872[6],8611[19]	105
39283	λ Boo, CP(4481wk)	-2.8	-0.12	-0.12[20]		55
65810		-1.61	0.02			251
70340	CP(CaMgwk)	-0.88	-0.17			25
103287		-1.69	0	-0.19[20]	9272 + 9500[12,15,18,19,22]	165
109995	FHB	-5.44		-0.12 + -1.99[20]		-
110411	λ Boo,CP(4481wk),SB	-4.40	-0.28	-1.0[24]	8729[22]	140
111786	λ Boo,CB	-6.74	-0.47	-1.6,-2.05[20,24]		135
125162	λ Boo,Vega	-4.46	-0.39	0.1 + -2.05[6,12,19,28]	8512-8700[6,12,19,28]	110
148283		-0.65	-0.19			260
155125	CP	-0.25	-0.14	-0.1[17]	8788[17],8740[22]	15
159541	Am(A3/F0/F0)	-0.67	-0.12	-0.15[21]		75
161868	CP(4481wk), CB	-2.94	-0.16	-0.18[6],-0.81[19]	9100 + 10340[6,12,14,15,19,22]	185
170680	λ Boo, CP, CB	-4.48	-0.13			200
172167	Vega	-3.56	-0.13	0.2 + -1.36[19,20,21]	9519 + 9660[14,15,18,19,21,25]	15
176437		-2.31	-0.09	0.11[20]		60
179648		-1.38	-0.07			190
183324	λ Boo,CP	-4.59	-0.31	-1.5[24]		105
192640	λ Boo, CP(4481wk)	-5.99	-0.51	-0.5 + -1.81[20,21,24]	7744[21]	35
210418	λ Boo, SB	-3.55	-0.09	-0.38[17],-0.19[21]	8569[17],8570[21]	180
216627	CP(4481wk)	-1.78	-0.12	-0.15[20]	8450[22]	70
217782	λ Boo, SB	-2.91	-0.09		8500[15],11800[23]	195
220278	λ Boo, CP(Mgwk),CB	-1.99	-0.2			160
221756	λ Boo, CP(4481wk)	-1.82	-0.48	-0.5[20]		75
27749	Am(A2/F0/F2)	1.35	0.23			15
27819		1.5	-0.01	0.27[16]	8050[16]	45
28319		3.2	0.04	0.26[16]	7830[16]	80
28910	-CB	1.53	0.02		7700[23]	130
157792	CP, Am(A3/F0/F3)	0.08	0.12	0.05[21]	7261[21]	68
175640	CP(CaMgwk)	2.71	0.03	-0.3 + -0.55[20]		<10
Вторая группа						
9672	Vega	-2.13	0.12			195
10982		-1.99				33[32]
12467		-2.68				-
31069		-1.77				-
32977		0.39	-0.17			100

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
74956	CB	-1.64		-0.33[17]	9021[18], 9320[23]	150[32]
77557		-1.68				-
105058	λ Boo	-2.45				130
119921		-1.64				-
149630		-1.93	-			303[32]
186417		-5.57				-
196180		1.29	-0.13	0.13[21]	8336[21]	85
196379		1.72	-0.14	-0.12[20]		21
23324		1.42				-
110304		3.18		- 0.29[19]	9082[18]	-
27962	CP,SB	0.96	0.03		9000[12]	15
29573	Am(A1/A3/A3), CB	-0.82	0.02			31
38090	Ash	-1.27	-0.09			205
71155		-1.04	0	-0.44[19]	9556[19]	115
95608	Am(A1/A2/A3)	0.95	-0.06			13
102647		-0.23	0.05	0.25 + -0.41[6,13,21]	8366 + 8720[6,19,21,22]	115
109860		0.33	-0.02			60
141851	λ Boo, CP(4481wk)	-1.16	-0.09	-1.87[20]		185
161817	FHB	-1.09		-0.54 + -1.71[20]		-
169022	λ Boo	-1.24				222[32]
178253		0.29		-0.32[17],0.32[21]	8950[17],8830[21]	195[32]

вошли как отдельные звезды, так и звезды в группах с определенными физическими и кинематическими особенностями (столбец 2 табл. 2): CP(Ap) - 7 и CB - 5, соответственно - химически пекулярные и тесные двойные системы, λ Boo звезды - 15, Vega-типа - 2, FHB - 2, Am - 4 [31-33]. За несколькими исключениями, значения $W(2800)$ и $W(4481)$ у большинства звезд в дефиците, а сами звезды имеют следующие общие характеристики: T_{eff} ниже 9500 K, содержание металлов, как в дефиците/избытке, так и нормальное - солнечное (столбцы 5 табл.1 и 2); значения $V \sin i$ (проекция скорости вращения) (столбец 7 табл.2) [31,32] находятся в широком диапазоне от 10 до 300 км/с и имеется тенденция уменьшения скорости вращения с увеличением $| \Delta W(2800) |$ и $| \Delta W(4481) |$. Звезды первого блока (49) могут быть разделены на две группы. В первую группу вошли 34 звезды, для которых имеются измерения $W(2800)$, и $W(4481)$ и верны соотношения $| \Delta W(2800) | \geq 1.4 \text{ \AA}(3\sigma)$ и/или $| \Delta W(4481) | \geq 0.12 \text{ \AA}(3\sigma)$, а значения $[M/H]$ для большинства аномальные (столбцы 5 табл.1 и 2). У 34 (28/6) звезд обе детали наблюдаются в дефиците/избытке и находятся в корреляции друг к другу. В табл.2 звезды приведены в следующем порядке: вначале звезды с дефицитом, затем с избытком. Согласно многочисленным наблюдениям в оптической и ультрафиолетовой областях спектра, 22 звезды первой группы химически пекулярные (столбец 2 табл.2). Тогда, общность поведения

$W(2800)$ и $W(4481)$ всех 34 звезд первой группы, высокий процент химически пекулярных среди них, позволяет предположить, что остальные 12 звезд этой группы также химически пекулярные.

Остальные 15 (13/2) звезд первого блока вошли во вторую группу и в табл.2 приведены в той же последовательности: вначале звезды с дефицитом, а затем с избытком $W(2800)$ и/или $W(4481)$. Пекулярная особенность звезд этой группы выражается либо в антикорреляции значений $\Delta W(2800)$ и $\Delta W(4481)$ друг к другу, либо в аномальном значении эквивалентной ширины одной из спектральных деталей, вместе с тем у этих звезд значения $[M/H]$ (столбцы 5 табл.1 и 2) аномальные.

Второй блок содержит 11 звезд, пекулярность которых основывается на дефиците/избытке fits или ubvubeta оценок $[M/H]$ (столбцы 5 табл.1 и 2), в то же время их $\Delta W(2800)$ и $\Delta W(4481)$ в пределах $\pm 3\sigma$. Среди звезд второго блока также имеются химически пекулярные звезды: две λBoo , одна CP и одна Am .

7. *Обсуждение.* Таким образом из 137 программных звезд 60 имеют аномальные значения $W(2800)$, и/или $W(4481)$, и/или $[M/H]$. У 37 звезд $|\Delta W(2800)| \geq 1.6\text{\AA}$, у 24 $|\Delta W(4481)| \geq 0.12\text{\AA}$, у 17 дефицит наблюдается в обоих спектральных деталях. Значения $W(2800)$ и $W(4481)$ этих звезд наблюдаются в дефиците у 34 и 21, в избытке у 3 и 3, соответственно. Наблюдаемые отклонения значений $W(2800)$ и $W(4481)$ от эмпирических зависимостей для звезд-стандартов от T_{eff} могут отражать физическую и/или кинематическую пекулярности. В то же время, не исключена тривиальная причина - ошибка в оценке основных параметров при анализе $W(2800)$ и $W(4481)$. Это, в первую очередь, относится к T_{eff} , поскольку ее неточности влияют и на вычисления $W(2800)$ и $W(4481)$ по формулам (1) и (2), и на оценки $[M/H]$. Разница в оценке T_{eff} , полученная методами fits (столбец 6 табл.2) и ubvubeta (столбец 3 табл.1) не влияет существенно на значения $\Delta W(2800)$ и $\Delta W(4481)$ и соответственно не дает повода для сомнений в их классификации как пекулярных звезд.

Из диаграммы рис.3а, где показано распределение $\Delta W(2800)$ в зависимости от $\Delta W(4481)$ для всех звезд табл.2, можно получить наглядное представление о различиях в механизме, ответственном за наблюдаемые пекулярности у звезд первого и второго блоков. На диаграмме сплошными и точечными линиями показаны нулевые и $\pm 3\sigma$ ($\pm 1.6\text{\AA}$ и $\pm 0.12\text{\AA}$) значения $\Delta W(2800)$ и $\Delta W(4481)$, соответственно. Звезды второго блока расположены в области, ограниченной точечными линиями (заштрихованный прямоугольник), а звезды первого блока вне этой области. Как видно из этой диаграммы, звезды λBoo (13 из 15), CP (6 из 7) и Am (1 из 6) находятся в области взаимопропорциональных изменений $\Delta W(4481)$ и $\Delta W(2800)$. Положение остальных 5 Am -звезд на диаграммах рис.2 и

рис.3 подтверждает известный факт о незначительном избытке металлов железного ряда у этого класса звезд.

В качестве положительного примера перспективности дальнейшего использования этого метода для идентификации пекулярных звезд рассмотрим результат анализа HD175640. У этой звезды зафиксирован большой излишек $W(2800)$

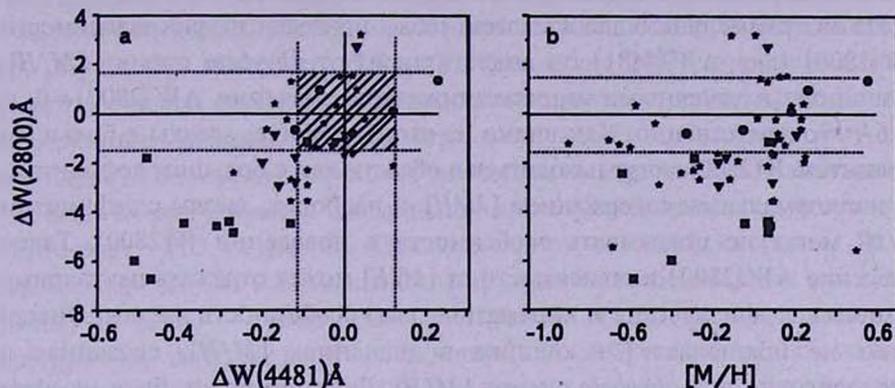


Рис.3. Диаграмма (а): зависимость между $\Delta W(2800)\text{Å}$ и $\Delta W(4481)\text{Å}$, разницы между наблюдаемыми и вычисленными по формулам (1) и (2) $W(2800)$ и $W(4481)$. Сплошные линии - уровень отсутствия разницы, точечные линии - уровень разницы $\pm 1.6\text{Å}$ и $\pm 0.12\text{Å}$, соответственно для $W(2800)$ и $W(4481)$. Диаграмма (б): зависимость между $\Delta W(2800)\text{Å}$, разницей между наблюдаемым и вычисленным по формуле (1) $W(2800)$ и $[M/H]$. Сплошная линия - уровень отсутствия разницы, точечные линии - уровень разницы $\pm 1.6\text{Å}$. Символы обозначений звезд такие же как на рис.2.

по сравнению с вычисленной по формуле (1) для $T_{\text{eff}} = 11760\text{ K}$, ($\Delta W(2800) = 2.6 + 3.2\text{Å}$). В то же время значение $W(4481)$ нормальное для T_{eff} этой звезды. Кажущееся противоречие между этими данными вполне объяснимо. Сверхобилие Mg и Hg в атмосфере этой звезды настолько сильное (соответственно на 2 и 4 dex) [34], что линии этих элементов в интервале детали 2786-2810 Å не только сводят на нет эффект недостаточности магния (-0.2 dex) [29], но и создают мощную деталь и обманчивое представление об избытке магния. В то же время вполне понятно отсутствие дефицита в $W(4481)$, так как незначительный недостаток магния у этой звезды трудно фиксировать настоящим методом. Этот метод позволяет выявлять звезды с аномальным содержанием как магния, так и других элементов, которые имеют линии в полосе 2786-2810 Å, а поведение линии 4481MgII подтверждает или опровергает связь этой пекулярности с отклонениями в содержании магния.

Из 60 кандидатов в пекулярные звезды 26 (15 из второй группы первого блока и 11 из второго блока) имеют неоднозначные параметры $\Delta W(2800)$, $\Delta W(4481)$ и $[M/H]$. Среди них одна λ Boo-звезда HD141851 (звезда второго блока) не показывает дефицит ни $W(2800)$, ни $W(4481)$, что в согласии с солнечной металличностью звезды по нашим *ubvybeta* оценкам $[M/H]$, однако fits оценка $[M/H]$ (-1.87 dex) [20] указывает на огромный дефицит металла в атмосфере этой звезды. В списке аномальных звезд табл.2 имеются две

ГНВ (HD109995 и 161817) звезды. Значения $[M/H]$ по fits (столбец 5 табл.2) и *ubv*beta (столбец 5 табл.1) оценкам соответствуют большому дефициту металлов в их атмосферах, что отражается в сильном дефиците ($\Delta W(2800) = -5.44\text{Å}$) у HD109995, в то время как $W(2800)$ у HD161817, хотя и в дефиците ($\Delta W(2800) = -1.1\text{Å}$), но в пределах 3σ .

На диаграмме рис.3б для всех звезд табл.2 приведен график зависимости $\Delta W(2800)$ (для $\Delta W(4481)$ он аналогичный) от *ubv*beta оценки $[M/H]$. Сплошной и точечными линиями показаны значения $\Delta W(2800) = 0$ и $\pm 1.6\text{Å}$, соответственно. Как видно из этого графика, звезды с большим дефицитом $W(2800)$ могут находиться в области как с большим дефицитом, так и с нормальным содержанием $[M/H]$, и наоборот, звезды с дефицитом $[M/H]$ могут не показывать особенности в поведении $W(2800)$. Такое поведение $\Delta W(2800)$ в зависимости от $[M/H]$ может отражать пекулярные (химическая, физическая и кинематическая) особенности звезды. Вместе с тем не исключается и ошибка в значениях $[M/H]$, связанная с методологией fits и *ubv*beta оценок $[M/H]$. Действительно, fits и *ubv*beta оценки $[M/H]$ для общих звезд (столбцы 5 табл.1 и 2) имеют большой разброс значений от совпадения до больших различий как в положительную, так и отрицательную стороны. Достаточно большой разброс имеет место и внутри самих fits оценок $[M/H]$.

Отсутствие согласия между оценками металличности, полученными двумя разными методами, а также большой разброс данных других параметров ($T_{\text{эфф}}$, $[M/H]$, $V \sin i$, Галактические координаты), могут быть реальными и отражать разнообразие физических и/или кинематических условий атмосферы звезд табл.2. Оценки $[M/H]$ из спектрального анализа имеют большой разброс, достигая 2 dex, меняют знак и только в нескольких случаях находятся в соответствии с фотометрической оценкой. Среди звезд табл.2 имеются случаи несоответствия между параметрами, полученными из спектрального анализа и (*ubv*beta) фотометрических индексов. Ни одна теория, предложенная для объяснения сильного ослабления линий металлов в спектрах звезд λ Boo: диффузия/потеря массы, аккреция газа, выдувание пыли и т.д., не смогла объяснить картину всего разнообразия наблюдаемых особенностей у этих звезд: немагнитная пульсация, переменность радиальных скоростей, широкий разброс скоростей вращения, избыток металлов, наличие пылевых и/или газовых оболочек. Все перечисленное позволяет нам апеллировать к известному факту: вероятная причина непонятного в поведении большинства параметров звезд заключается в их кратной природе. Так, солнечная металличность из *ubv*beta оценок химически пекулярной двойной звезды HD110411 [19,20] находится в противоречии с сильным дефицитом металлов из fits оценок [24] и с сильным дефицитом в наблюдаемых значениях $W(2800)$ и $W(4481)$. Среди всех λ Boo-звезд самый большой дефицит $W(2800)$

$\{\Delta W(\text{ubv}\beta) = -6.8\text{\AA}\}$ зафиксирован у HD111786. Подозрения на кратную природу этой звезды получили подтверждение наблюдениями миссии Hipparcos и оптических спектров с высоким разрешением [35]. Интенсивное и всестороннее изучение 137 кандидатов в λ Boo-звезды с применением современной наблюдательной техники: данных Hipparcos, адаптивной оптики, спектроскопии с высоким спектральным и угловым разрешением, позволили Фараджиану и др. [36] сделать вывод, что более 17% (возможно 28%) звезд этой группы имеют составной спектр и эта цифра имеет серьезные предпосылки к росту. В результате кратная природа этих звезд может привести к тому, что некоторые λ Boo-звезды могут быть химически непекулярными. Наши данные для звезд с более широким представителем пекулярных групп фактически повторяют этот результат. Действительно, с одной стороны, из 36 зарегистрированных нами звезд с спектральными особенностями (столбец 2 табл.2) 10 (28%) - члены кратных систем, с другой стороны, среди 137 программных звезд - 38 двойных, из которых 14 (37%) показывают аномальные значения $W(2800)$ и/или $W(4481)$. Эти цифры - совпадение или отражение действительности? Если верно последнее, то каждая третья двойная звезда должна показывать аномальное значение $W(2800)$, а каждая третья звезда с аномальным значением $W(2800)$ - двойная.

В табл.2 имеются, по крайней мере, три звезды "типа-Вега": HD 9672, 172167 (Вега) и 125162 (λ Boo). Эти звезды одиночные и обнаруженный у них сильный дефицит $W(2800)$ и $W(4481)$ скорее всего связан с зарегистрированными у них мощными газо/пылевыми дисками и вызван эффектом контаминации при взаимопроникновении околозвездной среды в атмосферу звезды. 76 звезд табл.1 исследованы на IRAS волнах, из них 20 (26%) показывают пекулярное поведение $W(2800)$. Сильный дефицит в наблюдаемых $W(2800)$ коррелирует с пылевыми дисками протяженностью от 7 до 400 радиусов звезды, однозначно, у 6-ти и, вероятно, у 9-ти из 21 звезды табл.1 [18].

Таким образом, основным результатом настоящих исследований является обнаружение 32 новых кандидатов в пекулярные звезды. Возможные причины наблюдаемых пекулярностей могут быть связаны с аномальным содержанием элементов в атмосфере звезды, и/или существованием вокруг звезды газопылевых дисков, и/или кратной природой объектов. Для выяснения физической или кинематической природы аномальных случаев $W(2800)$ необходимо проведение тщательного качественного и количественного анализа всех линий в границах спектральной детали 2786-2810 \AA , а также других резонансных линий в оптической и ультрафиолетовой областях спектра.

Для семи программных звезд, используя наблюдаемые значения $W(2800)$ и формулу (1), определены их $T_{\text{эфф}}$, которые приведены в столбце 3 табл.1 жирным шрифтом. У четырех из них (HD 6539, 127557, 217715 и 219238) имеется несоответствие между спектральным классом в каталоге HD и

нашей оценкой $T_{\text{эф}}$. Эти случаи требуют тщательного изучения.

8. *Выводы.* Анализирована эквивалентная ширина спектральной полосы 2786-2810 Å и линии 4481MgII у 137 ярких А-звезд на основе УФ-спектров с высоким разрешением из архива INES и данных Абта и Моррелла [31]. Выявлена эмпирическая зависимость между эквивалентной шириной этих деталей и эффективной температурой для звезд-стандартов. Используя функциональный вид этих зависимостей, выделены 49+11 пекулярных звезд, у которых значения всех или одного из следующих параметров $W(2800)$, $W(4481)$ и $[M/H]$ находятся в дефиците/излишке для своего спектрального класса. Дефицит и излишек $W(2800)$ и/или $W(4481)$ впервые зарегистрирован у 31 и 4 программных звезд, соответственно. Звезды с аномальным поведением $W(2800)$ и/или $W(4481)$ имеют широкое представительство. Это звезды λ Boo, звезды со слабой линией 4481MgII, оболочечные, переменные, двойные и т.д. На примере большой группы звезд с дефицитом металлов (13 λ Boo-звезд и 6 звезд со слабой линией 4481MgII) показана перспективность применения этого метода для идентификации пекулярных А-звезд. Для семи звезд по измеренным значениям $W(2800)$ оценены $T_{\text{эф}}$ и соответствующие им спектральные классы.

Автор выражает благодарность рецензентам за внимательное прочтение работы и ценные замечания.

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

IDENTIFICATION OF PECULIAR A-STARS. I. ANALYSIS OF EQUIVALENT WIDTHS OF A SPECTRAL DETAIL 2786-2810 Å AND OF A LINE 4481MgII FOR 137 A-STARS

J.B. OHANESYAN

The dependence of equivalent widths of a spectral band $\lambda\lambda 2786-2810\text{Å}$ and the line $\lambda 4481\text{MgII}$ in the spectra of 137 bright A-type stars on the basic parameters ($T_{\text{эф}}$, $\log g$ and $[M/H]$) showed that 60 of them are candidates to peculiar stars. Taking into account the similarity of variations of $W(2800)$ and $W(4481)$, one may conclude that 34 of these 60 stars are chemically peculiar ones. The mentioned equivalent widths as well as $[M/H]$ of the rest part of stars (26) vary within wide limits caused possibly by double nature of them.

Key words: stars: peculiar: spectra

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.A.Venn, D.L.Lambert*, *Astrophys. J.*, 363, 234, 1990.
2. *V.V.Smith, K.Cunha, D.Lazzaro*, *Astron. J.*, 121, 3207, 2001.
3. *R.G.Gratton, G.Bonanno, R.U.Claudi et. al.*, *Astron. Astrophys.*, 377, 123, 2001.
4. *R.Farragiana, P.Bonifacio*, *Astron. Astrophys.*, 349, 521, 1999.
5. *D.Hoffleit, Jr.W.H.Warren*, *The Bright Star Catalogue 5-th Revised Edition*, 1991.
6. *A.C.Prieto, D.L.Lambert*, *Astron. Astrophys.*, 352, 555, 1999.
7. *C.Morossi, P.Di.Marcantonio, M.Franchini et.al.*, *Astrophys. J.*, 577, 377, 2002.
8. *P.Erspamer, P.North*, *Astron. Astrophys.*, 383, 227, 2002.
9. *T.T.Moon*, *Comm. Univ. Lon.*, N78, 1985.
10. *B.Hauck, M.Mermilliod*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 129, 431, 1998.
11. *B.Smalley*, *Astron. Astrophys.*, 274, 391, 1993.
12. *S.J.Adelman, O.I.Pintado, M.F.Nivea et. al.*, *Astron. Astrophys.*, 392, 1031, 2002.
13. *M.L.Malagnini, C.Morossi, L.Rossi et. al.*, *Astron. Astrophys.*, 162, 140, 1986.
14. *M.L.Malagnini, C.Morossi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 85, 1015, 1990.
15. *E.Theodossiou*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 214, 327, 1985.
16. *R.O.Gray, P.W.Graham, S.R.Hoyt*, *Astron. J.*, 121, 2159, 2001.
17. *R.O.Gray, C.J.Corbally, R.F.Garrison et. al.*, *Astron. J.*, 132, 161, 2006.
18. *Дж.Б.Оганесян*, *Астрофизика*, 40, 365, 1997.
19. *R.O.Gray, C.J.Corbally, R.F.Garrison et. al.*, *Astron. J.*, 126, 2048, 2003.
20. *C.G. de Strobel, C.Soubiran, E.D.Friel et. al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 124, 299, 1997.
21. *D.Erspamer, P.North*, *Astron. Astrophys.*, 398, 1121, 2003.
22. *N.A.Sokolov*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 110, 553, 1995.
23. *S.J.Adelman*, *Astrophys. J.*, 222, 547, 1978.
24. *S.Sturenburg*, *Astron. Astrophys.*, 277, 139, 1993.
25. *A.D.Code, R.C.Bless, J.Devis et. al.*, *Astrophys. J.*, 203, 417, 1976.
26. *E.Paunzen, W.W.Weiss, U.Heiter et. al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 123, 93, 1997.
27. *E.Solano, E.Paunzen*, *Astron. Astrophys.*, 348, 825, 1999.
28. *F.Castelli, R.Kurucz*, *Astron. Astrophys.*, 372, 260, 2001.
29. *K.C.Smith*, *Astron. Astrophys.*, 276, 393, 1993.
30. *U.Heiter, F.Kupka, E.Paunzen et. al.*, *Astron. Astrophys.*, 335, 1009, 1998.
31. *H.A.Abi, N.Morrell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 99, 135, 1995.
32. *F.Royer, J.Zorec, A.E.Gomez*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 463, 671, 2007.
33. *M.Gerbaldi, R.Farragiana, O.Lai*, *Astron. Astrophys.*, 412, 447, 2003.
34. *F.Castelli, S.Hubrig*, *Astron. Astrophys.*, 425, 263, 2004.
35. *R.Farragiana, M.Gerbaldi, P.Bonifacio et. al.*, *Astron. Astrophys.*, 376, 586, 2001.
36. *R.Farragiana, P.Bonifacio, E.Caffau et. al.*, *Astron. Astrophys.*, 425, 615, 2004.

О МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ПО ДИСКАМ ЗВЕЗД ИЗ ВЫСОКОТОЧНЫХ ЗАТМЕННЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

М.Б.БОГДАНОВ¹, А.М.ЧЕРЕПАЩУК²

Поступила 6 мая 2008

Получены оценки точности восстановления распределений яркости по дискам звезд из анализа данных высокоточной космической фотометрии классических затменных систем и наблюдений прохождений планет по дискам звезд. Решение некорректно поставленной задачи восстановления проводилось на компактном множестве монотонно не возрастающих выпуклых вверх неотрицательных функций. Одной из проблем, с которой сталкивается эта методика в случае звезд с тонкими фотосферами, является плохая сходимостью решения в точке разрыва распределения яркости на краю диска звезды. Тем не менее, применение этой методики к анализу высокоточных наблюдений представляется оправданным, так как она позволяет получать оценку потемнения к краю, не связанную с какими-либо модельными предположениями. Восстановленное распределение яркости для звезды HD 209458, прохождение планеты по диску которой наблюдалось космическим телескопом HST, хорошо согласуется с результатами подбора нелинейной модели.

Ключевые слова: *звезды; восстановление распределения яркости по дискам*

1. **Введение.** Анализ кривых блеска затменных переменных является основным источником информации о размерах звезд и распределениях яркости по их дискам. В последнее время к обширному классу затменных переменных добавились звезды, имеющие планеты, плоскости орбит которых близки к лучу зрения. Это позволяет наблюдать прохождения планеты по диску звезды, сопровождающееся падением ее блеска. Наблюдаемая глубина минимумов при прохождениях планет очень мала и регистрация кривых блеска для таких явлений (часто называемых транзитом планет) представляет собой достаточно сложную задачу. Точность наземной фотометрии (относительная погрешность $\epsilon > 10^{-3}$), которая для ярких объектов определяется вариацией прозрачности атмосферы и атмосферным мерцанием звезд, существенно ограничивает возможности получения информации о распределениях яркости по дискам звезд из анализа их затмений. Заметного повышения точности можно ожидать только для наблюдений за пределами земной атмосферы. Первые результаты работы специализированного спутника COROT, выведенного на орбиту 27 декабря 2006г., подтвердили эти ожидания и продемонстрировали возможность фотометрии затменных явлений с

погрешностью $\epsilon \approx 10^{-5}$ [1].

Интерпретация кривых блеска затменных переменных, частным случаем которой является транзит планет, - классическая задача астрофизики и методы ее решения хорошо разработаны. Описание этих методов можно найти в монографиях [2-4] и статьях [5,6]. Как и для любой обратной задачи их можно разделить на две группы: подбор модели затменной с заданными законами потемнения к краю дисков звезд и восстановление распределений яркости по дискам компонентов без использования жестких модельных ограничений. Оба подхода хорошо зарекомендовали себя на практике при анализе данных наземной фотометрии. Однако при повышении точности наблюдений на два порядка возникают определенные трудности применения известных методов как чисто вычислительного, так и принципиального характера. В предыдущих исследованиях [7,8] мы изучили возможности анализа данных высокоточной фотометрии на примере классической затменной с шаровыми компонентами, обращая внимание, главным образом, на метод подбора моделей. Целью настоящей работы является оценка точности восстановления распределения яркости из анализа наблюдений затмений компонент и прохождения планеты по диску звезды, а также получение распределения яркости для звезды HD 209458, транзит планеты по диску которой наблюдался космическим телескопом HST.

2. *Классические затменные системы.* Как и ранее [7,8], мы выбрали для исследования модель классической затменной системы с шаровыми компонентами и линейными законами потемнения дисков к краю, находящимися на круговых орбитах. Кривая блеска для данной модели $I^c(i, r_1, L_1, x_1, r_2, L_2, x_2, \theta)$ как функция фазы блеска θ ($0 \leq \theta \leq 1$) зависит от семи параметров: угла наклона плоскости орбиты i , радиусов компонентов r_j , измеренных в долях радиуса относительной орбиты ($r_1 \geq r_2$), их блесков L_j , связанных соотношением $L_1 + L_2 = 1$, а также коэффициентов потемнения x_j в линейном законе распределения яркости $I_j(\vartheta)$ по дискам

$$I_j(\vartheta) = I_j(0)(1 - x_j + x_j \cos \vartheta),$$

где ϑ - угол между лучом зрения и нормалью к поверхности фотосферы звезды, $I_j(0)$ - яркость в центре диска j -го компонента, $j=1, 2$. Значения параметров модели затменной переменной вновь приняты равными: $i = 89^\circ.0$, $r_1 = 0.30$, $L_1 = 0.30$, $x_1 = 0.50$, $r_2 = 0.20$, $L_2 = 0.70$, $x_2 = 0.30$. Кривая блеска этой модели вычислялась с относительной погрешностью равной 10^{-12} (показана на рис.1 статьи [8]). В главном минимуме, в котором затмевается более яркий компонент меньшего размера, имеет место полное затмение, а во вторичном - кольцеобразное.

Нами было показано, что при использовании методики восстановления распределений яркости по дискам компонент геометрические параметры

системы i , r_1 и r_2 могут быть найдены по минимуму суммарной невязки (суммы квадратов отклонений) в обоих минимумах [8]. Поэтому при оценке погрешности восстановления распределения яркости мы будем считать эти параметры известными и совпадающими с точными значениями. Для дальнейшего анализа был выбран вторичный минимум блеска, содержащей информацию о распределении яркости по диску первого компонента системы. При заданной точности фотометрии относительно небольшая глубина этого минимума должна приводить к большей погрешности восстановления $I_1(\vartheta)$ по сравнению с распределением яркости $I_2(\vartheta)$, информация о котором содержится в главном минимуме кривой блеска. В качестве исходных данных мы брали отсчеты модельной кривой во вторичном минимуме, искаженные влиянием случайного шума с дисперсией постоянной в шкале звездных величин для различных значений относительной погрешности ϵ . Для генерации шума использовались псевдослучайные гауссовские числа n_j с нулевым средним и единичной дисперсией. При этом отсчеты искаженной кривой блеска I_j^0 получались как $I_j^0 = I_j^c(1 + \epsilon n_j)$, где I_j^c - отсчеты модельной кривой. Всего рассматривалось 100 отсчетов на равномерной сетке θ_j .

Как было впервые показано в работе [9], распределение яркости по диску первого компонента, для которого мы будем в дальнейшем использовать обозначение $I(\xi)$ ($0 \leq \xi \leq r_1$), связано с потерей блеска в минимуме уравнением

$$1 - I_1(\Delta) = \int_0^1 K_1(\xi, \Delta, r_2) I(\xi) d\xi, \quad (1)$$

где Δ - расстояние между центрами дисков компонент, измеренное как и радиус r_1 в единицах радиуса относительной орбиты. Выражение для ядра $K_1(\xi, \Delta, r_2)$ приведено в работе [8]. Таким образом, задача восстановления распределения яркости $I(\xi)$ сводится к решению обратной задачи для уравнения (1). Это уравнение представляет собой интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода и обратная задача для него является некорректно поставленной в смысле Адамара. При решении подобных задач необходимо использовать априорную информацию о возможном виде функции $I(\xi)$ [10]. Распределение яркости по диску компонента нашей модели представляет собой монотонно не возрастающую выпуклую вверх неотрицательную функцию. Это утверждение также соответствует физике задачи анализа затменных систем для звезд с тонкими фотосферами при усреднении кривых блеска за достаточно большой промежуток времени, способном устранить влияние возможных пятен и факелов. Выполнение данного условия не налагает жестких модельных ограничений на вид распределения яркости, но сужает множество возможных решений до компактного множества. При поиске решения уравнения (1) на компактном множестве функций задача становится корректной и при стремлении погрешности наблюдений к нулю функция $I(\xi)$ сходится к точному

распределению яркости на интервале $0 \leq \xi \leq r_1$, за возможным исключением концов интервалов и точек разрыва [10].

Восстановление распределения яркости проводилось нами с использованием той же компьютерной программы, что и в работе [8], путем минимизации функционала невязки, представляющего собой расстояние в метрике пространства L_2 вычисленных отсчетов потерь блеска от соответствующих отсчетов искаженной шумом кривой во вторичном минимуме

$$\Phi_1[I(\xi), r_1, r_2, i] = \left\| \int_0^1 K_1(\xi, \Delta, r_2) I(\xi) d\xi - [1 - I_1(\Delta)] \right\|_{L_2}. \quad (2)$$

Минимизация осуществляется методом проекции сопряженных градиентов на заданное компактное множество функций. Поиск функции $I(\xi)$ проводился на равномерной сетке из $N=1001$ значений с аппроксимацией интеграла (1) формулой Симпсона. Как было показано ранее [8], при таком числе точек сетки обеспечивается погрешность вычисления кривой блеска менее 10^{-6} .

В ходе численных экспериментов мы провели оценку точности восстановления распределения яркости для трех значений погрешности задания кривой блеска $\epsilon = 10^{-3}$, 10^{-4} и 10^{-5} . В каждом случае использовалось по 100 различных реализаций случайного шума и выбирались нулевые начальные приближения к решению. Найденные для каждой реализации шума решения соответствовали либо точному минимуму функционала (2), либо случаю, когда на очередном шаге итерации невязка не уменьшалась. В среднем, для получения решения по каждой реализации входных данных было необходимо выполнить около 3000 итераций метода проекции сопряженных градиентов. Кривые блеска, соответствующие восстановленным распределениям яркости, удовлетворяют исходным данным в пределах заданной погрешности.

Точность восстановления может быть охарактеризована двумя значениями погрешности: стандартным отклонением точек распределения яркости от их среднего значения σ , и стандартным отклонением точек от точного распределения яркости σ_0 . Первая величина характеризует случайную погрешность восстановления, а вторая - полную погрешность, с учетом возможных систематических ошибок.

На рис.1 приведено среднее из восстановленных распределений яркости $I(\xi)$ при уровне случайного шума $\epsilon = 10^{-3}$. Сплошной линией на рисунке показано также точное распределение яркости $I_0(\xi)$. На рис.2 для этого же уровня шума показан коридор погрешностей $\pm 3\sigma_0$, построенный относительно разности среднего восстановленного и точного распределений яркости $I(\xi) - I_0(\xi)$. Эти рисунки хорошо иллюстрируют проблему, возникающую из-за разрыва распределения яркости на краю диска звезды в точке $\xi = r_1$. Как уже указывалось выше, сходимость решения в данной точке не гарантируется. Разрыв приводит не только к большому отклонению решения $I(\xi)$ от точного на самом крае диска, но и вызывает своеобразное

"явление Гиббса", при котором восстановленное распределение яркости начинает осциллировать относительно точного распределения. Подобные осцилляции проявляются также в величине погрешности восстановления

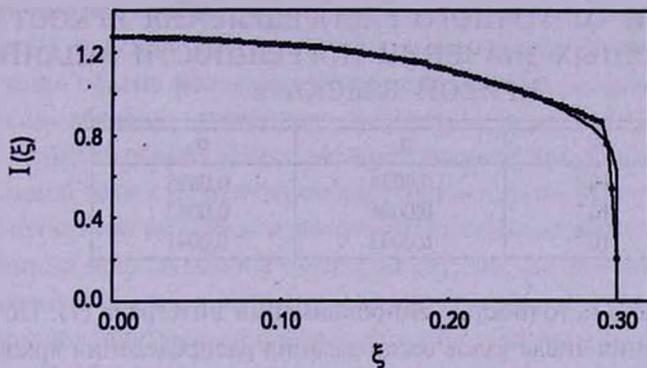


Рис.1. Восстановленное распределение яркости по диску для модели звезды с линейным законом потемнения при погрешности задания кривой блеска 10^{-3} (линия с кружками). Точное распределение яркости показано сплошной линией.

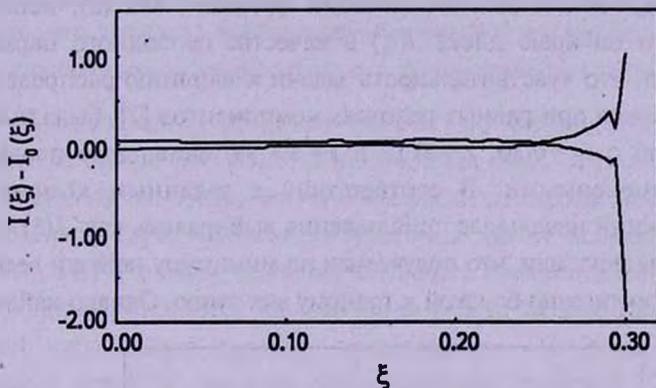


Рис.2. Коридор погрешностей $\pm 3\sigma_0$ восстановления распределения яркости, построенный относительно разности среднего из восстановленных и точного распределений яркости $I(\xi) - I_0(\xi)$ для погрешности задания кривой блеска 10^{-3} .

σ_0 (рис.2) и прослеживаются довольно далеко от края диска звезды. При меньших погрешностях задания кривой блеска отклонения решений от точного трудно проиллюстрировать графически. Однако о них можно судить по средним погрешностям восстановления σ_r и σ_0 , вычисленным по первым 500 отсчетам распределения яркости на интервале $[0, 0.5r_1]$ и приведенным в табл.1. Анализ этой таблицы показывает, что при $\varepsilon \leq 10^{-4}$ полная погрешность заметно превышает чисто случайную. Это говорит о том, что в данном случае преобладают систематические погрешности восстановления распределения яркости, вызванные разрывом решения. Относительно небольшое уменьшение σ_r в последней строке таблицы

Таблица 1

СРЕДНИЕ ВЕЛИЧИНЫ СТАНДАРТНЫХ УКЛОНЕНИЙ ОТ СРЕДНЕГО ИЗ ВОССТАНОВЛЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЯРКОСТИ σ_r И ОТ ТОЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ σ_0 ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПОГРЕШНОСТИ ЗАДАНИЯ КРИВОЙ БЛЕСКА ϵ

ϵ	σ_r	σ_0
10^{-3}	0.0078	0.0085
10^{-4}	0.0026	0.0042
10^{-5}	0.0023	0.0041

возможно связано с неточностью аппроксимации интеграла (1). Попытка простого увеличения числа узлов сетки задания распределения яркости до $N=2001$ не привела к уменьшению погрешности, что свидетельствует о проявлении процесса накопления ошибок округления.

С целью уменьшения влияния разрыва функции $I(\xi)$ мы провели численные эксперименты по минимизации функционала (2), используя значение яркости на краю диска $I(r_1)$ в качестве свободного параметра задачи. Учитывая, что чувствительность задачи к влиянию распределения яркости максимальна при равных радиусах компонентов [2], была выбрана модель затменной с $r_1=0.20$, $r_2=0.19$ и $i=89^\circ.99$. Остальные параметры оставались неизменными. В соответствии с заданным компактным множеством функций начальные приближения выбирались как $I(\xi) = I(r_1)$. Эти эксперименты показали, что получаемая по минимуму невязки величина $I(r_1)$ оказывается достаточно близкой к точному значению. Однако найденные

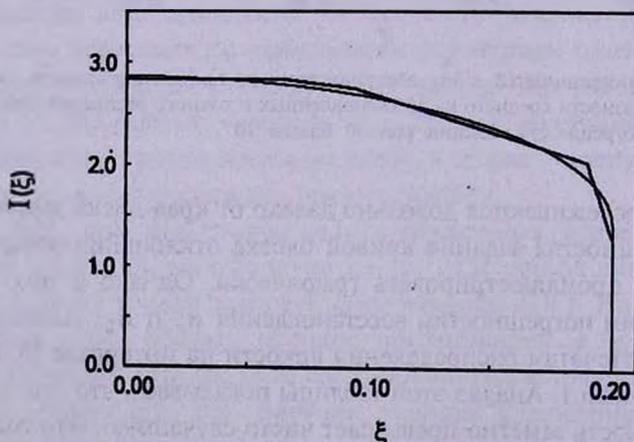


Рис.3. Восстановленное распределение яркости по диску при погрешности задания кривой блеска 10^{-3} . Значение яркости на краю диска использовалось в качестве свободного параметра и определялось по минимуму невязки. Точное распределение яркости показано тонкой линией.

решения отклонялись от заданного распределения яркости в других областях диска звезды. В качестве иллюстрации на рис.3 приведено восстановленное распределение яркости при погрешности задания кривой блеска 10^{-3} . Полученные результаты говорят о том, что погрешность решения определяется точностью задания кривых блеска и не может быть уменьшена без увеличения объема используемой априорной информации.

Таким образом, отсутствие сходимости решения на краю диска и ограниченность объема используемой априорной информации ставят предел достигаемой точности восстановления распределения яркости. Тем не менее, применение этой методики к анализу высокоточных наблюдений затменных переменных представляется оправданным, так как она позволяет получать независимую оценку закона потемнения к краю, не связанную с какими-либо предположениями о строении атмосферы звезды и механизмах переноса энергии. Особое значение методика восстановления распределения яркости имеет для звезд с протяженными атмосферами, для которых отсутствуют параметрические модели потемнения. Кроме того, для этих звезд распределение яркости $I(\xi)$ является непрерывной функцией и можно ожидать, что точность восстановления будет характеризоваться значением чисто случайных погрешностей σ , приведенными в таблице.

3. *Прохождения планет по дискам звезд.* В настоящее время известно уже свыше 150 планет, обращающихся вокруг других звезд. Абсолютное большинство из них обнаружено и исследуются спектроскопическими методами. Однако в ряде случаев плоскости планетных орбит оказываются достаточно близкими к лучу зрения, позволяя наблюдать прохождения планет по дискам звезд, сопровождающиеся уменьшением блеска звезды. Первый объект, для которого наблюдалось подобное прохождение - HD 209458 [11], является в настоящее время и наиболее исследованной системой. Фотометрические наблюдения прохождений этой планеты выполнялись как наземными инструментами, так и космическим телескопом HST [12-15]. Во всех случаях анализ кривых блеска проводился методом подбора нелинейных параметрических моделей распределения яркости по диску звезды. Один из вариантов этой методики приведен также в работе [16].

Мы выполнили анализ наблюдений прохождения планеты по диску HD 209458 методом восстановления распределения яркости. Высокоточные кривые затмений были получены с использованием спектрографа STIS космического телескопа HST путем интегрирования потока в диапазоне от 582 до 638 нм [12]. Средняя величина относительной погрешности этих наблюдений $\epsilon = 1.1 \times 10^{-4}$, но глубина минимума очень мала и составляет приблизительно 0.016. Таким образом, соотношение точности наблюдений и глубины минимума в данном случае оказывается даже хуже, чем при наземной фотометрии затменных переменных. С другой стороны, малый размер

планеты повышает чувствительность кривой блеска к влиянию распределения яркости. Отсчеты сводной кривой затмения $I(\theta)$, построенной с использованием уточненных элементов $\text{Min JD}_{\text{tot}} = 2452854.82545 + 3.52474554 E$ [13], показаны кружками на рис.4 в зависимости от фазы блеска θ .

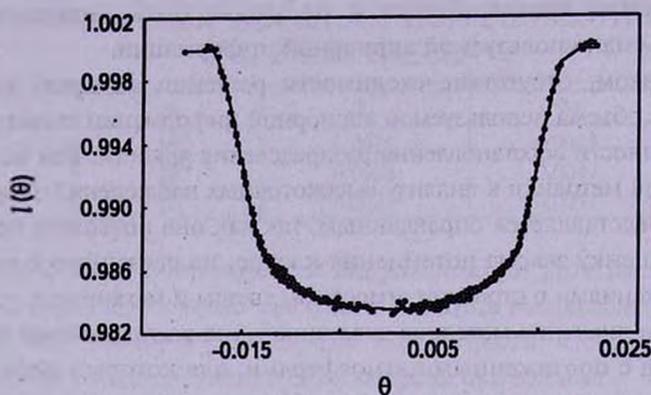


Рис.4. Наблюдаемые отсчеты сводной кривой изменения блеска при прохождении планеты по диску звезды HD 209458 как функция фазы (кружки) и кривая блеска, соответствующая восстановленному распределению яркости (сплошная линия).

При восстановлении распределения яркости использовались уточненные в работе [13] геометрические параметры системы: угол наклона орбиты $i = 86^\circ.668$, радиус звезды $r_1 = 1.444 R_\odot$, радиус планеты $r_2 = 1.349$ радиусов Юпитера, радиус орбиты 0.047 а.е. Так как угол наклона заметно отличается от 90° , то кривая блеска не содержит информации о распределении яркости вблизи центра диска звезды. Решение уравнения (1), как и в предыдущем

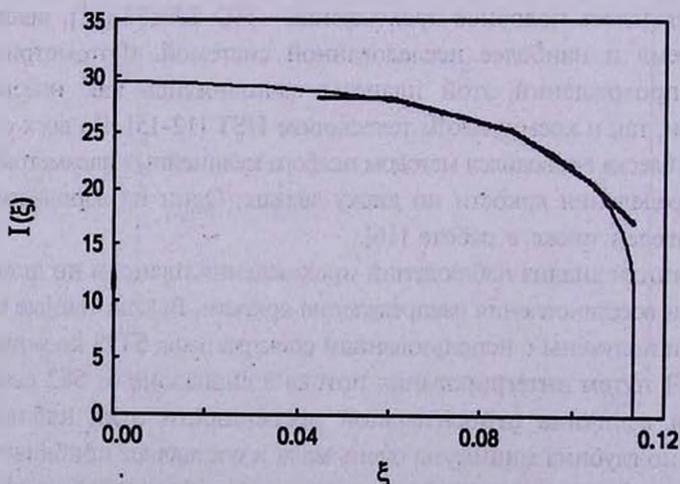


Рис.5. Восстановленное распределение яркости по диску звезды HD 209458. Тонкой линией показано распределение яркости для нелинейной модели потемнения с оптимальными значениями параметров.

случае, находилось путем минимизации функционала (2) на компактном множестве монотонно не возрастающих выпуклых вверх неотрицательных функций. Было выполнено 3595 итераций метода проекции сопряженных градиентов и достигнут точный минимум невязки. Полученное распределение яркости $I(\xi)$ приведено на рис.5, на котором также показано распределение яркости для нелинейной модели

$$I(\mu) = I(1) \left[1 - x_1(1-\mu) - x_2(1-\mu)^2 \right], \quad (3)$$

где $\mu = \cos(\vartheta)$, а x_1 и x_2 - параметры закона потемнения. По данным работы [12], оптимальные значения этих параметров равны $x_1 = 0.292$ и $x_2 = 0.348$. Кривая блеска, соответствующая восстановленному распределению яркости, показана сплошной линией на рис.4 и удовлетворяет наблюдательным данным в пределах оцененной погрешности. Рассчитанное нормированное значение $\chi_N^2 = 1.16$.

Как видно из рис.5, по-прежнему проявляют себя разрыв распределения яркости на краю диска и ограниченность объема используемой априорной информации. Кроме того, относительно невысокая (сравнительно с глубиной минимума) точность задания кривой блеска приводит к еще одной особенности, свойственной поиску непараметрического решения на компактных множествах функций - распределение яркости приобретает вид ломанной, составленной из отрезков прямых линий. Тем не менее, решение, полученное без использования каких-либо жестких модельных предположений, достаточно хорошо согласуется с независимыми данными метода подбора моделей.

Представляет интерес оценить погрешность восстановления $I(\xi)$ в случае, когда точность регистрации кривой блеска будет соответствовать величине $\varepsilon = 10^{-5}$, достигнутой спутником COROT. Хотя HD 209458 (G0V, $V=7.64$, $B-V=0.58$) является достаточно ярким объектом, малая длительность затмения препятствует увеличению времени накопления числа фотонов. Несмотря на это, указанная точность может быть реализована путем усреднения отдельных отсчетов для достаточно близких значений фазы.

Для решения данной задачи мы провели численный эксперимент. Была вычислена кривая затмения, соответствующая нелинейной модели распределения яркости (3) с оптимальными значениями параметров. Число отсчетов кривой и их фазы соответствовали данным наблюдений. На полученную кривую накладывался гауссовский случайный шум с нулевым средним и стандартными отклонениями равными реальным погрешностям наблюдений уменьшенным в десять раз. Восстановление распределения яркости проводилось для ста различных реализаций шума, после чего были оценены средние значения $I(\xi)$ и их стандартные отклонения σ_0 от заданной модели (3). На рис.6 показан коридор оцененных погрешностей $\pm 3\sigma_0$, построенный относительно разности среднего восстановленного и точного распределений яркости $I(\xi) - I_0(\xi)$. Полученные результаты оказываются качественно близкими к

случаю классических затменных (рис.2). За исключением самого края диска звезды центр коридора погрешностей проходит по нулевому значению. Разрыв функции $I(\xi)$ на краю диска также вызывает резкое увеличение погрешности и приводит к осцилляциям ее значения. На интервале изменения радиуса ξ от 0.05 до 0.09 относительная погрешность восстановления распределения яркости оказывается меньше 0.5%.

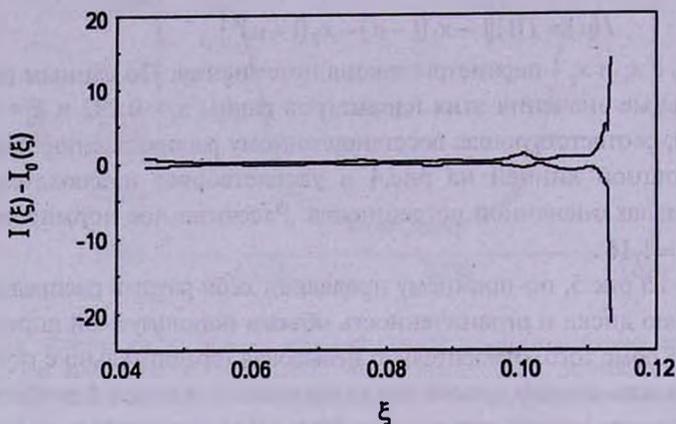


Рис.6. Коридор погрешностей $\pm 3\sigma_0$ восстановления распределения яркости для модели затмения HD 209458, построенный относительно разности среднего из восстановленных и точного распределений яркости $I(\xi) - I_0(\xi)$ для погрешности задания кривой блеска 10^{-3} .

4. *Выводы.* Проведенные исследования показывают, что методика восстановления распределения яркости может быть успешно использована для анализа данных высокоточной космической фотометрии классических затменных систем и наблюдений прохождений планет по дискам звезд. Одной из трудностей, с которой сталкивается ее применение в случае звезд с тонкими фотосферами, является наличие разрыва распределения яркости на краю диска звезды. Отсутствие сходимости решения в точке разрыва и ограниченность объема используемой априорной информации ставят предел достигаемой точности восстановления распределения яркости. Тем не менее, применение этой методики к анализу высокоточных наблюдений представляется оправданным, так как в отличие от подбора моделей она позволяет получать оценку потемнения к краю, не связанную с какими-либо предположениями о строении атмосферы звезды и механизмах переноса энергии.

Из анализа полученных нами результатов следует еще один важный вывод. Несмотря на большие различия восстановленных распределений яркости вблизи края диска звезды, соответствующие им кривые удовлетворяют исходным данным в пределах заданной погрешности. Это свидетельствует о слабой чувствительности задачи к изменениям яркости

диска в краевой зоне. В последнее время при решении кривых блеска затменных методом подбора моделей часто используются нелинейные законы потемнения к краю, отличия которых от линейных проявляются только вблизи лимба. Поэтому возникает вопрос о правомерности применения нелинейных законов потемнения. По нашему мнению, статистическая значимость таких законов должна быть обоснована в каждом конкретном случае.

Особое значение методика восстановления распределения яркости имеет для звезд с протяженными атмосферами, для которых отсутствуют параметрические модели потемнения диска к краю. Для этих звезд распределение яркости является непрерывной функцией, что устраняет проблему разрыва решения и позволяет ожидать существенного повышения точности восстановления. Кроме того, возможно увеличение объема используемой априорной информации. Так, в работе [17] при восстановлении распределения яркости по диску звезды WR предполагалось, что оно является неотрицательной функцией выпуклой вверх в начале интервала определения и выпуклой вниз на остальные части интервала. Это позволило получить надежные оценки характеристик затменной системы даже при сравнительно невысокой точности наблюдательных данных.

Авторы благодарны доктору У.Уэлшу (William F. Welsh) за предоставление наблюдательных данных. Выполнение исследований поддерживалось грантом программы "Университеты России".

¹ Университет им. Н.Г.Чернышевского, Саратов,
Россия, e-mail: BogdanovMB@info.sgu.ru

² Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
Москва, Россия

ON THE MODEL-INDEPENDENT RESTORATION OF BRIGHTNESS DISTRIBUTION ACROSS THE DISKS OF STARS FROM THE HIGH-PRECISION ECLIPSE LIGHT CURVES

M.V. BOGDANOV¹, A.M. CHEREPASHCHUK²

We estimated the accuracy of the restoration of brightness distributions across the disks of stars from the analysis of high-precision space photometry of classical eclipse systems and observations of the transits of planets. The solution of the ill-posed problem of restoration was carried out on the compact

set of the non-negative, monotonically non-increasing, convex upward functions. One of the problems, with which encounters this method in the case of stars with the thin photospheres, appears in the poor convergence of the solution at the point of the discontinuity of brightness distribution on the edge of the stellar disk. Nevertheless, the application of this method to the analysis of high-precision observational data is justified, since it makes it possible to obtain the estimation of limb darkening, not connected with any model assumptions. The restored brightness distribution for star HD 209458, the transit of planet across disk of which was observed by the space telescope HST, agrees well with the results of the nonlinear model fitting.

Key words: *stars:restoration of brightness distribution across the disks*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Proust*, Bull. Associat. Franc. Observ. Etoiles Variables, N120, 20, 2007.
2. Затменные переменные звезды, ред. В.П.Цесевич, Наука, М., 1971.
3. *Z.Kopal*, Language of the stars, Dordrecht: D.Reidel, 1979.
4. *J.Kallrath, E.F.Milone*, Eclipsing binary stars: modeling and analysis, Springer, 1999.
5. *М.И.Лавров*, Астрон. ж., 48, 951, 1971.
6. *А.И.Халиуллина, Х.Ф.Халиуллин*, Астрон. ж., 61, 393, 1984.
7. *М.В.Вогданов, А.М.Черепашчук*, Astron. Astrophys. Transactions, 26, 151, 2007.
8. *М.Б.Богданов, А.М.Черепашчук*, Астрон. ж., 84, 627, 2007.
9. *А.М.Черепашчук, А.В.Гончарский, А.Г.Ягола*, Астрон. ж., 45, 1191, 1968.
10. *А.М.Черепашчук, А.В.Гончарский, А.Г.Ягола*, Некорректные задачи астрофизики, Наука, М., 1985.
11. *G.W.Henry, G.W.Marcy, R.P.Butler, S.S.Vogt*, Astrophys. J., 529, L41, 2000.
12. *T.M.Brown, D.Charbonneau, R.L.Gilliland et al.*, Astrophys. J., 552, 699, 2001.
13. *R.A.Wittenmyer, W.F.Welsh, J.A.Orosz et al.*, Astrophys. J., 632, 1157, 2005.
14. *H.Knutson, D.Charbonneau, R.W.Noyes et al.*, Astrophys. J., 655, 564, 2007.
15. *G.E.Ballester, D.K.Sing, F.Herbert*, Nature, 445, 511, 2007.
16. *A.Gimenez*, Astrophys. Space Sci., 304, 21, 2006.
17. *И.И.Антохин, А.М.Черепашчук*, Астрон. ж., 84, 542, 2007.

АНОМАЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В НЕДАВНО
ОТКРЫТОЙ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ гоAr ЗВЕЗДЕ
СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ НЕБА HD 12098А.В.ШАВРИНА¹, Н.С.ПОЛОСУХИНА², Н.А.ДРАКЕ³,
Д.О.КУДРЯВЦЕВ⁴

Поступила 21 мая 2008

Принята к печати 20 августа 2008

По спектральным наблюдениям Ar-CP звезд на БТА (САО РАН) с эшелле-спектрометром "NES" было обнаружено несколько звезд с аномальным содержанием лития. Среди этих звезд следует особо отметить осциллирующую звезду HD12098, первую гоAr звезду на северном полушарии неба. В спектре этой звезды была обнаружена сильная и переменная линия лития $\text{Li I } 6708 \text{ \AA}$. Для проведения уверенного анализа методом доплеровского картирования недостаточно наблюдений, но тем не менее достаточно, чтобы сделать предположение о наличии литиевых пятен на поверхности этой звезды, аналогично гоAr звездам HD 83368 и HD 60435, для которых ранее уверенно были обнаружены на поверхности звезды пятна высокого содержания лития. Методом синтетического спектра на основе моделей атмосфер с учетом линий из списка VALD и некоторых дополнительных блендирующих REE линий, рассчитанных авторами, выбраны параметры модели атмосферы. Расчеты профиля литиевой бленды $\text{Li I } 6708 \text{ \AA}$ с учетом магнитного поля были выполнены, используя программу SYNTHM. Для двух фаз вращения звезды HD 12098 определено содержание лития, которое является аномально высоким, в сравнении с солнечным содержанием, и метеоритным. Значительное различие содержания лития в двух фазах (в двух различных областях на поверхности звезды) более чем на 0.5 dex, очень близко к таковому, которое мы получили в результате анализа спектров гоAr звезд HD 83368 и HD 60435. Таким образом, обнаружена еще одна гоAr звезда HD 12098 с литиевыми пятнами на поверхности.

Ключевые слова: *звезды: содержание лития - объект: HD 12098*

1. *Введение.* Литий является одним из первоначальных элементов Вселенной, содержание которых тесно связано с эволюцией звезд. Проблема интерпретации наблюдаемых величин содержания лития в звездных атмосферах является одной из загадок современной астрофизики по причине разнообразия содержания этого элемента у звезд, близких по своим физическим параметрам.

Проблема лития в химически пекулярных (CP) звездах была предметом многочисленных дебатов. Обилие индивидуальных особенностей этих звезд и дефицит спектральных наблюдений в области резонансного дублета лития $\text{Li I } 6708 \text{ \AA}$ - главная причина противоречивых результатов наблюдений лития в CP-звездах.

Наиболее уверенные результаты в исследованиях лития в Ar-CP звездах были достигнуты в результате Международного Проекта (1996-2006гг.)

"Lithium in magnetic CP stars". Используя телескопы ЗТШ (2.6-м), CAT (1.5м ESO), FEROS (ESO) и др. телескопы мира, были проведены систематические наблюдения в области лития 6708 Å и изучено поведение профиля линии лития 6708 Å с фазой вращения. В результате проведенных серий наблюдений осциллирующих гоАр-CP звезд HD 83368, HD 60435 и HD 3980, обнаруженные значительные доплеровские сдвиги линии лития LiI 6708 Å привели к открытию запятненности литием поверхности этих звезд [1].

Быстро осциллирующие (гоАр) звезды - это холодные магнитные химически пекулярные CP-звезды с периодами пульсаций в диапазоне 6-16 мин, амплитудами изменений блеска порядка $0^m.008$. Большая часть обнаруженных гоАр звезд расположена в южном полушарии. Последние годы активизировались работы по поиску гоАр звезд в северной части неба, и первой гоАр звездой, открытой на северном небе, стала HD 12098. Эта звезда интенсивно наблюдалась с 2000г. на обсерваториях SAAO (Южная Африка) и UPSO (Индия) в рамках совместного проекта [2,3]. HD 12098 - классифицируется как F0- звезда с $m_v = 7.97$.

Анализ фотометрических данных HD12098 позволил выделить две частоты осцилляций: $\nu_1 = 2.17385$ и $\nu_2 = 2.18069$ мГц. Комбинируя эти данные с наблюдениями, полученными ранее [3], было найдено, что модуляция амплитуды пульсаций в различные ночи происходит с периодом 1.22 дня [4].

Дополнительные фотометрические наблюдения привели к необходимости пересмотреть предложенный в [4] период вращения звезды $P_{rot} = 1.22$ дня, и в работе [5] приводится величина $P_{rot} \sim 5.4$ дня. Амплитудный спектр кривой блеска с максимумом в 2.18 мГц соответствует периоду осцилляций $P_{os} = 7.67$ мин [5]. Временные изменения амплитуды пульсаций блеска наблюдаются во многих гоАр звездах. Эта модуляция может быть объяснена в рамках модели наклонного пульсатора. В этой модели пульсационная и магнитная оси наклонены по отношению к оси вращения звезды. Вращательная модуляция амплитуды пульсаций происходит в результате эффекта ориентации, ведущего к периодическому изменению угла между осью пульсаций и лучом зрения, что типично для гоАр звезд.

Период вращения этой звезды порядка нескольких дней. Имеющиеся фотометрические данные о блеске не позволили уверенно выбрать один из возможных вращательных периодов - 1.2 дня или 5.4 дня.

Результаты наблюдений магнитного поля. Измерения магнитного поля HD 12098 и некоторых других гоАр звезд были получены, используя данные наблюдений современного спектрополяриметра MuSiCoS на 2-м телескопе обсерватории Pic du Midi [6]. На основе этих наблюдений в работе Рябчиковой и др. [7] был определен вращательный период $P_{rot} = 5.460 \pm 0.001$ дней для HD12098 по 17 новым измерениям магнитного

поля B_z с использованием многоэлементной маски, преимущественно для линий CrII и FeI, которые показали четкие изменения магнитного поля HD 12098 с периодом 5.460 дней (рис.1a). Эфемериды для расчета фаз магнитного поля B_z представлена в [7] формулой:

$$HJD(BZ)_{\max} = 2451889.42(2) + 5.460 \cdot E.$$

Используя полученную эфемериду, мы построили фазовую зависимость фотометрических амплитуд пульсаций из наблюдений [5], согласно периоду вращения 5.46 (рис.1b).

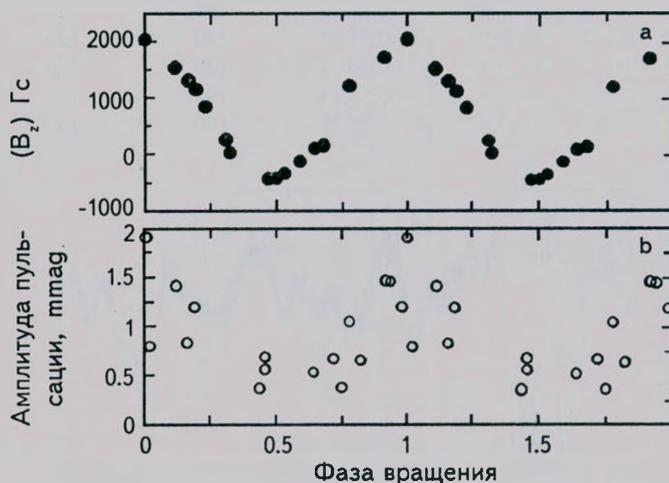


Рис.1. HD 12098 - среднее продольное магнитное поле B_z (a) и изменения амплитуды пульсаций $\Delta m \text{ mag}$ (b). Рисунок взят из [7].

Куртц [8] предложил модель магнитного пульсатора, в которой звездные пульсации симметричны относительно магнитной оси. В этой модели амплитуда пульсаций увеличивается вдоль магнитного поля, достигая максимума в полярных областях, и минимальна у магнитного экватора, т.е. амплитуда пульсаций меняется в фазе с магнитным полем.

Рис.1 показывает, что изменения амплитуды пульсаций коррелируют с изменениями продольного магнитного поля с периодом 5.46 дня.

2. *Первые предварительные результаты наблюдений HD 12098 в спектральной области лития Li I 6708 Å.* Мы начали наблюдения HD 12098 в 2005г. на 6-м телескопе (CAO) с целью поиска дублета лития Li I 6708 Å, и изучения поведения этой линии с фазой вращения. Наблюдения выполнялись с эшелле-спектрометром "NES" [9] в спектральной области 6000-6800 Å с отношением S/N (110 - ~190) и спектральным разрешением $R \sim 45000$. Для обработки спектров использовался пакет программ "REDUCE" Н.Пискунова и др. [10].

Данные о наблюдениях приведены в табл.1.

На рис.2 приведены все спектры HD 12098, полученные в 2005-2006гг.

(16.05.2005, 19.08.2005 и 9.07.2006.). Линии лития Li I 6708 Å, дважды ионизованного празеодима Pr III 6706.7 Å и нейтрального кальция Ca I 6717.6 Å - самые выразительные линии на этом участке спектра.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Nsp	Дата	UT начало	UT конец	S/N (6150)	S/N (6708)	Фаза
sp22	9.07.2006	22.32.26	23.03.44	140	110	0.0819
sp23	9.07.2006	23.06.36	23.37.55	150	120	0.0866
sp36	16.05.2006	23.50.09	00.21.28	140	120	0.0181
sp37	16.05.2006	00.24.15	00.50.34	120	120	0.0222
sp82	19.08.2005	00.22.55	00.54.14	190	160	0.5727
sp83	19.08.2005	00.57.32	01.21.28	150	140	0.5767

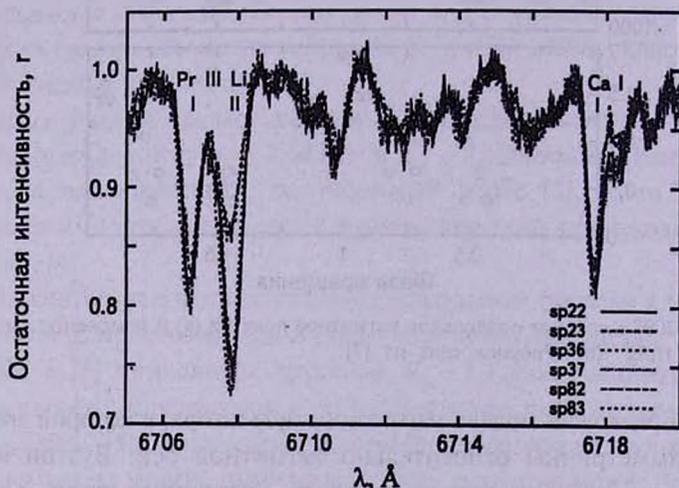


Рис.2. Спектры HD 12098, полученные в 2005-2006гг. (16.05.2005, 19.08.2005 и 9.07.2006, см. таблицу) в спектральной области 6700-6720 Å.

Сразу было замечено удивительное сходство этой звезды с тремя изученными нами ранее гоАр звездами с переменной линией лития 6708 Å, HD 83368 и HD 60435 [11]. Поведение линии лития для этих звезд было интерпретировано двумя пятнами лития на магнитных полусах вращающихся звезд [1], моделированием определены размеры пятен и их положение на поверхности звезд [11]. Для сравнения на рис.3 приведены спектры HD 60435 и HD 12098 в области лития 6708 Å для фаз вращения вблизи 0.0 и 0.5.

Видна значительная переменность линии Li I 6708 Å и менее выразительная - в линии Pr III 6706.7 Å для обеих звезд.

Как отмечено в нескольких работах, линия Pr III (6706.7 Å) является индикатором гоАр звезд. Также характерной особенностью гоАр звезд с дипольным магнитным полем является наличие обеих линий (Li I 6708. Å

и Pr III 6706.7 Å) в их спектрах.

Используя для анализа программу ROTATE Цымбала [13], позволяющую рассчитывать спектры с учетом пятенной структуры на поверхности звезды для разных фаз вращения, и программу SYNTHM Хана [14], учитывающую расщепление спектральных линий в магнитном поле, мы сделали первую попытку оценить содержание лития в пятнах, расположенных вблизи магнитных полюсов звезды, используя всего лишь спектры звезды для 3-х фаз вращения звезды, из которых 2 фазы (наблюдения в мае и июле 2006г.) практически совпадают.

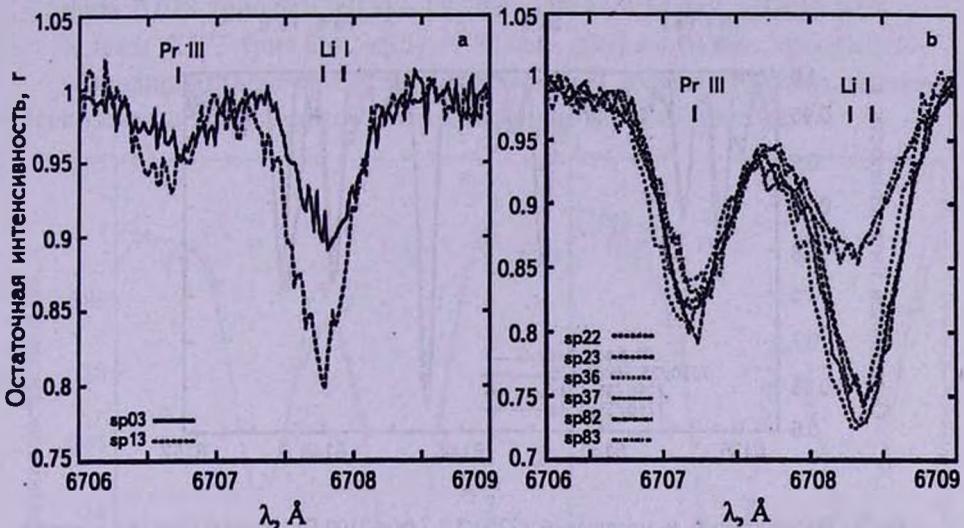


Рис.3. Спектры HD 60435 (a) и HD 12098 (b) в области линии лития 6708 Å для фаз вращения вблизи 0.0 и 0.5.

3. Моделирование и анализ спектра HD 12098 в области дублета лития Li I 6708 Å. Первым шагом анализа был подбор модели атмосферы звезды по области спектра 6110–6170 Å, содержащей линии Fe I и Fe II с помощью программы SYNTHM [14]. При этом производилась также оценка величины поверхностного магнитного поля H_s и величины $V \sin i$ по линиям Fe II 6103, 6147 и 6149 Å. При этом мы столкнулись с необходимостью учета линий редкоземельных элементов (REE), дополнительных к спискам VALD [15] и DREAM [16], длины волн которых были рассчитаны нами на основании энергий уровней NIST [17]. На рис.4 показано совмещение наблюдаемого и двух модельных спектров, рассчитанных с включением этих дополнительных линий REE и без их учета.

Учет дополнительных линий REE позволил лучше описать наблюдаемый спектр HD 12098 и привел к понижению эффективной температуры модели атмосферы с 7750 К до 7250 К. Отметим, что аналогичная процедура для HD 60435 также привела к понижению температуры модели атмосферы

с 8250 К, как в статье [11], до 7750 К. Величина поверхностного магнитного поля (модуль поля) B_s была оценена как 2100 Гс, $v \sin i = 15$ км/с, рис.5а. Для сравнения на рис.5б мы показываем также линии Fe II 6147 и 6149 Å для HD 60435 с подобранными величинами $B_s = 2000$ Гс и $v \sin i = 11$ км/с.

Отметим, что в работе [12] для HD 12098 подобраны модель 7800/4.3, $v \sin i = 10 \pm$ км/с и $B_s \sim 6500$ Гс по спектру лучшего спектрального разрешения $R = 115000$. Отличие от наших параметров можно объяснить не только меньшим разрешением, но и неучтенными в [12] дополнительными к списку VALD REE линиями. Отметим также, что определение параметра

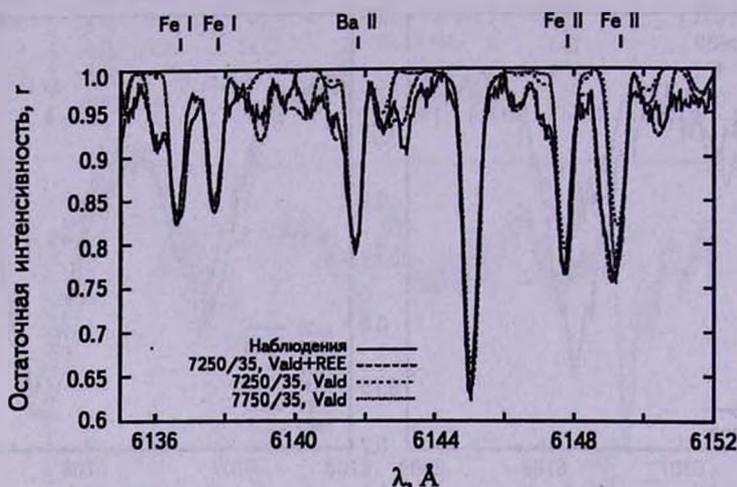


Рис.4. Наблюдаемый и модельный (7250/3.5, $B_s = 2100$ Гс, $v \sin i = 15$ км/с) спектры HD 12098 в области 6135-6152 Å. При использовании списка VALD без дополнительных линий REE лучшая модель -7750/3.5.

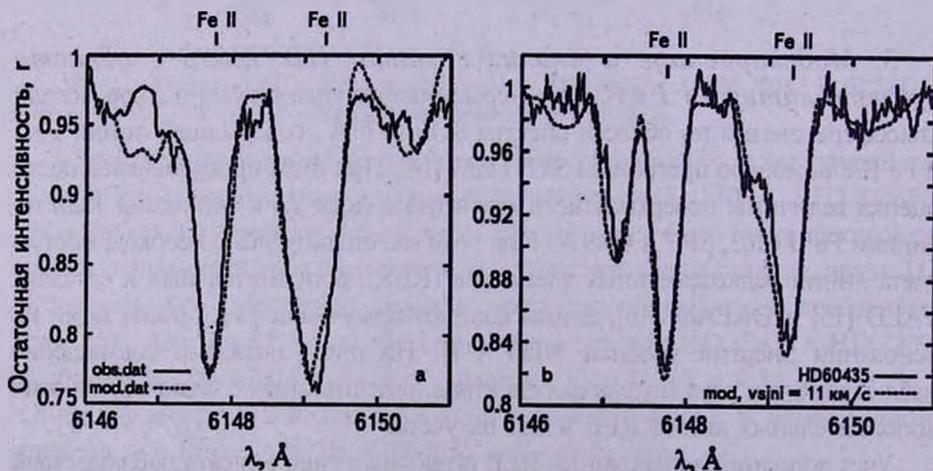


Рис.5. Величина поверхностного магнитного поля (модуль поля) B_s для HD 12098 была оценена по линиям Fe II 6147 Å и 6149 Å как 2100 Гс, $v \sin i = 15$ км/с (рис.5а). На рис.5б мы показываем для сравнения также линии Fe II 6147 и 6149 Å для HD 60435 с подобранными величинами $B_s = 2000$ Гс и $v \sin i = 11$ км/с.

$v \sin i$, даже по "немагнитным" линиям затруднено пятненным распределением большинства элементов по поверхности гоАр звезд. А от этого параметра драматически зависит определяемая по магнитным линиям величина поверхностного магнитного поля B_s .

Мы рассчитали профили линий Pr III 6706.7 и Li I 6708 Å для двух фаз 0.018 и 0.573 с учетом магнитного расщепления (программа SYNTHM [14]), предполагая, что для этих фаз литий и дважды ионизованный празеодим равномерно распределены в пятнах. На рис.6 показаны профили Pr III 6706.7 и Li I 6708 Å для этих двух фаз:

фаза 0.018 (рис.6a): $\epsilon(\text{Li}) = 3.93 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Pr}) = 4.54 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Sm}) = 3.96$

и фаза 0.573 (рис.6b): $\epsilon(\text{Li}) = 3.38 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Pr}) = 4.74 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Sm}) = 3.79$

(блендирование линией самария 6707.473 Å, а также другими линиями редкоземельных элементов учитывалось при моделировании).

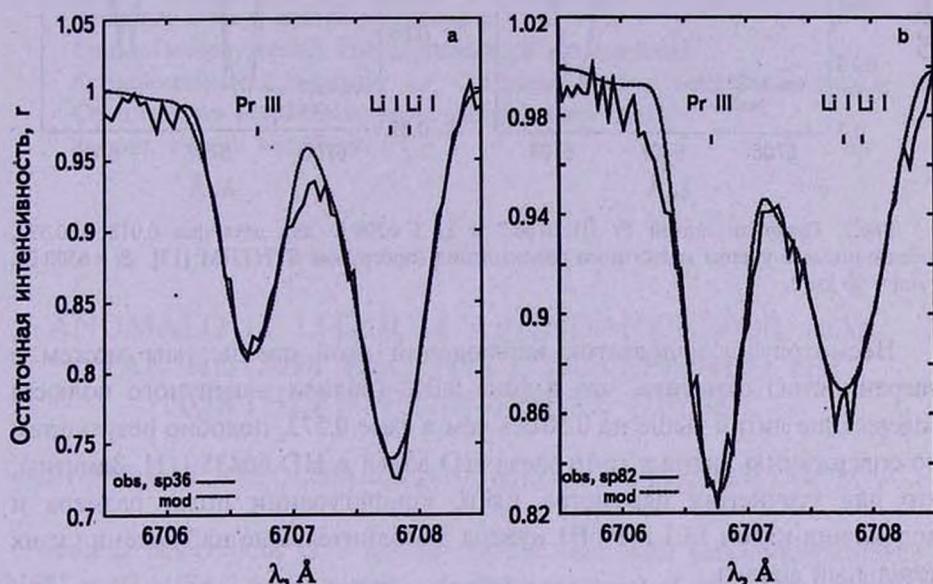


Рис.6. Профили Pr III 6706.7 и Li I 6708 Å для двух фаз 0.018 и 0.573, рассчитанные с учетом магнитного расщепления (программа SYNTHM [13]) для $v \sin i = 15 \text{ км/с}$, $B_s = 2100 \text{ Гс}$.

Мы также рассчитали профили линий Li I 6708 Å и Pr III 6706.7 Å с параметрами $v \sin i = 10 \text{ км/с}$ и магнитном поле $B_s = 6500 \text{ Гс}$ при разном содержании элементов для этих двух фаз (рис.7):

фаза 0.018: $\epsilon(\text{Li}) = 3.88 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Pr}) = 4.14 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Sm}) = 4.04 \text{ dex}$

фаза 0.573: $\epsilon(\text{Li}) = 3.38 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Pr}) = 4.14 \text{ dex}$, $\epsilon(\text{Sm}) = 3.84 \text{ dex}$

В обоих случаях мы получили сходное содержание лития $\epsilon(\text{Li}) = 3.93$ и 3.88 для фазы 0.018, и одинаковое $\epsilon(\text{Li}) = 3.38$ для фазы 0.573. (Блендирование линией самария 6707.473 Å, а также другими линиями редкоземельных элементов учитывалось при моделировании).

Следует заметить, что полученное содержание лития существенно отличается от солнечного $\varepsilon(\text{Li}) = 1.05 \pm 0.10$ dex содержания лития и метеоритного $\varepsilon(\text{Li}) = 3.25 \pm 0.06$ [18].

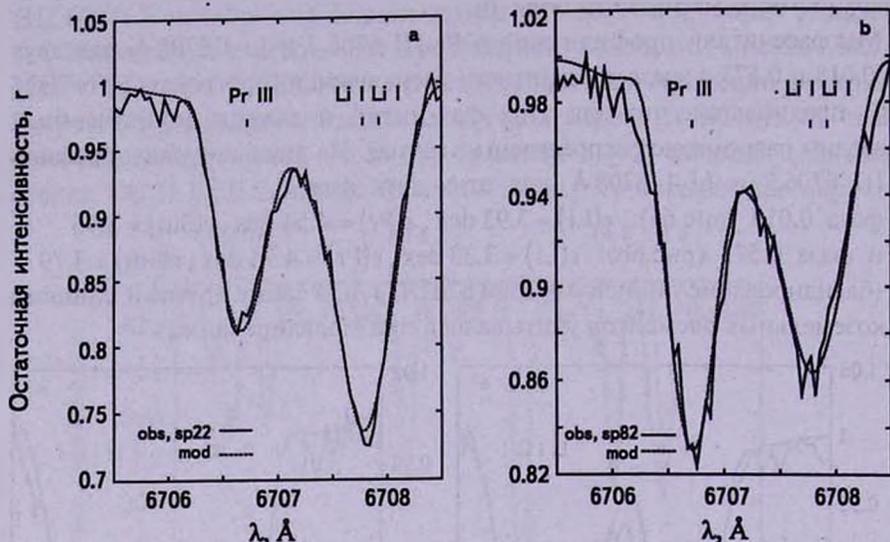


Рис.7. Профили линий Pr III 6706.7 и Li I 6708 Å для двух фаз 0.018 и 0.573, рассчитанные с учетом магнитного расщепления (программа SYNTHM [13]). $B_z = 6500$ Гс, $v \sin i = 10$ км/с.

Несмотря на недостаток наблюдений этой звезды, мы можем с уверенностью отметить, что в фазе 0.018 (вблизи магнитного полюса) содержание лития выше на 0.50 dex чем в фазе 0.573, подобно результатам по содержанию лития у α Ap звезд HD 83368 и HD 60435 [11]. Заметим, что для уточнения параметра $v \sin i$, конфигурации поля, размера и положения пятен Li I и Pr III нужны дополнительные наблюдения и их детальный анализ.

4. **Заключение.** HD 12098 явилась новой α Ap звездой, дополнившей группу I CP-звезд с переменной линией лития Li I 6708 Å. Имеющиеся наблюдения спектров на БТА (3 ночи) для 2-х фаз вращения (период 5.5 дней) показали сильные изменения в линии лития. Предполагая, что поведение линии лития подобно таковому в спектрах HD 83368 и HD 60435 [11], мы промоделировали спектры HD 12098 для двух противоположных фаз максимальной и минимальной интенсивности линии лития 6708 Å и определили усредненное по видимой поверхности звезды (или пятен) содержание лития и празеодима с помощью программы SYNTHM [14]. Наши оценки содержания лития значительно выше солнечного (более, чем на 2 dex) и выше, чем содержание лития в метеоритах [18]. Причиной повышенного содержания лития вблизи полюсов дипольного магнитного поля могут быть как диффузия

химических элементов в CP-звездах [19], так и известные реакции скалывания (spallation reactions) на поверхности звезды. Результаты можно рассматривать как предварительные. Для более точного моделирования пятен необходимы дальнейшие наблюдения HD12098, чтобы обеспечить более полное покрытие фаз по всему периоду вращения.

Авторы благодарят В.Цымбала и С.Хана за возможность работать с программами ROTATE и SYNTHM.

Авторы благодарны Л.С.Любимкову за интерес к работе и ценные замечания.

¹ Главная Астрономическая обсерватория НАНУ,
Украина, e-mail: shavrina@mao.kiev.ua

² НИИ Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: polo@krao.crimea.ua

³ Санкт-Петербургский Государственный университет,
Астрономический институт им. Соболева, Россия e-mail: drake@on.br

⁴ Специальная астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: kudr@sao.ru

ANOMALOUS LITHIUM ABUNDANCE FOR roAp STAR HD12098 RECENTLY DISCOVERED ON NORTHERN HEMISPHERE OF SKY

A.SHAVRINA¹, N.POLOSUKHINA², N.DRAKE³, D.KUDRYAVTSEV⁴

Spectral observations of a number Ap-CP stars with echelle-spectrometer "NES" at BTA (SAO RAS) permit us to discover several of them with abnormal (enhanced) lithium abundance. Among these stars we must especially distinguish one rapidly oscillating star HD 12098. It was the first roAp star found on northern hemisphere of the sky. The strong and variable lithium line Li I 6708 Å was detected in the spectrum of this star. There is a lack of HD 12098 observations to carry out the reliable analysis using method Doppler imaging, nevertheless we can assume the existence of lithium spots on the surface of this star similar to other roAp stars HD 83368 and HD 60435 with lithium spots. The method of synthetic spectrum using Kurucz's model atmospheres and line list from VALD and some additional blending REE lines, calculated by authors, was applied to define the model atmosphere parameters of HD 12098. Calculations of Li I 6708 Å blend profile taking into account magnetic field were carried out with SYNTHM code. For two rotation phases of HD 12098 the lithium abundance was estimated,

which reveals anomalously high in the comparison with solar and meteoritic abundance of lithium. The considerable difference in lithium abundance in two opposite rotational phases corresponding two different regions on the star surface is more than 0.5 dex, that is similar to the lithium abundance obtained from the spectra analysis of two other roAp stars, HD 83368 and HD 60435. Thus the new roAp star HD12098 with lithium spots on the surface is discovered.

Key words: *stars: lithium abundance - individual:HD 12098*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.Polosukhina, D.Kurtz, M.Hack et al.*, *Astron. Astrophys.*, **351**, 283, 1999.
2. *V.Girish, S.Joshi, S.Seetha et al.*, *Bull. Astr. Soc. India*, **29**, 305, 2001.
3. *S.Seetha, U.Chaubey, V.Girish et al.*, *Bull. Astr. Soc. India*, **29**, 309, 2001.
4. *V.Girish*, *J. Astrophys. Astr.*, **26**, 203, 2005.
5. *V.Girish, S.Seetha, P.Martinez et al.*, *Astron. Astrophys.*, **380**, 142, 2001.
6. *J.Donati, C.Catala, G.Wade et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **134**, 149, 1999.
7. *T.Ryabchikova, G.Wade, M.Aurière et al.*, *Astron. Astrophys.*, **429**, L55, 2005.
8. *D.Kurtz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **200**, 807, 1982.
9. *В.Панчук, Н.Пискунов, В.Клочкова, В.Юшкин, С.Ермаков*, *Препринт САО*, **169**, 2002.
10. *N.Piskunov, J.Valenti*, *Astron. Astrophys.*, **385**, 109, 2002.
11. *A.Shavrina, N.Polosukhina, J.Zverko et al.*, *Astron. Astrophys.*, **372**, 571, 2001.
12. *T.Ryabchikova, N.Nesvacil, W.Weiss, O.Kochukhov, Ch.Stütz1*, *Astron. Astrophys.*, **423**, 705, 2004.
13. *V.Tsymbal*, in *Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, eds. S.Adelman, F.Kupka, W.Weiss, 5th Vienna Workshop, ASP Conf. series, **108**, 198, 1996.
14. *S.Khan, J.Quant*, *Spectr. and Radiat. Transf.*, **88**, 71, 2004.
15. *F.Kupka, N.Piskunov, T.Ryabchikova, H.Stempels, W.Weiss*, *A&AS*, **138**, 119, 1999.
16. *E.Biémont, P.Palmer, P.Quinet*, *D.R.E.A.M. Database on Rare Earth at Mons. Univ.*; <http://www.umh.ac.be/~astro/dream.shtml>.
17. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/ASD/energy1.pl>
18. *M.Asplund, N.Grevesse, A.Sauval*, *ASPC*, **336**, 25A, 2005.
19. *G.Michaud*, *Astron. J.*, **85**, 89, 1980.

УСКОРЯЮЩИЕСЯ ВИХРИ В СЖИМАЕМОЙ СРЕДЕ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 31 октября 2007

Принята к печати 30 июля 2008

Рассматривается класс точных вихревых решений гидродинамических уравнений в сжимаемой среде (однокомпонентной, или двухфазной) с учетом вязкости в гравитационном поле. Рассмотрены профили скоростей, которые представляют структуру вихря с однородно вращающимся стволем с низким давлением и плотностью и сходящимся радиальным потоком вещества. Такие течения имеют небольшую диссипацию энергии и могут относительно легко появляться в естественных условиях.

Ключевые слова: *вихри:гидродинамика:торнадо:вязкость:гравитация*

1. *Введение.* Вихри и вихреподобные течения широко распространены в природе. Циклоны, ураганы, тайфуны, торнадо (см. [1,2]), песчаные бури - все они проявления вихревого движения. Яркий пример огромной вихревой структуры - большое "Красное пятно" на поверхности Юпитера, которое наблюдается уже несколько сотен лет. Возникает вопрос: почему такие гидродинамические вихревые структуры возникают так часто, а в отдельных случаях могут существовать в течение долгого времени, несмотря на конечную вязкость среды? Ответ на этот вопрос частично дает модель Рэнкина (см. [3]) для вихря в несжимаемой вязкой жидкости с $v_\varphi(r) = \Omega r$ - "твердотельное" вращение с угловой скоростью Ω в цилиндрической области радиуса r_0 (ствол вихря: $r < r_0$), и дифференциальное вращение - $v_\varphi(r) = \Omega r_0^2 / r$ - во внешней области $r > r_0$. В этом случае, "вязкие члены" в уравнении Навье-Стокса в цилиндрической системе координат точно обращаются в нуль. В области ствола этого вихря диссипация энергии отсутствует, однако в области дифференциального вращения и в тонком переходном слое на границе ствола, из-за конечной вязкости происходит диссипация кинетической энергии вихря. Поэтому, стационарные или ускоряющиеся вихри могут существовать только благодаря поступлению энергии от окружающей среды. Легко возникают и дольше существуют только вихревые движения, эффекты вязкости в которых минимальны. Именно такие вихри должны наблюдаться в природе достаточно часто.

В работе [4] было показано, что в присутствии гравитационного поля существует простой механизм формирования нестационарного вихря в однокомпонентной однородной и несжимаемой среде, при наличии

продольного потока вещества, скорость которого зависит от вертикальной координаты z (ось вихря). Здесь мы покажем, что в сжимаемой однокомпонентной среде нестационарные вихревые структуры могут образоваться и без вертикального потока вещества.

Далее, будут рассмотрены нестационарные вихревые структуры в открытой двухкомпонентной сжимаемой среде, в которой из-за химических реакций или фазового перехода одна компонента исключается из общего коллективного гидродинамического движения, передавая энергию и угловой момент вихрю. Нестационарность обеспечивается радиальным потоком вещества в область ствола вихря, увеличивая его кинетическую энергию и угловой момент. При этом закон изменения угловой скорости, давления и плотности ствола вихря может быть экспоненциальным, или соответствовать "взрывной" неустойчивости, в зависимости от условий в среде.

Рост кинетической энергии вихря ограничивается диссипативными процессами, в частности на границе ствола вихря $r=r_0$, где нарастающий со временем тангенциальный скачок скорости приводит к неустойчивости возмущений, уменьшая поступление вещества от окружающей среды.

Все эти факторы будут рассмотрены и оценены ниже, но сначала рассмотрим простой механизм происхождения нестационарного вихря в однокомпонентной среде.

2. Модель нестационарного вихря. Уравнения аксиально-симметрического течения вязкой сжимаемой среды в поле сил тяжести g в цилиндрической системе координат с осью Z , направленной противоположно g , представим в виде [5]:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu_e \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right) = \nu_e \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g + \nu_e \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} + v_r \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} + v_z \frac{\partial \ln \rho}{\partial z} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$P = c_s^2 \rho, \quad c_s^2 = RT/M, \quad (5)$$

где v_r , v_φ - радиальная, азимутальная компоненты гидродинамической скорости v ; $\nu_e = \xi + 4\nu/3$, ν - коэффициент кинематической вязкости, ξ - вторая вязкость, P и ρ - давление и плотность среды, которые связаны изотермическим уравнением состояния, c_s - скорость звука, R - газовая постоянная, T - температура, M - молярная масса.

Заметим, что в приведенных уравнениях из-за аксиальной

симметричности задачи отброшены члены, содержащие производные по азимутальной координате φ , по z (кроме давления, плотности ν_z), а также предполагается $\nu_z = \nu_z(z, t)$.

В равновесном состоянии ($\nu_r = \nu_\varphi = 0$) давление и плотность массы вертикального столба, согласно (3), зависят только от вертикальной координаты z барометрическими формулами

$$\rho_0 = \rho_0(0)e^{-gz/c_s^2}, \quad P_0 = P_0(0)e^{-gz/c_s^2}. \quad (6)$$

В случае $\nu_r = 0$, уравнения (1) и (2) дают:

$$\frac{\nu_\varphi^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad \frac{\partial \nu_\varphi}{\partial t} = \nu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \nu_\varphi}{\partial r} + \frac{\nu_\varphi}{r} \right). \quad (7)$$

Если радиальная зависимость азимутальной скорости $\nu_\varphi(r)$, согласно модели вихря Рэнкина [3], выбрать в виде

$$\nu_\varphi(r) = \begin{cases} \Omega r, & r \leq r_0, \\ \Omega r_0^2 / r, & r > r_0, \end{cases} \quad (8)$$

то правая сторона второго уравнения (7) тождественно обратится в нуль. Заметим, что ствол ($r < r_0$) вихря вращается однородно с угловой скоростью $\Omega(t)$. В этом случае распределение плотности в вихре, согласно первому уравнению (7), имеет форму:

$$\rho = \begin{cases} \rho_c \exp\{ar^2/r_0^2\}, & r \leq r_0, \\ \rho_0 \exp\{-ar_0^2/r^2\}, & r > r_0, \end{cases}$$

где ρ_c - плотность массы на оси вихря, ρ_0 - плотность на большом расстоянии от нее,

$$a \equiv \frac{\Omega^2 r_0^2}{2c_s^2} \quad (9)$$

- параметр, учитывающий сжимаемость среды.

В настоящей работе область ствола вихря ($r < r_0$) будем описывать независимой от радиальной координаты r плотностью, зависящей от t и z : $\rho_c(z, t)$, причем зависимость от z выражается формулой (6):

$$\rho = \begin{cases} \bar{\rho}_c(t) \exp\{-gz/c_s^2\}, & r \leq r_0, \\ \rho_0 \exp\{-ar_0^2/r^2 - gz/c_s^2\}, & r > r_0. \end{cases} \quad (10)$$

При этом распределение давления в вихре представится в виде

$$P = \begin{cases} c_s^2 \rho_{c0} e^{a^2 r^2 / 2} = P_{c0} e^{ar^2/r_0^2}, & r \leq r_0, \\ c_s^2 \rho_0 e^{-ar_0^2/r^2} = P_0 e^{-ar_0^2/r^2}, & r > r_0. \end{cases} \quad (11)$$

Из условия непрерывности на границе ствола $r=r_0$, находим $P_0 = P_{c0} \exp 2a$.

С учетом (8) и (10) из уравнения непрерывности (4) в области

$r < r_0$ получаем

$$v_r = -\frac{\mu}{2} r, \quad \text{где} \quad \mu \equiv \frac{\dot{P}_c}{\rho c}. \quad (12)$$

Параметр $1/\mu$ имеет размерность времени и характеризует темп изменения плотности ствола вихря. Он может быть величиной постоянной, либо зависеть от времени. Если $\mu > 0$, то ствол вихря уплотняется со временем за счет сходящегося к стволу радиального потока вещества - вихрь имеет циклонический характер, в противном случае ($\mu < 0$) плотность ствола убывает расходящимся радиальным потоком вещества, и вихрь носит характер антициклона. В дальнейшем изложении будем полагать $\mu > 0$.

Независимо от вида функции v_r из уравнения (2) с учетом (8) следует, что в области ствола вихря ($r < r_0$) конвективные и кориолисовы силы слагаются, а во внешней области ($r > r_0$) компенсируют друг друга:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} = \begin{cases} 2\Omega, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases}$$

Это приводит к тому, что угловая скорость Ω меняется со временем в области ствола вихря и остается постоянной, т.е. $\dot{a} \sim \dot{\Omega} = 0$ - во внешней области $r > r_0$. Следовательно, в формулах (7)-(11) во внешней области вихря следует положить

$$\Omega = \Omega(0) = \Omega_0, \quad a = a_0 = \text{const},$$

где Ω_0 - начальное значение угловой скорости вихря.

Из уравнения непрерывности (4) с учетом (10) для радиальной скорости во внешней области вихря находим:

$$v_r = \frac{C}{r} e^{a_0 r^2 / r^2},$$

где C - постоянная интегрирования. Требование непрерывности v_r на границе $r=r_0$ в момент образования вихря дает $C = -\mu r_0^2 e^{-a_0} / 2$. Тогда для радиальной скорости сходящегося потока вещества в вихре получаем

$$v_r = \begin{cases} -\mu \frac{r}{2}, & r \leq r_0, \\ -\mu \frac{r_0^2}{2r} e^{-a_0(1-r_0^2/r^2)}, & r > r_0. \end{cases} \quad (13)$$

Учитывая выражения (7) - (13) в уравнении (3), находим

$$\frac{d\Omega}{dt} = \begin{cases} \mu\Omega, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0, \end{cases} \quad (14)$$

Скорости (8), (13) тождественно зануляют вязкие члены в уравнениях (1)-(2), за исключением вязкого члена (1) во внешней области вихря $r > r_0$, который быстро спадает по закону $r^{-5} e^{a_0 r^2 / r^2}$. Диагональные компоненты вязкого тензора напряжений отличны от нуля, что приводит к следующей

мощности диссипации кинетической энергии на единицу длины вихря:

$$\frac{dE_k}{dt} = -4\pi\nu_e\rho_0 r_0^2 \left\{ \Omega_0^2 \frac{e^{a_0} - 1}{a_0} + \mu^2 e^{a_0} \left[\frac{35}{144} + \frac{1}{3a_0} \left(a_0^2 + \frac{5}{24} \right) + \frac{5}{108} e^{-a_0} \right] \right\}. \quad (15)$$

Если $\mu = \text{const}$, то из (14) получаем, что угловая скорость и плотность массы ствола нарастают со временем экспоненциально (степенная неустойчивость):

$$\frac{\rho_c(t)}{\rho_{c0}} = \frac{\Omega(t)}{\Omega_0} = e^{\mu t}. \quad (16)$$

Принимая в уравнении (14) $\mu = \Omega$, получаем решение типа "взрывной" неустойчивости:

$$\frac{\mu(t)}{\mu_0} = \frac{\Omega(t)}{\Omega_0} = \frac{1}{1 - \Omega_0 t}, \quad \rho_c(t) = \frac{\rho_{c0}}{1 - \Omega_0 t} \quad (17)$$

за конечный промежуток времени $t_0 = 1/\Omega_0$ угловая скорость и плотность массы ствола вихря формально стремятся в бесконечность.

Описанные нестационарные процессы относятся лишь к области ствола вихря $r < r_0$, тогда как во внешней области $r > r_0$ имеем $\Omega = \Omega_0 = \text{const}$, и плотность распределения массы (10) остается стационарной. Таким образом, на границе $r = r_0$ возникает скачок азимутальной скорости, который нарастает со временем экспоненциально. Диссипация же энергии (15) вихревого движения не зависит от времени и определяется только значением угловой скорости вращения вихря Ω_0 в начальный момент его образования. Так что, в рассматриваемом вихревом движении диссипация остается неизменной, несмотря на быстрый рост угловой скорости вихревого ствола.

Вихри, образованные за счет изменения плотности ствола без поддержки энергии вихря извне, могут существовать недолго, так как пониженное давление ствола исчезает из-за диссипации кинетической энергии вихря. Поэтому, для поддержания вихревого движения необходимо пополнение его энергии из окружающей среды. Такой механизм в рамках модели несжимаемой среды при наличии вертикального потока вещества вдоль ствола вихря рассмотрен в работе [4]. В следующей секции мы рассмотрим проблему поддержания вихря в открытой двухфазной системе с учетом сжимаемости среды.

3. *Вихри в открытых двухфазных системах.* Для открытой системы с источником вещества и его неограниченного слива от окружающей среды, одна компонента может появляться или исчезать из общего коллективного движения среды в результате преобразований фазы (или химических реакций). В этом случае эффективное уравнение непрерывности может быть написано в виде (см. [6])

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} + v_r \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} + v_z \frac{\partial \ln \rho}{\partial z} + \operatorname{div} v = \frac{Q}{\rho} = \begin{cases} -|Q|/\rho_c = -q(t), & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0, \end{cases} \quad (18)$$

где Q - мощность слива ($Q < 0$) вещества в единицу объема. Здесь мы приняли, что удельная мощность слива зависит только от времени и равна нулю вне вертикальной цилиндрической области радиуса r_0 .

В цилиндрических координатах решение уравнения (18), с учетом (10), при этом представится в виде:

$$v_r = \begin{cases} -\beta r, & r \leq r_0, \\ -\frac{\beta r_0^2}{r} e^{-a_0(1-r_0^2/r^2)}, & r > r_0. \end{cases} \quad (19)$$

где постоянную интегрирования получили из требования непрерывности v_r на поверхности $r=r_0$, и ввели обозначение

$$2\beta(t) = q + \mu. \quad (20)$$

Учитывая профили радиальной и азимутальной скоростей (19) и (8) в уравнениях (2)-(3), находим:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \begin{cases} \rho_c r [\Omega^2 - \beta^2 + \dot{\beta}], & r \leq r_0, \\ \frac{\rho_0 r_0^4}{r^3} e^{-a_0(1-r_0^2/r^2)} \left[\Omega_0^2 + \beta^2 + \dot{\beta} \frac{r^2}{r_0^2} + v_e \frac{8\beta a_0}{r^2} \right], & r > r_0, \end{cases} \quad (21)$$

а также уравнение для угловой скорости вращения

$$\frac{d\Omega}{dt} = \begin{cases} 2\beta\Omega, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases} \quad (22)$$

При постоянных значениях мощности слива q и μ из (26) получаем показательный закон ускорения вращения ствола вихря:

$$\Omega(t) = \Omega_0 e^{\beta t}. \quad (23)$$

Заметим, что в присутствии слива появляется возможность сохранения низкого давления и плотности ствола вихря путем пополнения его кинетической энергии и углового момента, которые переносятся радиальным потоком вещества с последующим преобразованием фазы и исключением из общего гидродинамического движения.

В дальнейшем будем полагать $\mu = \dot{\rho}_c / \rho_{c0} = 0$, т.е. считать плотность ствола вихря неизменной, и закон ускорения вращения ствола вихря представлять в виде

$$\Omega(t) = \Omega_0 e^{qt}. \quad (24)$$

Если же при этом мощность источника окружающей среды уменьшается со временем, скажем, по показательному закону с характерным временем t_0 :

$$q(t) = q_0 e^{-t/t_0}, \quad (25)$$

тогда зависимость от времени угловой скорости вращения вихря принимает вид

$$\Omega(t) = \Omega_0 \exp q_0 t_0 (1 - e^{-t/t_0}) \quad (26)$$

и стремится к максимальному значению $\Omega(\infty) = \Omega_0 e^{q_0 t_0}$, тогда как в течение времени $t \ll t_0$ показательный рост скорости $\Omega(t) = \Omega_0 e^{q_0 t}$ остается.

Из уравнения (22) следует также, что если $q = |\Omega|$, то при любом знаке Ω уравнение принимает вид (в области $r \leq r_0$)

$$\frac{d|\Omega|}{dt} - \Omega^2 = 0, \quad (27)$$

решение которого соответствует нелинейной неустойчивости "взрывного" типа:

$$|\Omega| = \frac{|\Omega_0|}{1 - |\Omega_0| t}, \quad \text{при } \rho_c = \text{const} \quad (28)$$

- за конечный промежуток времени $t_0 = 1/|\Omega_0|$ угловая скорость $\Omega(t)$ так же как $q(t)$ формально стремится к бесконечности (сравните с (17)).

Тангенциальный скачок азимутальной скорости на границе ствола вихря в рассмотренных нами случаях при $\dot{\rho}_c/\rho_c = 0$ (скачок плотности отсутствует) равен:

$$u(t) = [\Omega(t) - \Omega_0] r_0 = \begin{cases} \Omega_0 r_0 (e^{q_0 t} - 1), \\ \frac{\Omega_0^2 r_0 t}{1 - \Omega_0 t} \end{cases} \quad (29)$$

Таким образом, присутствие оптового слива с неограниченным приходом вещества в открытых системах с химическими реакциями или преобразованиями фазы приводит к ускорению вихрей даже при стационарном распределении плотности массы ствола, т.е. при условии $\mu = \dot{\rho}_c/\rho_c = 0$ [4].

4. *Неустойчивость тангенциального скачка скорости на границе ствола вихря.* Как известно [5] поверхности с тангенциальным скачком скорости неустойчивы к поверхностным возмущениям. Для простоты, рассмотрим одномерное течение сжимаемой среды с разрывом x компоненты скорости ($[v_x] = u$) в плоскости XZ (участок поверхности ствола вихря с осью Z , параллельной оси вихря). В линейном приближении уравнения, описывающие малые возмущения поверхности разрыва, представляются в виде:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) v' = -c_s^2 \nabla \frac{P'}{P} + v \Delta v' + \left(\xi + \frac{1}{3} v \right) \text{grad div } v',$$

$$\text{div } v' = - \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{P'}{P}, \quad \frac{P'}{P} = \frac{\rho'}{\rho}. \quad (30)$$

Здесь принято, что в обеих сторонах разрыва среда однородна, штрихами

указаны возмущенные параметры. Исключая возмущенную скорость, получим уравнение

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \frac{P'}{P} - c_s^2 \Delta \frac{P'}{P} + v_e \Delta \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{P'}{P} = 0. \quad (31)$$

Решение этого уравнения ищем в виде

$$P'/P \sim \exp\{i\omega t + ikx - \kappa y\}, \quad (32)$$

где ось Y направлена по нормали к поверхности разрыва в сторону ствола вихря. Укажем параметры P, ρ, κ во внутренней стороне поверхности разрыва индексом "с", а во внешней стороне - индексом "0". Учитывая, что во внешней стороне разрыва $u=0$, с учетом (32) из уравнения (31) получим дисперсионные уравнения для разных сторон поверхности разрыва в виде

$$\begin{aligned} (\omega - uk)^2 - [c_s^2 - i v_e (\omega - uk)](k^2 - \kappa_c^2) &= 0, \\ \omega^2 - [c_s^2 - i \omega v_e](k^2 - \kappa_0^2) &= 0. \end{aligned} \quad (33)$$

Пусть $\zeta = \zeta(x, t)$ есть смещение вдоль оси Y точек поверхности разрыва при возмущении. Поскольку нормальная к поверхности разрыва компонента скорости частиц равна скорости самой поверхности:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left(v'_y - u \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_{y=0}, \quad (34)$$

то, принимая $\zeta(x, t) \sim \exp\{i\omega t + ikx\}$, получим

$$v'_y = -i(\omega - ku)\zeta. \quad (35)$$

Подставляя выражения (36), (39) в y -компоненту уравнения движения (30), находим:

$$\begin{aligned} \kappa_c P'_c &= -\rho_c \left[(\omega - uk)^2 - i v_e (k^2 - \kappa_c^2)(\omega - uk) \right] \zeta, \\ \kappa_0 P'_0 &= \rho_0 \left[\omega^2 - i v_e (k^2 - \kappa_0^2) \omega \right] \zeta. \end{aligned}$$

Из условия непрерывности давления и плотности на поверхности разрыва из последних двух формул получаем:

$$\frac{(\omega - uk)^2 - i v_e (k^2 - \kappa_c^2)(\omega - uk)}{\omega^2 - i v_e (k^2 - \kappa_0^2) \omega} = - \frac{\kappa_0}{\kappa_c}, \quad (36)$$

откуда, исключая κ_0 и κ_c с помощью (33), находим дисперсионное уравнение рассматриваемых возмущений в виде

$$\left[\frac{1}{(\omega - uk)^2 (c_s^2 - i v_e \omega)} - \frac{1}{\omega^2 (c_s^2 - i v_e (\omega - uk))} \right] \left[\frac{1}{(\omega - uk)^2 (c_s^2 - i v_e \omega)} + \frac{1}{\omega^2 (c_s^2 - i v_e (\omega - uk))} - \frac{1}{k^2 (c_s^2 - i v_e \omega) (c_s^2 - i v_e (\omega - uk))} \right] = 0. \quad (37)$$

В отсутствие вязкости это уравнение имеет три корня [5]:

$$\omega_1^0 = \frac{1}{2}uk, \quad \omega_0 = \frac{1}{2}uk \pm k \left[\frac{1}{4}u^2 + c_s^2 \pm c_s (u^2 + c_s^2)^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (38)$$

Первый корень всегда вещественен, а два других вещественны лишь в сверхзвуковой области, когда $u > v_{cr0} \equiv 2^{3/2}c_s$. Так что в области скоростей $u < v_{cr}$ имеем

$$\gamma_0 = \text{Im} \omega_0 = k \gamma_1, \quad \gamma_1 \equiv \left[c_s \sqrt{u^2 + c_s^2} - \frac{1}{4}u^2 - c_s^2 \right]^{1/2} > 0. \quad (39)$$

и соответствующие возмущения приводят к неустойчивости с инкрементом (39).

С учетом вязкости корни первого множителя

$$\omega_{1,2} = \omega_1^0 - i \frac{c_s^2}{v_e} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{v_e^2}{c_s^4} \omega_1^{02}} \right) \quad (40)$$

имеют отрицательную мнимую часть и не приводят к неустойчивости, а лишь погашают колебания с частотой ω_1^0 .

Корни второго множителя в (37) имеют следующий вид:

$$\omega = \frac{a}{2} \pm \frac{1}{2} \left(a^2 - \frac{2b}{3} + A \right)^{1/2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{2 \left(a^2 - \frac{2b}{3} \right) - A \pm \frac{2(a^3 - ab - c)}{\left(a^2 - \frac{2b}{3} + A \right)^{1/2}}}, \quad (41)$$

где введены обозначения:

$$A = \frac{2^{2/3}(b^2 + 6ac - 12s) + (D + \sqrt{G})^{2/3}}{3 \cdot 2^{1/3}(D + \sqrt{G})^{1/3}},$$

$$D = -[4c_s^4(4c_s^2 - 21u^2) + u^2(9k^2v_e^2 - 2u^2) + 12c_s^2u^2(u^2 - 6k^2v_e^2)]k^6, \quad (42)$$

$$G = [16c_s^4(8c_s^2 - u^2)(c_s^2 + u^2)^2 - 8c_s^2k^2v_e^2(8c_s^6 + 60c_s^4u^2 - 3c_s^2u^4 - u^6) + k^4u^2v_e^4(176c_s^4 - 32c_s^2u^2 - u^4) + 4k^6u^4v_e^6]27u^2k^{12},$$

$$a = (u - iv_e k)k, \quad b = -(2c_s^2 - u^2 + 3iv_e uk)k^2, \quad c = (2c_s^2 + iv_e uk)uk^3, \quad s = c_s^2u^2k^4.$$

В окрестностях второй частоты (38) реальная часть решения (41) опять равна $uk/2$, а максимальное значение инкремента возмущений с учетом вязкости получается при $k \rightarrow \infty$, и равно

$$\gamma_{\infty} = \frac{u^2 + 4\gamma_1^2}{4v_e} = \frac{c_s \sqrt{u^2 + c_s^2} - c_s^2}{v_e}, \quad (43)$$

причем неустойчивость имеет место в следующей области значений разрыва тангенциальной скорости

$$u < v_{cr} \equiv 2^{3/2}c_s \left(1 - \frac{v_e \gamma_0}{4c_s^2} \right), \quad (44)$$

т.е. вязкость стабилизирует разрывы скоростей в области $u_{cr} < u < u_{cr0}$.

Итак, малые возмущения поверхности XZ плоского течения сжимаемой среды с тангенциальным разрывом скорости имеют вид

$$\zeta(x, y, t) = \zeta_0 e^{-k|y| + \gamma t} \exp(ikx - i\omega t). \quad (45)$$

Полученные для плоского течения результаты могут быть применены к цилиндрическим течениям в области коротковолновых поверхностных возмущений с $kr_0 \gg 1$.

Соотношения (38) - (44) получены в предположении о постоянстве скорости скачка: $u = \text{const}$. Поэтому полученные здесь формулы применимы при условии $\gamma_- \gg q$, т.е. если скачок скорости (29) растет очень медленно по сравнению со временем развития коротковолновых возмущений с инкрементом (43).

С учетом (21) и (43) для временной зависимости амплитуды поверхностных возмущений (45) в плоскости $z = 0$ получаем:

$$\zeta(t) = \zeta_0 e^{\gamma_- t} = \zeta_0 \exp \left\{ \frac{c_s \sqrt{\Omega_0^2 r_0^2 (e^{qt} - 1)^2 + c_s^2 - c_s^2}}{v_e} t \right\} \quad (46)$$

- для вихрей с показательным законом ускорения ствола ($q = \text{const}$), и

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp \left\{ \frac{c_s \sqrt{\Omega_0^2 r_0^2 \left(\frac{\Omega_0 t}{1 - \Omega_0 t} \right)^2 + c_s^2 - c_s^2}}{v_e} t \right\} \sim \zeta_0 \exp \left\{ \frac{\Omega_0^4 r_0^2}{2v_e} t^3 \right\} \quad (47)$$

- для вихрей с "взрывной" неустойчивостью. В течение временного интервала $t \ll 1/q$, когда $u(t) = q \omega_0 r_0 t$, и намного меньше скорости звука, мы имеем

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp \left\{ \frac{c_s \sqrt{(\Omega_0^2 r_0^2) q^2 t^2 + c_s^2 - c_s^2}}{v_e} t \right\} \sim \zeta_0 \exp \left\{ \frac{\Omega_0^2 r_0^2 q^2}{2v_e} t^3 \right\}, \quad (48)$$

вместо закона (40). Т.е. в начальной стадии развития неустойчивости в обоих случаях максимальный рост амплитуды со временем происходит по закону $\zeta(t) \sim \zeta_0 \exp(t^3)$.

В невязком случае ($v_e = 0$) возмущения поверхности с тангенциальным разрывом скорости в начальной стадии развития характеризуются со значениями инкремента:

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\{k \gamma_1 t\} = \zeta_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} \Omega_0 r_0 q k t^2 \right\} \quad (49)$$

- для вихрей с показательным законом ускорения ствола ($q = \text{const}$), и

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} \Omega_0^2 r_0 k t^2 \right\} \quad (50)$$

- для вихрей с "взрывной" неустойчивостью (при $\omega_0 t \ll 1$).

Известно, что максимальный инкремент возмущений слоя достигается в области длин волн порядка его толщины: $k_m = 1/\ell$. В случае поверхностных волн это есть слой с толщиной $2\zeta(t)$: $k_m = 1/2\zeta(t)$. Учитывая это в (50), получаем

$$\ln \frac{\zeta(t)}{\zeta_0} \approx \frac{q \Omega_0 r_0 t^2}{4\zeta(t)}, \quad (51)$$

откуда следует, что $\zeta(t)$ меняется со временем приблизительно по закону $t^2/\ln t$.

Следовательно, на поверхности ствола вихря образуется переходной турбулентный слой толщины $2\zeta(t)$, с эффективным коэффициентом турбулентной вязкости, который в начальной стадии развития неустойчивости можно оценить как

$$\nu^*(t) = \zeta^2(t) \gamma(t) \approx \frac{1}{4} q \Omega_0 r_0 |\zeta(t)| t. \quad (52)$$

Коэффициент турбулентной вязкости растет со временем очень быстро ($\sim t^3$), и может достичь больших значений ($\nu^* \gg \nu$). Это приводит к интенсивной нелинейной диссипации нарастающих турбулентных возмущений в рассматриваемом слое и к переходу состояния насыщенности.

Насыщение турбулентных возмущений происходит, когда рост кинетической энергии поверхностных волн за единицу времени $\gamma \rho V^2/2$, в результате неустойчивости тангенциального разрыва скорости, становится по порядку равным диссипации турбулентной энергии за единицу времени в единице объема $\rho V^3/\ell$ (см. [5]). В приведенных оценочных формулах $V \sim d|\zeta(t)|/dt$ - есть скорость турбулентных пульсаций, $\ell \sim |\zeta(t)|$ - их характерный масштаб, и $\gamma \sim \pi u/|\zeta|$ - максимальный инкремент неустойчивости. Из вышесказанного следует, что скорость турбулентных пульсаций практически совпадает с тангенциальным скачком скорости: $V(t) \approx u(t)$.

С другой стороны, угловое ускорение вращения ствола вихря прекратится, когда азимутальная скорость $v_\varphi(t) = r_0 \omega(t)$ и скачок тангенциальной скорости $u(t)$ достигнут значений скоростей, близких к скорости звука $c_s = 330$ м/с. Характерное время этого процесса, согласно (21), равно

$$t_{max} \approx \frac{1}{q} \ln \left[\frac{c_s}{\omega_0 r_0} \right]. \quad (53)$$

Таким образом, $v_{max} \approx c_s$ и $\gamma_{max} \approx \pi c_s / \zeta_{max}$, где ζ_{max} определяется уравнением (45):

$$\ln \frac{\zeta_{max}}{\zeta_0} \approx \frac{q \Omega_0 r_0 t_{max}^2}{4\zeta_{max}}. \quad (54)$$

В режиме "взрывного" ускорения вихря в выражениях (51), (53) и (54) q следует заменить на ω_0 , а значение t_{max} при $c_s \gg \omega_0 r_0$ брать как $t_{max} \approx 1/\omega_0$.

Пусть начальные значения азимутальной и радиальной скоростей воздуха

на границе ствола вихря (радиуса $r_0 = 1$ км) примерно одинаковы: $\omega_0 r_0 = qr_0/2 = 10$ м/с, т.е. $q = 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Тогда для времени ускорения поверхности ствола торнадо до скорости звука получим оценку $t_{max} = (1.75 \div 3.5) \cdot 10^2$ с для показательного или "взрывного" законов ускорения, соответственно. Для оценки масштаба турбулентных пульсаций ζ_{max} (толщины переходного слоя), примем величину смещения ζ_0 от поверхности $r=r_0$ порядка длины свободного пробега молекул воздуха при нормальном давлении: $\zeta_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ см. Тогда из формулы (54) получаем оценку: $\zeta_{max} = (12 + 64)$ м. Для максимального значения коэффициента турбулентной вязкости в переходном слое при этом получаем

$$v_{max}^* = \frac{1}{4} q \omega_0 r_0 \zeta_{max} t_{max} = (1 + 5) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{с}, \quad (55)$$

тогда как обычная кинематическая вязкость воздуха равна $\nu = 0.15 \text{ см}^2/\text{с}(!)$. Таким образом, на поверхности ствола мощного торнадо радиуса r_0 , который вращается почти со скоростью звука $v_{\varphi, max} = \omega_0 r_0 \exp[\gamma_{max} t_{max}] \sim c$, из-за турбулентности появляется слой толщиной $2\zeta_{max} \ll r_0$ с аномально высокой вязкостью $\nu_{max} \gg \nu_e$.

Образование переходного слоя на границе ствола вихря с интенсивными пульсациями скорости и давления объясняет возникновение бури на границе торнадо. А тот факт, что турбулентные пульсации и скорость вращения ствола вихря могут достигать скорости звука, объясняют причину интенсивного излучения звуковых волн низкой частоты в мощных торнадо ("рев" торнадо) [4].

5. Структура вихря. Для первых производных давления по r и z , из (1), (3) с учетом (19), при условии $\beta = \text{const}$, т.е. $\Omega(t) = \Omega_0 \exp(2\beta t)$, находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = \begin{cases} r[\Omega^2(t) - \beta^2], & r \leq r_0 \\ \frac{r_0^4}{r^3} \left[\Omega_0^2 - \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_r^2}{2} - \nu_e \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right) \right] \right], & r > r_0 \end{cases} \quad (56)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \begin{cases} -\rho_c(z, t)g, & r \leq r_0, \\ -\rho_0(z)g, & r > r_0. \end{cases} \quad (57)$$

Заметим, что уравнения (56) и (57) указывают на существование нарастающих со временем скачков первых производных давления на границе ствола вихря $r=r_0$.

Для выяснения структуры вихря, проинтегрируем уравнения (56), (57):

$$\ln P(r, z, t) = \begin{cases} \frac{(\Omega^2(t) - \beta^2)}{2c_s^2} r^2 - \frac{gz}{c_s^2} + \ln P_c(t), & r \leq r_0, \\ -\frac{\Omega_0^2 r_0^4}{2r^2} \left[1 + \frac{\beta^2}{\Omega_0^2} e^{-2\alpha_0(t-r_0^2/r^2)} - \frac{\nu_e \beta r_0^2}{c_s^2 r^2} e^{-\alpha_0(t-r_0^2/r^2)} \right] - \frac{gz}{c_s^2} + \ln P_-, & r > r_0. \end{cases} \quad (58)$$

Из (61) следует, что форма поверхности постоянного давления (изобара) во внутренней области $r \leq r_0$ определяется уравнением

$$z(r, t) = -\frac{\Omega^2(t)}{2g} (r_0^2 - r^2) - \frac{\beta^2 r^2 + \Omega_0^2 r_0^2}{2g} + \frac{c_s^2}{g} \ln \frac{P_-}{P_k}, \quad (59)$$

где начало координатной оси z положено на первоначально плоской поверхности $P_0 = P_k$, соответствующей фазовому переходу в жидкое состояние (образования капелек дождя). Требуя $z(0, 0) = 0$, получаем $\ln P_- / P_k = 2a_0$. Тогда (59) примет вид

$$z(r, t) = -\frac{\Omega^2(t)}{2g} (r_0^2 - r^2) - \frac{\beta^2 r^2 + \Omega_0^2 r_0^2}{2g}. \quad (59a)$$

Во внешней области $r > r_0$ эта изобара определяется соотношением

$$z(r) = -\frac{v\beta}{c_s^2} \frac{\Omega_0^2 r_0^2}{2g} - \frac{\Omega_0^2 r_0^4}{2gr^2} \left[1 + \frac{\beta^2}{\Omega_0^2} e^{-2a_0(1-r_0^2/r^2)} - \frac{v\beta r_0^2}{c_s^2 r^2} e^{-a_0(1-r_0^2/r^2)} \right], \quad (60)$$

где функция $z(r)$ получена из условия ее непрерывности на границе $r = r_0$. Заметим, что форма изобары (60) во внешней области вихря не зависит от времени. Из уравнения (59a) находим координату $z(r_0, t)$ пересечения изобары с поверхностью ствола $r = r_0$:

$$z(r_0) = -\frac{\beta^2 - \Omega_0^2}{2g} r_0^2, \quad (61)$$

которая также не зависит от времени.

Координата точки изобары на оси вихря $r = 0$, согласно (59), (23), определяется выражением

$$z(0, t) = -\frac{\Omega_0^2 r_0^2}{2g} (e^{2\beta t} - 1). \quad (62)$$

Изобара, описываемая формулами (59), (60), представляет воронку, глубина (62) которой увеличивается со временем экспоненциально. Общая картина эволюции изобар вихрей в сжимаемой среде имеет характерные особенности, качественно совпадающие с особенностями изобар вихрей в несжимаемой жидкости, представленной в работе [4] (см. рис.1).

6. Применение полученных результатов для описания торнадо.

Рассмотрим конкретный пример образования вихря в открытой неравновесной гетерогенной системе с преобразованиями фазы, а именно, во влажной атмосфере в течение уплотнения пара в капли в облаках. Несмотря на колоссальное количество наблюдений в естественных условиях и многочисленные попытки моделирования мощных атмосферных вихрей на лабораторных экспериментах и компьютерных моделированиях (см. [2]) истинные причины образования и развития этих структур еще не поняты полностью. Большинство теоретических моделей сводятся к известному "эффektу воронки" в гидродинамике (см. [3,4,6]).

Рассмотрим типичный для торнадо пример: круглое цилиндрическое облако радиуса $r_0 \approx 1 + 10$ км, медленно вращающееся по закону (8). Пусть скорость радиального потока вещества (21) и скорость вращения на границе облака одинаковы: $qr_0/2 \approx \Omega_0 r_0 \approx 10$ м/с. Это соответствует значению параметра слива $q \approx 2 \cdot 10^{-2} + 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. В этих условиях характерное время ускорения вращения вихря с экспоненциальной неустойчивостью (27) имеет порядок величины $\tau = 1/q \approx 1 + 8$ мин. Максимальная скорость c , в вихре достигается за время, порядка $3 + 30$ мин. Типичные времена образования и развития торнадо рассматриваемых размеров лежат в этом временном интервале (от нескольких минут до часа).

Спадающее давление на оси вихря приводит к "всасывающему" эффекту торнадо, в результате чего у нижнего основания облака образуется вертикальный поток воздушных масс вдоль ствола. Учет вертикальной компоненты скорости типа [4]

$$v_z = \begin{cases} az, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0, \end{cases} \quad (63)$$

в уравнении непрерывности (4), для скорости сходящегося радиального потока дает формулу (23), где уже $2\beta = q + a$, т.е. вихревое движение охватывает область, ниже от основания вихря с отличным от нуля значением вертикальной скорости. Очевидно, в результате этого процесса основание торнадо опускается все ниже и ниже, и через некоторое время t_H достигает земной поверхности (рис.1).

Оценку времени t_H можно проводить с помощью формулы (62). Если H - высота нижнего края облака от земной поверхности, т.е. $z = -H$, то согласно (59) и (27) с ростом угловой скорости $\Omega(t)$, в результате экспонен-

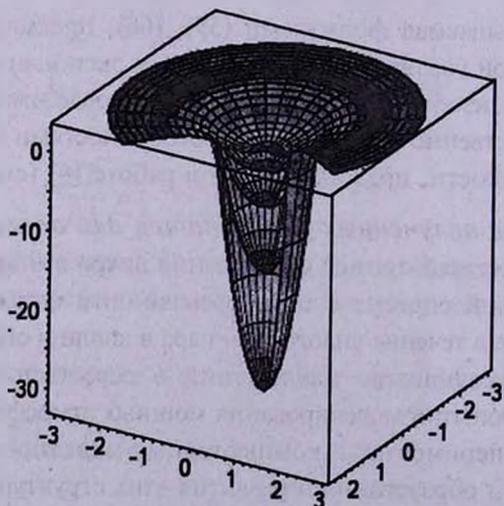


Рис.1. Эволюция изобары в разные моменты времени развития вихря [4].

циальной неустойчивости, углубляясь на оси вихря, через время

$$t_H = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{2gH}{(\Omega_0 r_0)^2} \quad (64)$$

изобара достигнет поверхности земли. Принимая $H=1$ км, $\mu=0$, а также $v_z = \alpha H \approx 10$ м/с, получаем оценку для t_H от нескольких десятков минут, до нескольких часов.

Кроме "всасывающего" эффекта, в двухфазной системе "воздух - водные капли", уменьшение давления ниже точки кипения воды при данной температуре (которая может заметно повышаться из-за бурных турбулентных процессов в переходном слое), должен привести к испарению капелек. Это объясняет формирование "ядра" торнадо или "глаз" тайфуна в центральной части облака в приосевой области вихря [4]. В этой области скорость вихревого вращения воздуха замедляется, так как здесь вместо слива ($q < 0$) имеется источник газовой фазы ($q > 0$), и параметр β меняет свой знак, что, согласно (23), приводит экспоненциальному замедлению вращения воздуха.

В заключение, оценим значения кинетической энергии и углового момента вращения внешней части типичного торнадо:

$$\begin{aligned} \bar{E}_k &= \pi \rho_0 \int_{r_0}^R e^{-a_0 r_0^2 / r^2} [v_r^2(r) + v_\varphi^2(r)] r dr = \\ &= \pi \rho_0 r_0^4 \left\{ \Omega_0^2 \left[Ei(-a_0) - Ei\left(-a_0 \frac{r_0^2}{R^2}\right) \right] + \beta^2 \left[Ei(a_0) - Ei\left(a_0 \frac{r_0^2}{R^2}\right) \right] \right\}, \quad (65) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{L}_z &= \frac{2\pi \rho_0}{H} \int_{r_0}^R e^{-a_0 r_0^2 / r^2} v_\varphi r^2 dr = \\ &= \pi \rho_0 \Omega_0 r_0^2 \left[a_0 \Gamma(0, a_0) - a_0 \Gamma\left(0, a_0 \frac{r_0^2}{R^2}\right) - e^{-a_0} + \frac{R^2}{r_0^2} e^{-a_0 r_0^2 / R^2} \right], \quad (66) \end{aligned}$$

где $Ei(a_0)$ - функция Эйри, $\Gamma(0, a_0)$ - обобщенная неполная гамма функция, R - радиус, охваченный вихревым движением области атмосферы. Принимая $R \approx 100$ км, $a_0 \approx 5(10^{-4} + 10^{-6})$, $\rho_0 \approx 1.5$ кг/м³, получаем оценку $E_k \approx 7.5 \cdot (10^9 + 10^{11})$, $L_z \approx 4.7 \cdot 10^7$. Такие же оценки получают авторы [4], но принимая $R \approx 10^3$ км. Следовательно, учет сжимаемости почти на порядок увеличивает значение энергии вихря. За единицу времени в стволе вихря выделяется энергия, равная $dE/dt = 4\beta E_k$, что составляет $3 \cdot (10^8 + 10^{10})$ Вт/м, чем и обусловлены разрушительные действия этих вихрей.

7. Заключение. Рассмотренные модели вихрей обладают уникальными свойствами: разреженность ствола, или существование продольного потока (в однокомпонентной модели), или же наличие стока в гетерогенной модели, поддерживают радиальный поток вещества к стволу, что приводит к ускорению его вращения во внешнем однородном гравитационном поле. В

результате образуется устойчивый цилиндрический вихрь высокой коллимации, обладающий большой кинетической энергией и угловым моментом. Эти вихри выражают основные свойства таких атмосферных явлений, как торнадо и тайфуны. Они применены нами и в астрофизических приложениях, в частности для выяснения физики таких явлений, как разнообразные выбросы из молодых звезд, активных ядер галактик и квазаров [7,8].

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr@bionet.am

ACCELERATED WHIRLWINDS IN THE COMPRESSIBLE MEDIUM

M.G.ABRAHAMYAN

The class of exact vortical solutions of the hydrodynamic equations for the compressible environment in a gravitational field is obtained. Profiles of speeds which represent structure of a whirlwind with kernel of low pressure and density and a converging radial stream of substance are considered. Such currents have small dissipation of energy and can appear rather easily in natural conditions.

Key words: *vortex:hydrodynamics:tornado:viscosity:gravitation*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.В.Наливкин, Ураганы, штормы и торнадо. Л., Наука, 1969.
2. L.Bengsson, J.Lighthill, (Red.). Intense Atmospheric Vortices, Berlin, 1982
3. P.K.Kundu, Fluid Mechanics. Academic Press Inc., 1990.
4. E.A.Pashitskii, V.N.Malnev, R.A.Naryshkin, arXiv: physics/0702229v1 26 Feb 2007.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика, М., Наука, 1986.
6. Л.И.Седов, Механика сплошной среды, М., Наука, 1976.
7. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 51, 201, 2008.
8. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 51, 431, 2008.

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ "CFL" ЯДРОМ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, К.М.ШАХАБАСЯН¹, Д.БЛАШКЕ²,
М.К.ШАХАБАСЯН¹

Поступила 25 мая 2008

Получены уравнения Гинзбурга-Ландау для магнитного и глюомагнитного калибровочных полей неабелевых полусверхтекучих вихревых нитей в цветовом сверхпроводящем ядре нейтронной звезды, содержащем "CFL"- конденсат дикварков. Учтено взаимодействие "CFL"- конденсата дикварков с магнитным и глюомагнитным калибровочными полями. Из условий квантования определены асимптотические значения энергий этих вихревых нитей. Показано, что при вращении звезды в кварковом сверхпроводящем ядре возникает решетка полусверхтекучих вихревых нитей с наименьшим квантом циркуляции. Магнитное поле в сердцевине этого вихря порядка 10^{11} Гс. Кластер протонных вихрей в адронной фазе, возникший в адронной фазе вокруг каждого сверхтекучего нейтронного вихря из-за эффекта увлечения, создает в кварковом сверхпроводящем ядре новые полусверхтекучие вихревые нити с наименьшим квантом циркуляции.

Ключевые слова: *звезды.нейтронные.кварковое ядро - полусверхтекучие вихри*

1. **Введение.** В настоящее время с высокой степенью достоверности установлено существование в различных фазах нейтронной звезды различных типов квантованных вихревых нитей. Во внутренней коре ("Aep"-фазе) и в адронной ("пре"-фазе) существование сверхтекучих нейтронных вихревых нитей, обусловленных вращением звезды [1], объясняет особенности вращательной динамики пульсаров: скачки угловой скорости пульсаров, релаксацию угловой скорости пульсаров после скачков [2-5], квазисинусоидальные колебания угловой скорости [6,7].

Протоны в адронной фазе представляют собой сверхпроводник второго рода и поэтому они аккумулируют реликтовое магнитное поле нейтронной звезды в квантованных магнитных вихревых нитях с потоком $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ [8]. Наличие взаимодействия между нейтронным и протонным конденсатами приводит к увлечению сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами [9,10]. Вследствие эффекта увлечения вокруг нейтронного вихря возникает отличный от нуля протонный ток, который приводит к наличию у нейтронного вихря потока магнитного поля Φ_1 , не кратного Φ_0 [11,12], и к возникновению напряженности магнитного поля увлечения, которая генерирует новые протонные вихри с потоком Φ_0 [13]. В той области вокруг нейтронного вихря, где $H(r) > H_{c1}$, возникает неоднородный кластер протонных вихрей. Средняя индукция магнитного

поля нейтронной звезды, обусловленная этими кластерами, порядка 10^{12} Гс [14,15]. Влияние этих кластеров на вращательную динамику пульсаров рассматривалось в [16]. Отметим, что эффект увлечения в растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ изучался в работе [17].

В сверхплотном ядре звезды возможно существование кваркового вещества. В этом веществе вследствие притяжения между кварками в цветовом антитриплетном канале, вызванного обменом одним глюоном, ожидается возникновение сверхпроводящего конденсата дикварков. Кварковые пары, образующие конденсат, имеют нулевой полный магнитный момент - J [18-20]. Было показано, что в киральных кварковых моделях с непертурбативным четырехточечным взаимодействием, обусловленным инстантонами [21] или непертурбативными глюонными пропагаторами [22], аномальные кварковые амплитуды спаривания порядка 100 МэВ. Следовательно, можно предположить, что конденсат дикварков будет существовать при плотностях, превышающих плотность деконфайнмента и при температурах, ниже критической температуры T_c (порядка 50 МэВ).

Возможны два вида конденсатов: изоскалярная "2SC"-фаза [18], в которой спариваются только "u" и "d"- кварки двух цветов, и "CFL"-фаза, в которой спариваются безмассовые "u", "d" и "s"-кварки всех трех цветов [23-25]. "CFL"-фаза с тремя ароматами безмассовых кварков является самой стабильной в пределе слабого взаимодействия при $T=0$ и вблизи критической температуры T_c . В работе [26] было показано, что конденсат дикварков "2SC"-фазы представляет собой сверхпроводник второго рода. Наличие электрического и цветового заряда у куперовских пар дикварков приводит к появлению электрической и цветовой сверхпроводимости в "2SC" и "CFL"-фазах. Эти два явления не независимы, потому что фотонные и глюонные калибровочные поля связаны друг с другом. Одно из результирующих смешанных полей - безмассовое, в то время как другое поле является массивным [27].

Уравнения Гинзбурга-Ландау для "2SC"-фазы, с учетом наличия смешанных полей, были получены в [28]. Эти уравнения были использованы в [29] для изучения воздействия внешнего однородного магнитного поля на сверхпроводящее кварковое ядро нейтронной звезды. Было показано, что в отсутствие вихревых нитей мейсснеровские токи в ядре экранируют внешнее магнитное поле почти полностью. В [30] найдено распределение магнитного поля нейтронной звезды с сверхпроводящим "2SC"- кварковым ядром, в котором магнитное поле генерируется в адронной "пре"-фазе из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами [15] и проникает в кварковое ядро в виде кварковых магнитных вихревых нитей, образующихся из-за наличия экранирующих мейсснеровских токов.

Свободная энергия Гинзбурга-Ландау однородной сверхпроводящей

"CFL"-фазы найдена в [25,31]. Калибровочно-инвариантное выражение кинетической энергии Г-Л получено в [32]. Уравнения Г-Л при наличии внешнего поля сформулированы в [33,34]. Отметим, что "CFL"-конденсат обладает как сверхпроводящими, так и сверхтекучими свойствами. Это обусловлено нарушением как локальных симметрий - цветовой $SU(3)_c$ и электромагнитной $U(1)_{EM}$, так и глобальных симметрий - ароматической $SU(3)_F$ и барионной $U(1)_B$. Поэтому естественно появление сингулярных решений: магнитных вихревых нитей и сверхтекучих вихревых нитей. В работах [33,35] рассматривались сверхтекучие кварковые вихревые нити, обусловленные нарушением глобальной $U(1)_B$ - симметрии. В работе [36], используя рассмотрение, проведенное в [34], изучались абелевы магнитные вихревые нити, обладающие потоком массивного калибровочного поля.

Однако в работе [37] на основании топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Г-Л "CFL"-фазы были найдены новые неабелевые полусверхтекучие вихревые нити M_1 и M_2 , которые обладают как свойствами сверхтекучих вихрей, так и свойствами магнитных вихрей. Эти вихри, в отличие от сверхтекучих и магнитных вихрей, топологически устойчивы. Один сверхтекучий кварковый $U(1)_B$ -вихрь топологически эквивалентен трем неабелевым полусверхтекучим вихрям M_i . В [38] изучалось взаимодействие между двумя параллельными полусверхтекучими вихрями. Было показано, что между двумя вихрями действует дальнедействующая сила отталкивания, а между двумя антивихрями - сила притяжения. Были сделаны выводы о возможности распада сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря на три полусверхтекучих вихря M_i и о возможности существования устойчивой решетки вихрей M_i .

Целью настоящей работы является изучение вихревой структуры и магнитного поля нейтронной звезды с учетом наличия в кварковом "CFL"- ядре полусверхтекучих вихрей. При этом мы учитываем вращение звезды и возникновение магнитной индукции в адронной фазе вследствие эффекта увлечения. Реликтовое магнитное поле мы не рассматриваем.

2. Вихревые нити в "CFL"-фазе. В однородной "CFL"-фазе в отсутствие полей параметр порядка Φ определяется так:

$$\Phi = |k_A| \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $k_A = (-\alpha/8\beta)^{1/2}$.

Параметр порядка Φ_B сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря имеет вид:

$$\Phi_B = |k_B| e^{i\phi} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где ϑ - полярный угол радиус-вектора в плоскости $xу$. Рассмотренный в [37] неабелевый полусверхтекучий вихрь M_1 описывается следующим параметром порядка:

$$\Phi_1 = |k_A| \begin{pmatrix} f(r)e^{i\vartheta} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Параметр порядка второго неабелевого полусверхтекучего вихря M_2 есть

$$\Phi_2 = |k_A| \begin{pmatrix} f(r)e^{2i\vartheta} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Условие квантования для сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря записывается в виде [33]

$$\frac{2}{3} m_B \oint \bar{v}_q d\bar{l} = 2\pi\hbar, \quad (5)$$

где m_B - масса бариона. Отсюда получаем следующее выражение скорости \bar{v}_q :

$$v_q = \frac{3\hbar}{2m_B} \frac{1}{r}. \quad (6)$$

Полная кинетическая энергия E_q сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря, приходящаяся на единицу длины (линейное натяжение), есть

$$E_q = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{\xi}^R m_B n_S v_q^2 r dr = 12\pi K_T |k_A|^2 \hbar^2 \ln \frac{R}{\xi}, \quad (7)$$

где $n_S = 16 K_T m_B |k_A|^2 / 3$ - плотность сверхтекучей компоненты, R - наружный радиус вихря, ξ - корреляционная длина дикварковой пары или характерический радиус нормальной сердцевины вихря.

Соответственно, выражение для асимптотической скорости неабелевого полусверхтекучего вихря M_1 получается из следующего условия квантования:

$$\frac{2}{3} m_B \oint \bar{v}_{1S} d\bar{l} = \frac{2}{3} \pi n \hbar, \quad v_{1S} = \frac{\hbar}{2m_B} \frac{1}{r}, \quad (n=1), \quad (8)$$

а для вихря M_2 (при $n=2$) имеем:

$$v_{2S} = \frac{\hbar}{m_B} \frac{1}{r}. \quad (9)$$

Для асимптотического выражения линейного натяжения полусверхтекучего вихря M_1 получаем

$$E_{1S} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{\xi}^R m_B n_S v_{1S}^2 r dr = \frac{4}{3} \pi K_T |k_A|^2 \hbar^2 \ln \frac{R}{\xi}. \quad (10)$$

Это выражение совпадает с полученным в [37]. Асимптотическое выражение линейного натяжения неабелевого полусверхтекучего вихря M_2 равно:

$$E_{2S} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{\xi}^R m_B n_S v_{2S}^2 r dr = \frac{16}{3} \pi K_T |k_A|^2 \hbar^2 \ln \frac{R}{\xi}. \quad (11)$$

Оно также совпадает с асимптотической энергией вихря M_2 [37]. Отметим, что эти асимптотические энергии были получены в [37] из градиентно-инвариантного выражения кинетической энергии Γ -Л, в котором учитывалось массивное калибровочное поле \bar{A}_x .

Из формул (5) и (8) следует, что кванты циркуляций сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря и полусверхтекучего вихря M_1 соответственно равны: $\kappa_B = 3\pi\hbar/m_B$ и $\kappa_1 = \pi\hbar/m_B$. Поскольку квант циркуляции κ_B в три раза больше кванта циркуляции κ_1 и между полусверхтекучими вихрями M_1 действуют дальнедействующие силы отталкивания [38], постольку каждый сверхтекучий $U(1)_B$ -вихрь, возникший в "CFL"-фазе, распадется на три вихря M_1 . Следовательно, в кварковом "CFL"- ядре нейтронной звезды при наличии определенных внешних условий возможно возникновение устойчивой решетки полусверхтекучих вихрей M_1 . Из формулы (9) следует, что квант циркуляции полусверхтекучего вихря M_2 равен $\kappa_2 = 2\pi\hbar/m_B$.

3. Уравнения Гинзбурга-Ландау для магнитного и глюомагнитного полей полусверхтекучих вихрей. В работе [37] на основании топологического анализа было сформулировано следующее условие квантования для массивного калибровочного поля \bar{A}_x :

$$q_x \oint_L \bar{A}_x d\bar{l} = 2\pi\hbar c, \quad (12)$$

где $q_x = \sqrt{3g^2 + 4e^2}/2$. Отметим, что $q_x = 3q_{CFL}$, где q_{CFL} - величина смешанного заряда, принятая в [36]. Смешанные поля \bar{A}_x и \bar{A}_y определяются следующим образом [32]:

$$\bar{A}_x = \bar{A} \sin\alpha + \bar{A}^8 \cos\alpha, \quad \bar{A}_y = \bar{A} \cos\alpha - \bar{A}^8 \sin\alpha, \quad (13)$$

где $\cos\alpha = \sqrt{3}g/\sqrt{3g^2 + 4e^2}$, \bar{A} - векторный потенциал магнитного поля, \bar{A}^8 - векторный потенциал глюомагнитного поля. Здесь g - постоянная сильного взаимодействия ($g^2/4\pi\hbar c \approx 1$), постоянная электромагнитного взаимодействия ($e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137$). Тогда условие квантования (12) запишется в виде:

$$e \int \text{rot } \bar{A} d\bar{S} + \frac{\sqrt{3}}{2} g \int \text{rot } \bar{A}^8 d\bar{S} = 2\pi\hbar c. \quad (14)$$

Далее, подставляя в уравнения (12) и (13) работы [39] $\Phi(r) = |k_A| f(r) e^{i\theta}$, $\chi(r) = \sqrt{2}|k_A|$, $q = q_x/3$, получим уравнения Γ -Л, описывающие магнитное и глюомагнитное поля полусверхтекучего вихря M_1 :

$$\lambda_V^2 \text{rot rot } \bar{A} + \bar{A} \sin^2\alpha = \frac{3f^2(r) \sin\alpha \nabla\theta}{q_x [2f^2(r) + 1]} - \bar{A}^8 \sin\alpha \cos\alpha, \quad (15)$$

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \bar{A}^8 + \bar{A}^8 \cos^2 \alpha = \frac{3f^2(r) \cos \alpha \nabla \vartheta}{q_x [2f^2(r) + 1]} - \bar{A}^8 \sin \alpha \cos \alpha, \quad (16)$$

где глубина проникновения λ_q равна:

$$\lambda_q^{-2} = \frac{32\pi}{9} K_T q_x^2 |k_A|^2 [2f^2(r) + 1]. \quad (17)$$

Поскольку на большом расстоянии от вихря $f(r) \rightarrow 1$, то уравнения (15) и (16) запишутся в виде:

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \bar{A} + \bar{A} \sin^2 \alpha = \frac{\Phi_x \sin \alpha \nabla \vartheta}{2\pi} - \bar{A}^8 \sin \alpha \cos \alpha, \quad (18)$$

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \bar{A}^8 + \bar{A}^8 \cos^2 \alpha = \frac{\Phi_x \cos \alpha \nabla \vartheta}{2\pi} - \bar{A} \sin \alpha \cos \alpha. \quad (19)$$

Здесь лондоновская глубина λ_q и поток массивного поля Φ_x равны $\lambda_q^{-2} = 32\pi K_T q_x^2 |k_A|^2 / 3$, $\Phi_x = 2\pi \hbar c / q_x$. Проинтегрируем уравнение (18) по контуру L , проходящему по границе кваркового ядра. Так как ток на границе равен нулю, то

$$\oint_L \text{rotrot } \bar{A} d\vec{l} = \oint_L \text{rot } \bar{B} d\vec{l} = 0. \quad (20)$$

Условие же конфайнмента запишется в виде:

$$\oint_L \bar{A}^8 d\vec{l} = 0. \quad (21)$$

Полный поток магнитного поля через ядро равен:

$$\oint_L \bar{A} d\vec{l} = \int_S \bar{B} d\vec{S} = \frac{\Phi_x}{\sin \alpha} N_q, \quad (22)$$

где N_q - полное число полусверхтекучих вихрей M_1 в ядре. Используя значение $\sin \alpha = 2e / \sqrt{3g^2 + 4e^2}$, получаем следующее выражение потока магнитного поля Φ_M полусверхтекучего вихря M_1 :

$$\Phi_M = 2\pi \hbar c / e = 2\Phi_0, \quad (23)$$

где $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см² - квант магнитного потока. Таким образом, эти вихри обладают удвоенным квантом магнитного потока. Отметим, что это значение потока является следствием условия однозначности волновой функции:

$$\oint_L \nabla \vartheta d\vec{l} = 2\pi, \quad (24)$$

следующего из условия квантования (8).

Далее, подставляя в уравнения (12) и (13) работы [39] $\Phi(r) = |k_A| f(r) e^{2i\vartheta}$, $\chi(r) = \sqrt{2} |k_A|$, $q = q_x / 3$ получим уравнения Г-Л, описывающие магнитное и глюомагнитное поля полусверхтекучего вихря M_1 :

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \bar{A} + \bar{A} \sin^2 \alpha = \frac{6f^2(r) \sin \alpha \nabla \vartheta}{q_x [2f^2(r) + 1]} - \bar{A}^8 \sin \alpha \cos \alpha, \quad (25)$$

$$\lambda_q^2 \text{rotrot} \bar{A}^8 + \bar{A}^8 \cos^2 \alpha = \frac{6 f^2(r) \cos \alpha \nabla \vartheta}{q_x [2 f^2(r) + 1]} - \bar{A} \sin \alpha \cos \alpha, \quad (26)$$

На большом расстоянии от вихря M_2 уравнения (25) и (26) запишутся в виде

$$\lambda_q^2 \text{rotrot} \bar{A} + \bar{A} \sin^2 \alpha = \frac{2 \Phi_x \sin \alpha \nabla \vartheta}{2\pi} - \bar{A}^8 \sin \alpha \cos \alpha, \quad (27)$$

$$\lambda_q^2 \text{rotrot} \bar{A}^8 + \bar{A}^8 \cos^2 \alpha = \frac{2 \Phi_x \cos \alpha \nabla \vartheta}{2\pi} - \bar{A} \sin \alpha \cos \alpha. \quad (28)$$

Соответственно, вихри M_2 будут обладать на границе кваркового ядра потоком магнитного поля $4\Phi_0$.

4. Уравнения Гинзбурга-Ландау для смешанных полей полусверхтекучих вихрей. Запишем второе уравнение Г-Л для полусверхтекучего вихря M_1 [37] в виде:

$$-\bar{e}_\vartheta \frac{dB_x^z}{dr} = \frac{32\pi}{3c} K_T q_x |k_A|^2 \left\{ \hbar f^2(r) \nabla \vartheta - \frac{q_x}{3c} [2 f^2(r) + 1] \bar{A}_\vartheta \right\}, \quad (29)$$

где $\bar{A}_\vartheta = (\hbar c \gamma(r) / q_x r) \bar{e}_\vartheta$ - единственная отличная от нуля компонента потенциала \bar{A}_x , $B_x^z - z$ - компонента массивного поля $\vec{B}_x = \text{rot} \bar{A}_x$, \bar{e}_ϑ - единичный вектор полярных координат. Уравнение Максвелла для массивного поля (29) можно представить в виде:

$$-\frac{dB_x^z}{dr} = \frac{4\pi}{c} j_{1x}, \quad (30)$$

где $j_{1x} = n_{1S} q_x v_{1x}$ - плотность тока. Здесь плотность вещества n_{1S} и "сверхтекучая" скорость v_{1x} определяются так:

$$n_{1S} = \frac{16}{3} K_T m_B |k_A|^2 f^2(r), \quad v_{1x} = \frac{\hbar}{2m_B} \frac{1}{r} - \frac{q_x}{m_B c} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{6 f^2(r)} \right) A_\vartheta. \quad (31)$$

Следовательно квант циркуляции этого вихря опять равен кванту циркуляции сверхтекучего нейтронного вихря. Так как на большом удалении $\gamma(r) \rightarrow 1$, $f(r) \rightarrow 1$, то "сверхтекучая" скорость v_{1x} и плотность тока j_{1x} обращаются в нуль, а плотность $n_{1S} = n_S$.

Для абелевого "магнитного" вихря A_x , рассмотренного в работе [36], уравнение Максвелла запишется в виде:

$$-\bar{e}_\vartheta \frac{dB_x^z}{dr} = \frac{4\pi}{c} \left\{ \frac{16}{3} K_T m_B q_x |k_A|^2 \left(\frac{3\hbar}{2m_B} \nabla \vartheta - \frac{q_x}{2m_B c} \bar{A}_\vartheta \right) \right\}. \quad (32)$$

Из формулы (32) следует, что квант циркуляции абелевого магнитного вихря равен κ_B , т.е. в три раза больше кванта циркуляции κ_1 . Отметим также, что при $r \rightarrow \infty$ ток \vec{j}_x обращается в нуль для векторного потенциала $\bar{A}_\vartheta = (3\hbar c \gamma(r) / q_x r) \bar{e}_\vartheta$, соответствующего потоку массивного поля $3\Phi_x$.

Для вихря M_2 уравнение Максвелла имеет следующий вид:

$$-\bar{e}_0 \frac{dB_x^2}{dr} = \frac{4\pi}{c} \left\{ \frac{16}{3} K_T m_B q_x |k_A|^2 f^2(r) \left(\frac{\hbar}{m_B} \nabla \vartheta - \frac{q_x}{m_B c} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{6 f^2(r)} \right) \bar{A}_0 \right) \right\}. \quad (33)$$

Из уравнения (33) следует следующее выражение скорости:

$$v_{2x} = \frac{\hbar}{m_B} \frac{1}{r} - \frac{q_x}{m_B c} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{6 f^2(r)} \right) \bar{A}_0. \quad (34)$$

Отсюда следует, что квант циркуляции $\kappa_2 = 2\pi\hbar/m_B$. Отметим, что при $r \rightarrow \infty$ скорость v_{2x} и ток \bar{j}_x обращается в нуль для векторного потенциала $\bar{A}_0 = (2\hbar c \gamma(r)/q_x r) \bar{e}_0$, соответствующего потоку массивного поля $2\Phi_x$.

Рассмотрим теперь уравнения Г-Л для параметров порядка в "CFL"-фазе:

$$-2 K_T \left(\nabla - \frac{2}{3} \frac{i q_x \bar{A}_x}{\hbar c} \right)^2 \Phi + \bar{\alpha} \Phi + 2\beta_1 (|\Phi|^2 + |\chi|^2) \Phi + 2\beta_2 |\Phi|^2 \Phi = 0, \quad (35)$$

$$-2 K_T \left(\nabla + \frac{1}{3} \frac{i q_x \bar{A}_x}{\hbar c} \right)^2 \chi + \bar{\alpha} \chi + 2\beta_1 (|\Phi|^2 + |\chi|^2) \chi + \beta_2 |\chi|^2 \chi = 0. \quad (36)$$

Подставляя в уравнения (35) и (36) $\Phi(r) = |k_A| f(r) e^{i\vartheta}$, $\chi(r) = \sqrt{2} |k_A|$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ получаем уравнения, описывающие полусверхтекучий вихрь M_1 :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) - f \left(\nabla \vartheta - \frac{2 q_x \bar{A}_0}{3 \hbar c} \right)^2 - \frac{\bar{\alpha} + 4\beta |k_A|^2}{2 K_T} f - \frac{2\beta}{K_T} |k_A|^2 f^3 = 0, \quad (37)$$

$$\bar{\alpha} + 2\beta |k_A|^2 f^2 + 6\beta |k_A|^2 = 0. \quad (38)$$

Как мы покажем ниже, область вблизи ствола вихря, в которой безразмерная функция $f(r)$ отлична от единицы, мала. Тогда из уравнения (38) следует, что $\bar{\alpha} = -8\beta |k_A|^2$. Подставляя это значение $\bar{\alpha}$ в уравнение (37), получаем

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) - f \left(\nabla \vartheta - \frac{2 q_x \bar{A}_0}{3 \hbar c} \right)^2 + \frac{m_\Phi^2 c^2}{\hbar^2} f - \frac{m_\Phi^2 c^2}{\hbar^2} f^3 = 0, \quad (39)$$

где $m_\Phi = |k_A| (2\beta/K_T)^{1/2}$ - хиксовская масса, $\xi = \hbar/cm_\Phi$ - корреляционная длина. Мейсснеровская масса определяется следующим образом:

$$m_A^2 = \frac{8}{3} K_T q_x^2 |k_A|^2 \approx 2 K_T g^2 |k_A|^2. \quad (40)$$

Отметим, что эти выражения для масс совпадают с полученными в работе [40]. Для значений параметров $g=2.0$, $K_T=0.42$, $\beta=1.26$ и $|k_A|=100$ МэВ [37] получаем $\xi=0.76$ фм и $\lambda=1$ фм. Для этих значений корреляционных длин λ и ξ конденсат дикварков представляет собой сверхпроводник второго рода с параметром Г-Л $\kappa=1.32$.

Получим вихревое решение вблизи ствола вихря M_1 , т.е. при $r \rightarrow 0$. Тогда векторный потенциал $A_x(r) = B_x(0)r/2$ и уравнение (39) запишется в виде:

$$\frac{\xi^2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) - \xi^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{2}{3} \frac{\pi B_x(0)r}{\Phi_x} \right)^2 f + f - f^3 = 0. \quad (41)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$f(r) = c_1 r \left[1 - r^2 \left[\frac{1}{8\xi^2} + \frac{\pi B_x(0)}{6\Phi_x} \right] \right], \quad (42)$$

где постоянная $c_1 = 1/2\xi$ [41]. Нарастание функции $f(r)$ прекращается при $r = 2\xi$. Следовательно, асимптотическое выражение линейного натяжения вихря M_1 (10) отличается от истинного в небольшой области вблизи ствола вихря M_1 размером несколько фм, в то время, как мы увидим ниже, значение внешнего радиуса вихря порядка 10^{-3} см.

Подставляя в уравнения (35) и (36) $\Phi(r) = |k_A| f(r) e^{2i\theta}$, $\chi(r) = \sqrt{2}|k_A|$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, находим уравнение для параметра порядка полусверхтекучего вихря M_2 :

$$\frac{\xi^2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) - 4\xi^2 \left(\nabla\theta - \frac{1}{3} \frac{q_x \bar{A}_x}{c\hbar} \right)^2 f + f - f^3 = 0. \quad (43)$$

Уравнение же (38) не изменится. Используя выражение векторного потенциала вблизи ствола вихря $A_x(r) = B_x(0)r/2$, запишем уравнение (43) в виде:

$$\frac{\xi^2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) - 4\xi^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{3} \frac{\pi B_x(0)r}{\Phi_x} \right)^2 f + f - f^3 = 0. \quad (44)$$

Решение этого уравнения есть

$$f(r) = c_2 r^2 \left[1 - r^2 \left[\frac{1}{12\xi^2} + \frac{2\pi B_x(0)}{9\Phi_x} \right] \right]. \quad (45)$$

Для определения векторного потенциала \bar{A}_x вихря M_1 представим уравнение (29) в виде:

$$\frac{d^2 \gamma}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{d\gamma}{dr} - \lambda^{-2} \left(\frac{2f^2 + 1}{3} \right) \gamma + \lambda^{-2} f^2 = 0. \quad (46)$$

Решение этого уравнения вблизи центра вихря M_1 ищем в виде:

$$\gamma(r) = \frac{q_x B_x(0) r^2}{\hbar c} = c_3 \frac{r^2}{2}. \quad (47)$$

Подставляя в уравнение (46) $f(r) = r/2\xi$, получаем $c_3 = 3/2\xi^2$. Соответствующее значение массивного поля в центре вихря M_1 равно

$$B_x(0) = \frac{3\Phi_x}{4\pi\xi^2} = 0.92 \cdot 10^{18} \text{ Гс}. \quad (48)$$

Такое же значение поля в центре вихря M_1 получается в результате численного интегрирования уравнений (39) и (46). Заметим, что верхнее критическое

поле разрушения сверхпроводимости $-H_{c2} = \Phi_x / 2\pi\xi^2 = 1.05 \cdot 10^{18}$ Гс.

5. *Возникновение вихревой структуры в кварковом ядре.* Сверхтекучие $U(1)_B$ -вихри и полусверхтекучие вихри M_1 и M_2 могут появиться в кварковом ядре из-за вращения звезды. Критическая угловая скорость возникновения сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря равна [33]:

$$\omega_{c1}^B = \frac{3\hbar}{2m_B R_q^2} \ln \frac{R_q}{\xi}, \quad (49)$$

где R_q - радиус кваркового ядра. Для определения критической угловой скорости возникновения полусверхтекучего вихря M_1 ω'_{c1} найдем его момент импульса L_{1S} :

$$L_{1S} = \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{\xi}^{R_q} m_B n_{S1} r v_{1S} r dr = \frac{8}{3} \pi K_T m_B |k_A|^2 \hbar R_q^2. \quad (50)$$

Далее из условия $E_{1S} - \omega'_{c1} L_{1S} = 0$ находим ω'_{c1} :

$$\omega'_{c1} = \frac{\hbar}{2m_B R_q^2} \ln \frac{R_q}{\xi}. \quad (51)$$

Момент импульса L_{2S} полусверхтекучего вихря M_2 определяется так:

$$L_{2S} = \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{\xi}^{R_q} m_B n_{S2} r v_{2S} r dr = \frac{16}{3} \pi K_T m_B |k_A|^2 \hbar R_q^2. \quad (52)$$

Критическую угловую скорость возникновения ω'_{c1} полусверхтекучего вихря M_2 находим из условия $E_{2S} - \omega'_{c1} L_{2S} = 0$:

$$\omega'_{c1} = \frac{\hbar}{m_B R_q^2} \ln \frac{R_q}{\xi}. \quad (53)$$

Следовательно, при вращении звезды в "CFL"-фазе для значений угловой скорости $\omega > \omega'_{c1}$ возникает решетка полусверхтекучих вихрей M_1 . Эта решетка будет стабильной, потому что между полусверхтекучими вихрями M_1 действуют дальнедействующие силы отталкивания [38]. Для определения их плотности n , найдем циркуляцию сверхтекучей скорости v_{1S} по контуру L , проходящему по границе кваркового ядра:

$$\oint_L \vec{v}_{1S} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{v}_{1S} d\vec{S} = 2\omega \pi R_q^2 = \kappa_1 N_q, \quad (54)$$

где N_q - полное число вихрей M_1 . Отсюда для плотности вихрей n , имеем $n_v = 2\omega/\kappa_1$.

Возникшие при вращении звезды в "CFL"-фазе сверхтекучие $U(1)_B$ -вихри нестабильны, потому что они топологически эквивалентны трем вихрям M_1 , их энергия E_q и критическая угловая скорость ω_{c1}^B , соответственно в 9 и в 3 раза больше энергии E_{1S} и угловой скорости ω'_{c1} , и между вихрями M_1 действуют дальнедействующие силы отталкивания. Следовательно, сверх-

текущие $U(1)_B$ -вихри распадутся на 3 полусверхтекучих вихря M_1 . Соответственно, появившиеся при вращении в "CFL"-фазе полусверхтекучие вихри M_2 распадутся на два вихря M_1 .

При вращении звезды в адронной фазе для значений $\omega > \omega'_{c1} = (\hbar/2m_B R_n^2) \ln(R_n/\xi)$ возникает решетка сверхтекучих нейтронных вихрей с квантами циркуляции $\kappa_n = \pi\hbar/m_B$ и с плотностью $n_n = 2\omega/\kappa_n$. Принимая радиус адронного ядра $R_n = 5 \cdot 10^5$ см и длину когерентности нейтронов $\xi_n = 3.1 \cdot 10^{-12}$ см имеем $\omega'_{c1} = 1.3 \cdot 10^{-14}$ с⁻¹. Вычисляя критическую угловую скорость возникновения полусверхтекучих вихрей M_1 по формуле (51), получаем для значения радиуса кваркового ядра $R_q = 10^5$ см, $\omega'_{c1} = 1.3 \cdot 10^{-12}$ с⁻¹. Поскольку угловые скорости вращения пульсаров намного превосходят критическую угловую скорость ω'_{c1} , то в пульсарах с кварковым ядром возникнет решетка полусверхтекучих вихрей M_1 с плотностью $n_v = 10^3 \omega$ см⁻². Так как кванты циркуляции и плотности обоих вихрей равны, то эти полусверхтекучие вихри соединятся на границе адронной и "CFL"-фаз с нейтронными сверхтекучими вихрями. При этом химический потенциал барионов будет непрерывен на границе. Заметим, что нейтронные сверхтекучие вихри и кварковые полусверхтекучие вихри M_1 образуют треугольные решетки с постоянной $d = (\pi\hbar/\sqrt{3} m_B \omega)^{1/2}$. Значения d для пульсаров порядка 10^3 см.

Как уже отмечалось выше, в адронной фазе из-за эффекта увлечения внутри каждого нейтронного вихря возникает кластер протонных вихрей радиусом $\delta_n = 10^{-5}$ см, содержащий порядка 10^{12} вихрей. Средняя магнитная индукция кластера порядка 10^{14} Гс [14,16]. Из-за сохранения потока магнитного поля кластер протонных вихрей создаст вокруг первоначального полусверхтекучего вихря M_1 радиусом $R = 10^{-3}$ см новые полусверхтекучие вихри M_1 радиусом $\lambda_p = 10^{-11}$ см, причем два протонных вихря с потоком Φ_0 соединятся на границе адронной и "CFL"-фаз с одним новым полусверхтекучим

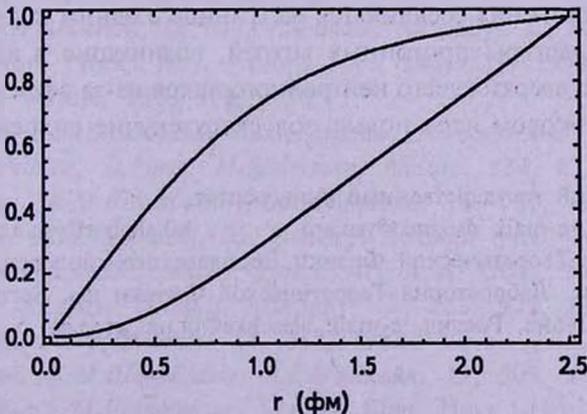


Рис.1. Зависимость безразмерных функций $f(r)$ и $\gamma(r)$ от расстояния r от центра вихря M_1 . Верхняя кривая соответствует функции $f(r)$, а нижняя кривая - функции $\gamma(r)$.

вихрем M_1 . Результаты численного интегрирования (39), (46) и (43), (46) представлены соответственно на рис.1 и 2.

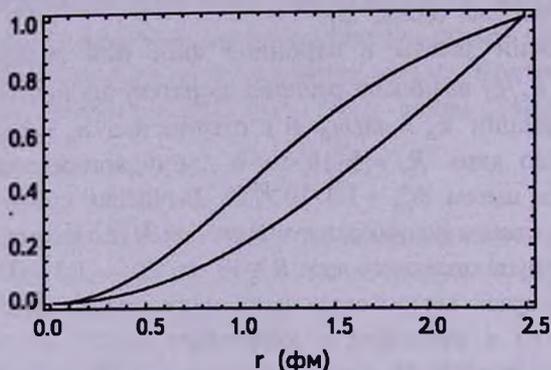


Рис.2. Зависимость безразмерных функций $l(r)$ и $\gamma(r)$ от расстояния r от центра вихря M_2 . Верхняя кривая соответствует функции $l(r)$, а нижняя кривая - функции $\gamma(r)$.

6. Заключение. Мы получили уравнения Г-Л для магнитного и глюомагнитного калибровочных полей неабелевых полусверхтекучих вихревых нитей в цветовом сверхпроводящем ядре нейтронной звезды, содержащем "CFL"- конденсат дикварков. Мы определили асимптотические значения энергий этих вихревых нитей и критические угловые скорости их возникновения из условий квантования. Мы классифицировали все возможные вихревые нити в "CFL"- фазе по их квантам циркуляции. Показано, что при вращении звезды в кварковом сверхпроводящем ядре возникает решетка полусверхтекучих вихревых нитей M_1 с наименьшим квантом циркуляции. Мы численно проинтегрировали уравнения для параметров порядка и векторных потенциалов вихрей M_1 и M_2 . В адронной же фазе возникает устойчивая решетка сверхтекучих нейтронных вихрей, причем каждый из них соединяется на границе с одним полусверхтекучим вихрем M_1 . Кластеры протонных вихрей, возникшие в адронной фазе вокруг каждого сверхтекучего нейтронного вихря из-за эффекта увлечения, создают в кварковом ядре новые полусверхтекучие вихревые нити M_1 .

¹ Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@ysu.am kshahabas@ysu.am

² Институт Теоретической Физики Вроцлавского университета, Вроцлав,
Польша и Лаборатория Теоретической Физики им. Боголюбова,
ОИЯИ, Дубна, Россия, e-mail: blaschke@ift.uni.wroc.pl

THE VORTEX STRUCTURE OF A NEUTRON STAR
WITH "CFL" QUARK CORED.M.SEDRAKIAN¹, K.M.SHAHABASYAN¹, D.BLASCHKE²,
M.K.SHAHABASYAN¹

The Ginzburg-Landau equations for magnetic and gluomagnetic gauge fields of the semi-superfluid strings in the color superconducting core of the neutron star with diquark "CFL" - condensate are derived. The simultaneous coupling of the diquark "CFL" - condensate to the magnetic and gluomagnetic gauge fields is taken into account. The asymptotic values of these strings energies are defined from quantization conditions. It is shown that the lattice of semi-superfluid strings with minimal quantum of circulation emerge in the superconducting quark core during rotation of the star. The magnetic field in the core of this string is of the order of 10^{18} Gs. The cluster of proton vortices, appeared in the hadronic phase around each superfluid neutron vortex due to entrainment effect, creates in the superconducting quark core new semi-superfluid strings with minimal quantum of circulation.

Key words: *stars:neutron:quark cores - semi-superfluid strings*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц, Ж. Экспер. и Теор. Физ., 47, 2006, 1964.
2. G.Baum, C.Pethick, D.Pines, M.Ruderman, Nature, 224, 872, 1969.
3. P.W.Anderson, N.Itoh, Nature, 256, 25, 1975.
4. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., 276, 325, 1984.
5. P.V.Jones, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 246, 315, 1990.
6. M.Ruderman, Nature, 225, 619, 1970.
7. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 38, 257, 1995.
8. G.Baum, C.Pethick, D.Pines, M.Ruderman, Nature, 224, 673, 1969.
9. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
10. Г.А.Варданян, Д.М.Седракян, Ж. Экспер. и теор. физ., 54, 919, 1981.
11. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Докл. АН Арм. ССР, 70, 28, 1980.
12. M.A.Alpar, S.A.Langer, J.Sauls, Astrophys. J., 282, 533, 1984.
13. Д.М.Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
14. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсесян, 19, 303, 1983.
15. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Успехи Физ. Наук, 161, 3, 1991.
16. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian, Astrophys. J., 447, 324, 1995.

17. *A.Ф.Андреев, Е.Р.Башкин, Ж. Экспер. и Теор. Физ.*, **69**, 317, 1975.
18. *D.Bailin, A.Love*, *Phys. Rep.*, **107**, 325, 1984.
19. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, *Phys. Lett.*, **B422**, 247, 1998.
20. *R.Rapp, E.V.Shuryak, M.Velkovsky*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 53, 1998.
21. *G.W.Carter, D.Diakonov*, *Phys. Rev.*, **D60**, 016004, 1999.
22. *D.Blaschke, C.D.Roberts*, *Nucl. Phys.*, **A642**, 197, 1998.
23. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, *Nucl. Phys.*, **B537**, 443, 1999.
24. *T.Schäfer, F.Wilczek*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3956, 1999.
25. *T.Schäfer*, *Nucl. Phys.*, **B575**, 269, 2000.
26. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan*, *Astron. Astrophys.*, **350**, L47, 1999.
27. *M.Alford, J.Berges, K.Rajagopal*, *Nucl. Phys.*, **B571**, 269, 2000.
28. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian*, *nucl-th/0006038*, 2000.
29. *Д.М.Седракян, Д.Блашке, К.М.Шахабасян, Д.Н.Воскресенский*, *Астрофизика*, **44**, 443, 2001 (hep-ph/0012383).
30. *Д.М.Седракян, Д.Блашке*, *Астрофизика*, **45**, 203, 2002.
31. *K.Iida, G.Baум*, *Phys. Rev.*, **D63**, 074018, 2001.
32. *E.V.Gorbar*, *Phys. Rev.*, **D62**, 014007, 2000.
33. *K.Iida, G.Baум*, *Phys. Rev.*, **D66**, 014015, 2002.
34. *I.Giannakis, H.-C.Ren*, *Nucl. Phys.*, **B669**, 462, 2003.
35. *M.M.Forbes, A.R.Zhitnitsky*, *Phys. Rev.*, **D65**, 085009, 2002.
36. *K.Iida*, *Phys. Rev.*, **D71**, 054011, 2005.
37. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, *Phys. Rev.*, **D73**, 074009, 2006.
38. *E.Nakano, M.Nitta, T.Matsuura*, *hep-ph/0708.4096*, 2007.
39. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян*, *Астрофизика*, **50**, 87, 2007.
40. *T.Matsuura, K.Iida, T.Hatsuda, G.Baум*, *Phys. Rev.*, **D69**, 074012, 2004.
41. *M.Tinkham*, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, NY, 1996.

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ
СВЕРХТЕКУЧЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 18 февраля 2008

Принята к печати 22 июля 2008

Рассмотрено гравитационное излучение нейтронной звезды при наличии слабо-связанной сверхтекучей компоненты. Предполагается, что в ядре звезды могут существовать области, вращающиеся с значительно большими величинами угловой скорости, чем наблюдаемые значения угловой скорости пульсаров. Такая звезда обладает квадрупольным моментом порядка максимального значения для обсуждаемых конфигураций нейтронных звезд и может стать мощным источником гравитационного излучения для планируемого детектора Advanced LIGO.

Ключевые слова: *звезды: нейтронные: вращение*

1. *Введение.* Детектирование гравитационных волн является одной из важнейших проблем современной астрофизики. С этой целью планируется ввести в строй высокочувствительные детекторы нового поколения (Advanced LIGO), с помощью которых можно зарегистрировать гравитационные волны с относительной амплитудой $h_0 \sim 10^{-23} + 10^{-24}$ в рабочем диапазоне частот от 0.1 кГц до нескольких килогерц [1]. Наиболее перспективными источниками для этого типа земных детекторов являются одиночные пульсары. Рассмотренные ранее механизмы гравитационного излучения от одиночных пульсаров и миллисекундных пульсаров [2-4] дают значения для h_0 порядка $h_0 \leq 10^{-26}$ для частот гравитационных волн порядка килогерц. Это значение лежит далеко от предела чувствительности как ныне работающих (GEO-600, LIGO), так и планируемых детекторов гравитационных волн. Поэтому важно обсудить другие механизмы гравитационного излучения пульсаров, которые могут привести к значениям h_0 , необходимой для детектирования гравитационных волн.

Известно, что нейтронная звезда может стать источником гравитационного излучения, если ее квадрупольный момент зависит от времени [5]. К такой зависимости могут привести осцилляции сплюснутой из-за вращения нейтронной звезды. В работе [6] рассматривались квазирадиальные, затухающие осцилляции быстровращающейся нейтронной звезды, где были получены выражения для интенсивности гравитационного излучения и

времени затухания осцилляций звезды. В работах [2,3] предлагались источники энергии для поддержания незатухающих осцилляций нейтронных звезд. Ими могут быть энергия деформации замедляющейся нейтронной звезды или часть энергии вращения звезды, которая передается из внутренних сверхтекучих слоев коре нейтронной звезды во время внезапного скачка угловой скорости. В последнем случае механизм гравитационного излучения может быть эффективным, если время затухания осцилляций τ_g меньше времени между двумя последовательными скачками τ_{glitch} . Тогда, при заданном значении энергии гравитационного излучения $\Delta W = I \Omega \Delta\Omega$, где $\Delta\Omega$ - величина скачка угловой скорости, интенсивность гравитационного излучения, определенная как

$$J_0 = \frac{\Delta W}{\tau_g} = \frac{I \Omega \Delta\Omega}{\tau_g}, \quad (1)$$

может принять большие значения, что в свою очередь необходимо для получения больших значений амплитуды h_0 гравитационного излучения.

Известно, что время затухания осцилляций τ_g обратно пропорционально квадрату квадрупольного момента звезды [6]. Нейтронная звезда может приобрести большое значение квадрупольного момента при быстром вращении, т.е. вышеуказанный механизм может быть достаточно эффективным для миллисекундных пульсаров [4]. В работах [2-4] принималось, что угловые скорости вращения сверхтекучей и нормальной компонент звезды мало отличаются друг от друга - $\Omega_n \approx \Omega_s$, т.е. звезда совершает почти твердотельное вращение. Но известно, что из-за наличия слабосвязанной сверхтекучей нейтрон-протонной жидкости, динамическое время релаксации звезды может значительно превышать время жизни пульсара ($\tau_0 \approx 10^4$ лет для пульсара Vela и $\tau_0 \approx 10^3$ лет для пульсара Crab) [7,8]. Это означает, что если при рождении горячей нейтронной звезды она вращалась с угловой скоростью порядка 6000 с^{-1} ($p \sim 1 \text{ мс}$), то при охлаждении и переходе в сверхтекучее состояние ее внутренние области могут вращаться быстрее, чем наблюдаемая угловая скорость коры звезды [9]. Тогда быстровращающиеся внутренние части нейтронной звезды более сплюснуты, чем при твердотельном вращении с наблюдаемой угловой скоростью. В этом случае молодые пульсары типа Vela и Crab с временем жизни порядка 10^3 - 10^4 лет могут обладать квадрупольным моментом, близким к значению этой величины для быстровращающихся нейтронных звезд. Следовательно, пульсары, наблюдаемые скорости вращения которых на один-два порядка меньше максимального значения угловой скорости, соответствующие истечению вещества из экватора, могут быть достаточно эффективными источниками гравитационного излучения.

Цель данной статьи - изучить гравитационное излучение нейтронных звезд с быстровращающимися внутренними сверхтекучими областями.

Источником энергии гравитационного излучения принимается энергия, вовлеченная в процесс скачка угловой скорости. На примере пульсаров Vela вычисляются интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационных волн для земного наблюдателя.

2. *Гравитационное излучение осциллирующей звезды и время затухания осцилляций.* При квазирадиальных "подобных" осцилляциях по закону

$$x_{\alpha} = x_{\alpha}^0(1 + \eta \sin \omega t), \quad (2)$$

нейтронная звезда излучает гравитационные волны с средним значением интенсивности [2,6]

$$J_0 = \frac{G}{15c^5} \eta^2 \omega^6 |D_{\alpha}^0|^2, \quad (3)$$

где η - относительная амплитуда осцилляций ($\eta \ll 1$), ω - их частота, D_{α}^0 - квадрупольный момент звезды относительно оси вращения без осцилляций. Амплитуда плоской гравитационной волны на расстоянии R_0 от источника равна:

$$h_0 = \frac{1}{2} \frac{G}{c^4 R_0} |D_{\alpha}^0|^2 \omega^2 \eta = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{15 J_0 G}{4 c^3 \omega^2}}. \quad (4)$$

Осцилляции звезды будут затухать за характерное время τ_g , выражение для которого имеет вид [2,4]

$$\tau_g = \frac{15c^5}{G} \frac{I_0}{\omega^4 |D_{\alpha}^0|^2}, \quad (5)$$

где I_0 - момент инерции звезды относительно центра.

Как видно из формул (1) и (5), для вычисления интенсивности гравитационного излучения необходимо знать значение квадрупольного момента звезды. Для оценки значения D_{α}^0 нейтронной звезды необходимо знать, в какой части нейтронной звезды угловая скорость вращения сверхтекучего вещества значительно превышает угловую скорость вращения коры звезды. Величина угловой скорости вращения сверхтекучей компоненты в зависимости от радиуса r звезды определяется значением времени релаксации τ_d , которое в свою очередь является функцией от радиуса r звезды. Зависимость $\tau_d(r)$ будет обсуждаться в разделе 3.

3. *Время динамической релаксации и квадрупольный момент звезды.* Известно, что ядро нейтронной звезды - "пре"-фаза, состоит из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов. Связь нейтрон-протонного конденсата с замедляющейся нормальной компонентой осуществляется через рассеяние электронов на магнитном поле вихревого кластера, возникающего из-за эффекта увлечения

сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами [7]. Как показывают расчеты на основе стандартных моделей НЗ [7,8], динамическое время релаксации звезды, характеризующее связь между нормальной и сверхтекучей компонентами нейтронной звезды, монотонно увеличивается от нуля на границе раздела "пре"-фазы и коры, до значения порядка 10^4 лет при $r = 6.65$ км, при котором сверхпроводящая щель протонов замыкается.

Как было сказано выше, в областях звезды, где динамическое время релаксации τ_d превышает время жизни пульсара, угловая скорость вращения сверхтекучей компоненты может намного превышать наблюдаемую угловую скорость вращения звезды. Используя стандартную модель НЗ и расчеты времени τ_d [8], можно найти, что условие $\tau_d \geq \tau_0$ ($\tau_0 \sim 10^4$ лет) выполняется в области $6.65 \text{ км} \leq r \leq 8 \text{ км}$. Теперь нам необходимо оценить квадрупольный момент НЗ, вращающейся с угловой скоростью Ω , в которой область $6.65 \text{ км} \leq r \leq 8 \text{ км}$ вращается угловой скоростью порядка Ω_{max} , где Ω_{max} - максимальная угловая скорость вращения для данной конфигурации. Используя расчеты значения накопленного момента инерции нейтронной звезды для модели массой $M = 1.4 M_\odot$ и полным моментом инерции $I_0 = 1.15 \cdot 10^{45} \text{ г см}^2$ [10], можно найти, что момент инерции области $6.65 \text{ км} \leq r \leq 8 \text{ км}$ составляет примерно $\Delta I = 3.44 \cdot 10^{44} \text{ г см}^2$, следовательно, относительный момент инерции этой области - $\Delta I / I_0 = 0.3$. Для однородно вращающейся нейтронной звезды с угловой скоростью Ω можно полагать, что квадрупольный момент этой области также составляет $\Delta D_0 = 0.3 D_{\alpha}^0$, где D_{α}^0 - полный квадрупольный момент звезды. Но, как известно, квадрупольный момент пропорционален квадрату угловой скорости вращения, следовательно, если область нейтронной звезды $6.65 \text{ км} \leq r \leq 8 \text{ км}$ вращается с угловой скоростью Ω_{max} , то ее квадрупольный момент будет в $(\Omega_{max} / \Omega)^2$ раз превышать значение ΔD_0 , т.е.

$$\Delta D = 0.3(\Omega_{max} / \Omega)^2 D_{\alpha}^0 = 0.3 D_{\alpha}^{0max}, \quad (5)$$

где D_{α}^{0max} - квадрупольный момент нейтронной звезды, вращающейся с угловой скоростью Ω_{max} . Теперь квадрупольный момент нейтронной звезды с быстровращающейся внутренней частью можно оценить как

$$D_{\alpha}^{\sigma} = D_{\alpha}^0 - \Delta D_0 + \Delta D = D_{\alpha}^0 - 0.3 D_{\alpha}^0 + 0.3(\Omega_{max} / \Omega)^2 D_{\alpha}^0 = 0.3 D_{\alpha}^{0max}, \quad (6)$$

где было учтено, что $\Omega_{max} / \Omega \approx 100$. Таким образом, значение квадрупольного момента нейтронной звезды с быстровращающейся внутренней частью оказывается одного порядка с максимальным значением этой величины.

4. *Обсуждение результатов.* Перейдем к оценке интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационных волн, обусловленных скачками угловой скорости вращения на примере пульсара Vela. При больших скачках порядка $\Delta\Omega / \Omega \sim 10^{-6}$ энергия, которая может

излучаться в виде гравитационных волн осцилляциями звезды, равна $\Delta W = I \Omega \Delta \Omega = I \Omega^2 (\Delta \Omega / \Omega)$. Для нахождения интенсивности гравитационного излучения по формуле (1) необходимо найти время затухания осцилляций звезды τ_g . Его можно найти по формуле (4), если известны интегральные характеристики нейтронной звезды - момент инерции I_0 и максимальное значение квадрупольного момента $D_{\alpha\alpha}^{0max}$, и частота осцилляций ω . Задачи исследования вращения и устойчивости нейтронных звезд изучались в работах [11,12]. Из них следует, что для стандартной модели нейтронной звезды с массой $M = 1.4 M_{\odot}$ момент инерции составляет примерно $I_0 = 10^{45}$ гсм², квадрупольный момент - $D_{\alpha\alpha}^{0max} = 9.73 \cdot 10^{43}$ гсм², а частота осцилляций - $\omega = 3 \cdot 10^3$ с⁻¹. Подставляя эти значения в формулу (4) и учитывая (6), получим $\tau_g = 7.4 \cdot 10^5$ с. Тогда, если учесть, что для пульсара Vela $\Omega = 70$ с⁻¹, для интенсивности гравитационного излучения из формулы (1) получим $J_0 = 6.7 \cdot 10^{37}$ эрг/с. Подставляя найденное значение J_0 и вышеприведенное значение ω в формулу (4), находим амплитуду гравитационного излучения для земного наблюдателя $h_0 = 3 \cdot 10^{-25}$, где мы учли, что пульсар Vela находится на расстоянии $R_0 = 0.3$ кпк от Земли. Примечательно, что полученное нами значение h_0 всего на один порядок меньше предполагаемого инструментального значения этой величины для детектора Advanced LIGO [1].

При получении вышеприведенных оценок квадрупольного момента $D_{\alpha\alpha}^{0\sigma}$ мы основывались на механизме связывания сверхтекучей и нормальной компонент нейтронной звезды [7]. Нами не было учтено, что внутренняя область нейтронной звезды при $r < 6.65$ км полностью может также содержать сверхтекучую материю в виде адронного вещества или же в центральной части ядра звезды может находиться кварковое вещество. В первом случае мы имеем сверхтекучую компоненту, не связанную с нормальной компонентой звезды - нормальными электронами и протонами. Следовательно эта область также может вращаться с угловой скоростью, значительно превышающей наблюдаемую скорость вращения пульсара. Очевидно, что учет этого обстоятельства будет увеличивать значение $D_{\alpha\alpha}^{0\sigma}$. Во втором случае, т.е. при наличии кваркового вещества, как показано в работе [13], магнитное поле проникает в кварковое вещество в виде квантовых вихрей. Можно полагать, что если связь сверхтекучей кварковой материи с нормальной компонентой звезды осуществляется рассеянием электронов на сильном магнитном поле вихря, то время релаксации в этой области также будет иметь значение $\tau_d \geq \tau_0$. Следовательно область кварковой материи также будет вносить вклад и увеличивать значение $D_{\alpha\alpha}^{0\sigma}$. Таким образом, в обоих случаях мы вправе ожидать более оптимистичных значений амплитуды гравитационной волны в рамках рассмотренной модели, близкой к порогу чувствительности планируемого детектора Advanced LIGO.

Автор выражает благодарность академику НАН РА Д.М.Седракяну за проявленный интерес к работе и обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках гранта ANSEF PS-astroth-1389.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mhayr@server.physdep.r.am

GRAVITATIONAL RADIATION FROM DIFFERENTIALLY ROTATING SUPERFLUID NEUTRON STAR

M.V.HAYRAPETYAN

Gravitational radiation of a neutron star with weak-coupled superfluid interiors is considered. It is supposed, that in the core of a neutron star may exist a region with an angular velocity higher than observed angular velocities of pulsars. The estimated value of quadrupole moment of such a neutron star with fast rotating interiors is of the order of its maximal value for these objects. Therefore the considered objects can become a source of strong gravitational radiation for planning ground-based detector Advanced LIGO.

Key words: *stars: neutron: rotation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.N.Manchester*, arXiv:0710.5026 [astro-ph], 2007.
2. *Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **46**, 545, 2003.
3. *Д.М.Седракян, М.К.Шахабасян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **49**, 221, 2006.
4. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Л.Р.Седракян*, *Астрофизика*, **51**, 479, 2008.
5. *Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц*, *Теория поля.*, Наука, М., 1972.
6. *Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян*, *Астрон. ж.*, **54**, 1047, 1977.
7. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
8. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Ю.Брук*, *Астрофизика*, **40**, 497, 1997.
9. *A.Sedrakian, J.Cordes*, *Astrophys. J.*, **502**, 378, 1998.
10. *F.Weber*, *Hadron Physics and Neutron Star Properties*, Habilitation Thesis, University of Munich, 1992.
11. *В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, *Астрон. ж.*, **49**, 750, 1972.
12. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, *Астрон. ж.*, **49**, 1216, 1972.
13. *D.M.Sedrakian, D.Blaschke*, *Астрофизика*, **45**, 203, 2002.

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРИ НАЛИЧИИ КОНФОРМНО-СВЯЗАННОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, Э.В.ЧУБАРЯН

Поступила 12 марта 2008

Принята к печати 20 августа 2008

Современные представления о Вселенной свидетельствуют в пользу предположения о наличии негравитационного источника, называемого темной энергией, для которого $\epsilon + 3P < 0$ (ϵ - плотность энергии, P - давление). Это обеспечивает ускоренное расширение Вселенной. В настоящей работе рассматривается тензорно-скалярный вариант теории тяготения с конформно-связанным скалярным полем. Рассмотрены различные космологические модели, обсуждена возможность эволюционного развития Вселенной с ускоренным расширением.

Ключевые слова: космология: модель

1. *Введение.* Недавнее открытие ускоренного расширения Вселенной [1,2] вынуждает пересмотреть установившиеся представления о ее составе и характере эволюции. При этом, по-прежнему популярным остается предположение о необходимости включения космологической постоянной в уравнения гравитационного поля (о проблеме космологической постоянной см. обзор [3]), что, как будет показано ниже, эквивалентно рассмотрению ненулевой энергии вакуума и связанного с ней отрицательного давления [4-6]. Альтернативным объяснением наблюдаемого ускорения является гипотеза о существовании во Вселенной особой субстанции - "квинтэссенции" [7] с уравнением состояния

$$P_q = -(1 - v)\epsilon_q, \quad 0 < v < 2/3.$$

В релятивистской теории гравитации (РТГ) Логунова [8] наличие квинтэссенции приводит к интересным последствиям - ускорение Вселенной сменяется замедлением с последующей остановкой, после чего начинается сжатие до некоторого минимального значения масштабного фактора, затем следует новый цикл расширения [9]. Отметим, что идея об осциллирующем характере эволюции Вселенной выдвигалась и ранее, но преимущественно из философских соображений [10,11], поскольку в закрытой модели Фридмана осциллирующему режиму препятствует рост энтропии от цикла к циклу и переход через космологическую особенность [12].

Достаточно аргументированное введение космологической постоянной в ОТО привело к мысли о введении аналогичной величины в тензорно-

скалярную теорию в предположении, что новое поле является скалярным, но не динамическим, а управляемым гравитационным скаляром теории Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД) [13-15]. В искривленном пространстве скалярные поля, удовлетворяющие требованиям общековариантности, описываются уравнением

$$g^{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \Psi_{\beta} - \left(\frac{m^2 c^2}{h^2} + \gamma R \right) \Psi = 0, \quad (1)$$

где m - масса скалярного поля, R - скалярная кривизна, γ - безразмерная константа, при отсутствии которой получается обычное обобщение уравнения Клейна-Гордона в случае риманова пространства ($\gamma = 1/6$ было предложено Пенроузом для случая конформно-инвариантного безмассового скалярного поля).

Как оказалось, теорию ЙБД конформным преобразованием можно перевести из собственного представления с самосогласованным скалярным полем Ψ , подчиняющимся условию

$$g^{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \Psi_{\beta} = 0 \quad (2)$$

к представлению, описываемому уравнениями ОТО с источником в виде негравитационных полей и конформно-связанного безмассового скалярного поля Ψ , удовлетворяющего уравнению [16]

$$g^{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \Psi_{\beta} - \frac{1}{6} R \Psi = 0. \quad (3)$$

В рамках последнего представления предполагается получить решение космологической задачи сначала с доминирующим конформно-связанным безмассовым скалярным полем, а затем с учетом различных общепринятых уравнений состояния материи.

2. Космологическая задача с конформно-связанным скалярным полем. В случае конформно-связанного скалярного поля при наличии потенциала Хиггса действие имеет вид [17]

$$W = \int \left[- \left(\frac{1}{2k} - \frac{\Psi^2}{12} \right) R + \frac{1}{2} (\nabla \Psi)^2 - \frac{\lambda}{12} \Psi^4 + L_m \right] \sqrt{-g} d^4 x. \quad (4)$$

В результате варьирования по $g_{\mu\nu}$ и Ψ получаются полевые уравнения

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = k \left(1 - \frac{k \Psi^2}{6} \right)^{-1} [\tau_{\mu\nu} + T_{\mu\nu}^{mat}], \quad (5)$$

$$\nabla^2 \Psi - \frac{R}{6} \Psi + \frac{\lambda}{3} \Psi^3 = 0, \quad (6)$$

где

$$\tau_{\mu\nu} = \frac{2}{3} \nabla_{\mu} \Psi \nabla_{\nu} \Psi - \frac{1}{6} g_{\mu\nu} (\nabla \Psi)^2 - \frac{\Psi}{3} \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} \Psi + \frac{\Psi}{3} g_{\mu\nu} \nabla^2 \Psi + \frac{\lambda}{12} \Psi^4 g_{\mu\nu}, \quad (7)$$

$$T_{\mu\nu}^{mat} = (\varepsilon + P) U_{\mu} U_{\nu} - P g_{\mu\nu},$$

при этом свертка (5) с учетом (6) дает

$$-R = kT = \chi(\varepsilon - 3P). \quad (8)$$

Принято считать, что модели однородной и изотропной Вселенной адекватна геометрия с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера:

$$dS^2 = dr^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin\theta d\varphi^2) \right].$$

Соответственно вышеприведенные уравнения в случае $k=0$ принимают вид

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{\chi}{3 \left(1 - \frac{\chi\psi^2}{6} \right)} \left[\frac{\dot{\psi}^2}{2} - \psi\dot{\psi} \frac{\dot{a}}{a} + \varepsilon \right], \quad (9)$$

$$-\left(\frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} \right) = \frac{\chi}{3 \left(1 - \frac{\chi\psi^2}{6} \right)} \left[\frac{\dot{\psi}^2}{2} - 2 \frac{\dot{a}}{a} \psi\dot{\psi} - \psi\ddot{\psi} + 3P \right], \quad (10)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{\chi}{6} (\varepsilon - 3P), \quad (11)$$

$$\ddot{\psi} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \dot{\psi} + \psi \left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} \right) + \frac{\lambda}{3} \psi^3 = 0, \quad (12)$$

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{3\dot{a}}{a} (\varepsilon + P), \quad \varepsilon = \varepsilon_0 / a^n, \quad n = 3(1 + \alpha). \quad (13)$$

В системе уравнений одно из них не является независимым.

Из (11) получаем для коэффициента "замедления" q

$$q = -1 + \frac{\chi}{6H^2} (\varepsilon - 3P), \quad (14)$$

где $H = \dot{a}/a$ - параметр Хаббла, с помощью которого можно оценить возможность равномерного или ускоренного расширения Вселенной, поскольку из условия $q \geq 0$ следует

$$\varepsilon \geq 2 \cdot \frac{3H^2}{8\pi G} + 3P \quad (15)$$

(напомним, что в рамках теории Эйнштейна $\varepsilon_{krit} = 3H^2/8\pi G$).

В космологических задачах состояние вещества описывается уравнением состояния $P = \alpha\varepsilon$, так что для обычных в космологии значений α , q выражается следующим образом

$$q = -1 + \frac{2\chi\varepsilon}{3H^2} \quad \text{модель вакуума} \quad (\alpha = -1),$$

$$\begin{aligned}
 q &= -1 + \frac{\chi \epsilon}{6 H^2} \quad \text{эра преобладания вещества } (\alpha = 0), \\
 q &= -1 \quad \text{доминантность излучения } (\alpha = 1/3), \\
 q &= -1 \quad \text{доминантность скалярного поля } (\epsilon = 0, P = 0), \\
 q &= -1 - \frac{\chi \epsilon}{3 H^2} \quad \text{предельно жесткое состояние } (\alpha = 1).
 \end{aligned} \tag{16}$$

Параметр Хаббла при этом может быть представлен в виде

$$H^2 = \frac{\chi \epsilon_0}{3} a^{-3(1+\alpha)} + \beta / a^4.$$

а) При доминировании скалярного поля ($\epsilon = 0, P = 0$) или в случае $P = \epsilon/3$ скалярная кривизна обращается в нуль ($R=0$). Полевые уравнения в этих случаях имеют вид ($\lambda = 0$)

$$\begin{aligned}
 \frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} &= 0, \quad \psi = \frac{c_1}{a^3}, \quad \frac{\ddot{\psi}}{\psi} = -\frac{3\dot{a}}{a}, \\
 -\frac{\ddot{a}}{a} &= \frac{\chi \left(\frac{\dot{\psi}}{2} - \frac{\psi \dot{\psi}}{3} + \epsilon \right)}{3 \left(1 - \frac{\chi \psi^2}{6} \right)},
 \end{aligned} \tag{17}$$

откуда $a = \sqrt{2ct+b}$, $H = c/a^2$, $\psi = c_2 - c_1/ca$, а из последнего уравнения системы (17) следует

$$c^2 \left(3 - \frac{1}{2} c_2^2 \chi \right) = 0 \Rightarrow c_2^2 = \frac{6}{\chi}, \tag{18}$$

$$\psi = \sqrt{6/\chi} - c_1/ca, \tag{19}$$

т.е. при достаточно больших значениях a имеем $\psi \rightarrow \sqrt{6/\chi}$.

б) В случае доминантности излучения ($\alpha = 1/3$) при наличии скалярного поля аналитический вид a , ψ , H остается таким же, а условие (18) принимает вид

$$c^2 \left(3 - \frac{1}{2} c_2^2 \chi \right) = \chi \epsilon_0, \tag{20}$$

так что теперь $c_2 = \sqrt{\frac{6}{\chi} - \frac{2\epsilon_0}{c^2}}$.

в) Эра преобладания вещества соответствует $P=0$, $\epsilon = \epsilon_0/a^3$. Из (11), вводя обозначение $H(a) = \dot{a}/a$, получим

$$a \frac{d(H^2)}{da} + 4 H^2 - \frac{\chi}{3} \frac{\epsilon_0}{a^3} = 0,$$

откуда

$$H^2 = \frac{1}{a^4} \left(\frac{\chi \epsilon_0}{3} a + \beta \right) = \frac{\chi \epsilon}{3} + \frac{\beta}{a^4}, \tag{21}$$

и соответственно

$$q = -1 + \frac{\chi \varepsilon_0 a}{\frac{6}{3} a + \beta}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что $q \rightarrow -1/2$ при $a \rightarrow \infty$ (как в ОТО), а требование $q \geq 0$ с учетом положительности (21) и при условии $\beta < 0$ сводится к неравенству

$$1 \leq y \leq 2. \quad (23)$$

Здесь $y \equiv \frac{\chi \varepsilon_0}{3|\beta|} a(t)$.

Таким образом, временная эволюция масштабного фактора определяется из уравнения

$$0 < H = \left(\frac{\dot{y}}{y} \right) = \frac{A \sqrt{y-1}}{y^2}, \quad (24)$$

где $A \equiv (\chi \varepsilon_0 / 3)^2 |\beta|^{-3/2}$.

В результате интегрирования получается кубическое уравнение

$$\frac{2z^3}{3} + 2z = A(t-t_0), \quad z = \sqrt{y-1}. \quad (25)$$

Решение кубического уравнения $z^3 + pz + q = 0$ ($p = 3$, $q = -(3/2)A(t-t_0)$) можно получить с помощью формулы Кардано [18]. Если

$$D = \left(\frac{p}{3} \right)^3 + \left(\frac{q}{2} \right)^2 = 1 + A^2(t-t_0)^2 > 0, \quad p > 0 \quad \text{и} \quad R = \operatorname{sig} nq \sqrt{|p|/3} = -1,$$

то

$$\operatorname{sh} \varphi = \frac{q}{2R^3} = \frac{3A}{4}(t-t_0) \quad \left(\varphi = \operatorname{ars} h \frac{3A}{2}(t-t_0) \right)$$

и решение имеет вид

$$z = 2 \operatorname{sh} \left[\frac{1}{3} \operatorname{ars} h \frac{3A}{4}(t-t_0) \right]. \quad (26)$$

Имея в виду область изменения z

$$0 \leq z \leq 1, \quad (27)$$

получаем область изменения t

$$0 \leq \frac{1}{3} \operatorname{ars} h \frac{3A}{4}(t-t_0) \leq 0.48; \quad 0 \leq \frac{3A}{4}(t-t_0) \leq 2$$

и, следовательно,

$$t_0 \leq t \leq t_0 + \frac{24|\beta|^{3/2}}{(\chi \varepsilon_0)^2}. \quad (28)$$

Для определения временной эволюции скалярного поля ψ рассмотрим (12) в случае $\lambda = 0$. Подстановка $U = a\psi$ в (12) сводится к уравнению

$$\ddot{U} - \dot{U} \frac{\dot{a}}{a} = 0, \quad (29)$$

и далее $Ua = \text{const} = c'$.

Подстановка $V = a^2$ в (11) дает

$$\ddot{V} = V \cdot \frac{\chi \epsilon_0}{3a^3} = \frac{\chi \epsilon_0}{3a}. \quad (30)$$

Сравнивая (29) и (30),

$$\ddot{V} = \frac{\chi \epsilon_0}{3c'} \frac{c'}{a} = \frac{\chi \epsilon_0}{3c'} \dot{U} \quad (31)$$

и в результате

$$\psi = \gamma \dot{a} - \frac{\delta}{a}, \quad (32)$$

где $\gamma = \text{const}$, $\delta = \text{const}$.

г) Уравнению состояния $P = -e$ соответствует система

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{2\chi \epsilon}{3}, \quad (33)$$

$$\ddot{\psi} + 3\sqrt{\frac{\chi \epsilon_0}{3} + \frac{\beta}{a^4}} \dot{\psi} + \frac{2\chi \epsilon_0}{3} \psi = 0. \quad (34)$$

Подстановкой $y = a^2$ (33) сводится к

$$\ddot{y} - \frac{4\chi \epsilon}{3} y = 0. \quad (35)$$

Или после умножения на $2\dot{y}$

$$\dot{y}^2 - \frac{4\chi \epsilon}{3} y^2 = \beta, \quad (36)$$

и в результате решение принимает вид

$$y = a^2 = c_1 \operatorname{ch} 2\sqrt{\frac{\chi \epsilon}{3}} t + c_2 \operatorname{sh} 2\sqrt{\frac{\chi \epsilon}{3}} t = \quad (37)$$

$$= c \operatorname{ch} \left(2\sqrt{\frac{\chi \epsilon}{3}} t + \alpha \right), \quad \text{если } c_1 > c_2 \quad (38)$$

$$= c \operatorname{sh} \left(2\sqrt{\frac{\chi \epsilon}{3}} t + \alpha \right), \quad \text{если } c_1 < c_2. \quad (39)$$

(38) можно представить в виде

$$\frac{a^2(t)}{a^2(0)} = \operatorname{ch} 2\sqrt{\frac{\chi \epsilon}{3}} \cdot t + \sqrt{\frac{3}{\chi \epsilon}} H(0) \operatorname{sh} \left(2\sqrt{\frac{\chi \epsilon}{3}} \cdot t \right). \quad (40)$$

Соответственно (34) приводится к виду

$$\psi''_{\tau\tau} + \frac{3}{2} f(\tau) \psi'_{\tau} + \frac{1}{2} \psi = 0, \quad (41)$$

где производные берутся по $\tau = 2\sqrt{\frac{\chi\epsilon}{3}}(t-t_0)$, а $f = th\tau$ или $f = cth\tau$ в зависимости от выбора начальных условий. Решение (41) выражается через гипергеометрическую функцию. В частном случае при достаточно больших значениях $a(t)$ или при $\beta = 0$ (41) сводится к

$$y^2 \psi''_{yy} + \frac{5}{2} y \psi'_y + \frac{1}{2} \psi = 0 \quad (42)$$

или

$$\ddot{\psi} + 3\sqrt{\frac{\chi\epsilon_0}{3}}\dot{\psi} + \frac{2\chi\epsilon_0}{3}\psi = 0, \quad (43)$$

и в результате ψ оказывается равным соответственно

$$\psi = \frac{c_1}{a^2} + \frac{c_2}{a} \quad \text{или} \quad \psi = c_1 e^{-2\sqrt{\frac{\chi\epsilon_0}{3}}t} + c_2 e^{-\sqrt{\frac{\chi\epsilon_0}{3}}t}, \quad (44)$$

так что $a = e^{\sqrt{\frac{\chi\epsilon_0}{3}}t}$, а $q = 1$, поскольку

$$q = -1 + \frac{2\chi\epsilon_0}{3} \frac{\beta}{\frac{\chi\epsilon_0}{3} + \frac{\beta}{a^4}}. \quad (45)$$

3. Заключение. Среди существующих в настоящее время подходов к решению проблемы ускоренного расширения Вселенной особое внимание уделяется космологическим моделям при наличии различных скалярных полей (квинтэссенция, К-эссенция, тахионы, фантоны, дилатоны [19]), т.е. исследуются свойства различных динамических систем, включающих сопровождающую их темную энергию. В предлагаемой работе скалярное поле удовлетворяет требованиям общековариантности, что на уровне действия (4) проявляется как возникновение дополнительного по сравнению с ОТО интерференционного члена типа $\psi^2 R$ плотности лагранжиана [20,21]. В результате построения космологической модели выяснилось, что коэффициент "замедления" $q = \ddot{a}a/\dot{a}^2$ в случае доминантности рассматриваемого скалярного поля, при наличии излучения ($P = \epsilon/3$), а также в случае предельно жесткого уравнения состояния ($P = \epsilon$) является существенно отрицательным. Только для моделей вакуума ($P = -\epsilon$) и в эпоху преобладания вещества (пыль с $P = 0$) возможно расширение Вселенной с ускорением при плотностях энергии $\epsilon \geq \frac{1}{2} \frac{3H^2}{8\pi G}$ в первом случае и при $\epsilon \geq 2 \cdot \frac{3H^2}{8\pi G}$ в случае пыли.

Что касается роли потенциала Хиггса, то его наличие прежде всего интересно тем, что при нарушении конформной симметрии он способен генерировать гравитационное поле [14]. В рамках же поставленной задачи

влияние хиггсовского потенциала сводится только к воздействию на поведение $\psi(t)$ (см. (12)), и в проблеме ускоренного расширения Вселенной практически не проявляется.

Работа выполнена в рамках бюджетной темы 119 "Некоторые вопросы теории гравитации и квантовой теории поля и их космологические приложения", финансируемой министерством Образования и Науки РА.

Кафедра теоретической физики им. академика Г.С.Саакяна, ЕГУ,
Армения, e-mail: rolavag@freenet.am
ghar@freenet.am

COSMOLOGICAL MODELS IN THE PRESENCE OF THE CONFORM-CONNECTED SCALAR FIELD

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTYUNYAN, E.V.CHUBARYAN

Modern vision of the Universe gives evidence for the assumption that there exists non-gravitational source called dark energy, for which $\epsilon + 3P < 0$ (ϵ - density of energy, P -pressure). It provides the accelerated expansion of the Universe. In the present work the tensor-scalar variant of the theory of gravitation with the conform-connected scalar field is considered. Various cosmological models are considered, the possibility of evolutionary development with the accelerated expansion of the Universe is discussed.

Key words: *cosmology: model*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.M.Garnvich, *Astrophys. J.*, **509**, 74, 1998.
2. S.Permutter, G.Alderiu, G.Goldhaber et. al., *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
3. S.Weinberg, *Rev. Mod. Phys.*, **61**, 1, 1989.
4. A.H.Guth, *Phys. Rev.*, **D23**, 347, 1981.
5. A.D.Linde, *Phys. Lett.*, **B108**, 389, 1982.
6. A.A.Starobinski, *Phys. Lett.*, **B117**, 175, 1982.
7. R.R.Caldwell, P.J.Steinhardt, *Phys. Rev.*, **D57**, 6057, 1998.
8. А.А.Лозунов, Теория гравитационного поля, Наука, М., 2001.

9. *С.С.Герштейн, А.А.Логоунов, М.А.Мествиришвили, Н.П.Ткаченко*, препринт ИФВЭ, 2003-13, 2003.
10. *А.Д.Сахаров*, ЖЭТФ, **83**, 1253, 1984.
11. *Э.Г.Аман, М.А.Марков*, ТМФ, **58**, 163, 1984.
12. *Р.Толмен*, Относительность, термодинамика и космология, Наука, М., 1974.
13. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян*, Астрофизика, **48**, 455, 2005.
14. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **51**, 151, 2008.
15. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **48**, 633, 2005.
16. *J.D.Bekenshtein*, Ann. Phys., (N.Y.) **82**, 535, 1974.
17. *К.П.Станюкович, В.Н.Мельников*, Гидродинамика поля и константы в теории гравитации, М., Энергоатомиздат, 1983.
18. *И.Н.Бронштейн, К.А.Семендяев*, "Справочник по математике", М., с.220, 1980.
19. *E.J.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa*, Int. J. Mod. Phys., D15, 1753, 2006.
20. *Н.А.Зайцев, В.Н.Мельников*, Проблемы теории гравитации и элементарных частиц, Атомиздат, М., 1979, вып. 10, с.131.
21. *В.Н.Мельников, Г.Д.Певцов*, Известия вузов, N4, 45, 1985.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 51, 2008 год

<i>Абрамян М.Г.</i> Вихревой механизм генерации астрофизических струй	201
<i>Абрамян М.Г.</i> Вихревой механизм коллимации и ускорения джетов	431
<i>Абрамян М.Г.</i> Ускоряющиеся вихри в сжимаемой среде	617
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г.</i> Роль скалярного поля в радиационно-доминантной эпохе развития Вселенной	151
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Чубарян Э.В.</i> Космологическая модель при наличии конформно-связанного скалярного поля	653
<i>Аветисян А.К.</i> Космологический взрыв как следствие резкого изменения квантовой статистики в ядерной материи	161
<i>Агарвал Р., Мишра Р.К.</i> Переходные явления в интенсивности космических лучей во время экстремальных событий	329
<i>Адибебян В.Ж.</i> Спектральное исследование семи НII-областей в галактиках Казаряна	75
<i>Айрапетян М.В.</i> Гравитационное излучение дифференциально вращающейся сверхтекучей нейтронной звезды	647
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	479
<i>Акопян А.А.</i> Долговременное изменение вспышечной активности вспыхивающих звезд	63
<i>Акопян А.А.</i> Статистическое исследование сверхновых типа Ib/c, II и их родительских галактик	89
<i>Амбарян</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	255
<i>Андреасян Р.Р., Мартин Ж.-М., Паронян Г.М.</i> Нейтральный водород в близких ЗС радиогалактиках	535
<i>Антонов В.А., Баранов А.С.</i> Роль формы перегиба угловой скорости для устойчивости газопылевой составляющей плоских галактик	523
<i>Арутюнян Г.А.</i> О природе сD галактик	173
<i>Арутюнян Г.А.</i> (см. <i>Биернака Моника</i>)	385
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	151
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	653
<i>Балли Дж.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	219
<i>Баранов А.С.</i> (см. <i>Антонов В.А.</i>)	523
<i>Барсунова О.Ю.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	5
<i>Биернака Моника, Флин Пиотр, Арутюнян Г.А.</i> Попытка проверки идеи Амбарцумяна о происхождении галактик. I. Форма скоплений галактик	385
<i>Бисноватый-Коган Г.С., Цупко О.Ю.</i> Сильное гравитационное линзирование на шварцшильдовской черной дыре	125
<i>Блашке Д.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	633

<i>Богданов М.Б., Черепашук А.М.</i> О модельно-независимом восстановлении распределения яркости по дискам звезд из высокоточных затменных кривых блеска	595
<i>Васильев Н.Л.</i> Корреляционный анализ крупномасштабной структуры по данным каталога SDSS DR5 LRG	393
<i>Витриченко Э.А.</i> Система BM Ori. V. Улучшение фотометрических элементов	501
<i>Герт Е.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	295
<i>Гигоян К.С., Энгельс Д., Маурон Н., Амбарян В.В., Росси К., Гуаланди Р.</i> Звезды поздних спектральных классов из обзора FBS. Новые углеродные звезды	255
<i>Глаголевский Ю.В., Герт Е.</i> Структура магнитных полей медленных CP-ротаторов: HD 9996, HD 188041	295
<i>Гринин В.П., Барсунова О.Ю., Шугаров С.Ю., Кролл П., Сергеев С.Г.</i> О крупномасштабной фотометрической активности звезд типа UX Ori	5
<i>Гуаланди Р.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	255
<i>Гюлзадян М.В., Петросян А.Р.</i> О связи галактик Второго Бюраканского обзора со скоплениями Цвикки. I. Результаты	423
<i>Гюльбудагян А.Л., Май Х.</i> Исследование необычного инфракрасного звездного скопления и области звездообразования "RCW 38 IR Cluster"	29
<i>Гюльбудагян А.Л., Май Х.</i> Область звездообразования BBW 36 в корме	469
<i>Джи-Жу Хе</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	189
<i>Джи-Жу Хе</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	555
<i>Докобо Х.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	229
<i>Докобо Х.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	445
<i>Дорошенко В.Т., Сергеев С.Г., Ефимов Ю.С., Климанов С.А., Назаров С.В.</i> BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. IV	41
<i>Драке Н.А.</i> (см. <i>Шаврина А.В.</i>)	607
<i>Епремян Р.А.</i> (см. <i>Оганесян Р.Н.</i>)	339
<i>Еретнова О.В., Свечников М.А., Эбель М.А.</i> Оценка вероятности открытия контактных ТДЗ в случае полного потемнения диска звезды к краю	285
<i>Ефимов Ю.С.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	41
<i>Иглесиас Р.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	445
<i>И-Кинг Чен</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	189
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	229
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	445
<i>Кашибадзе О.Г.</i> Многопараметрическая инфракрасная зависимость Талли-Фишера как инструмент картографирования косми-	

ческих потоков	409
<i>Кирушева С.Л.</i> (см. <i>Нагирнер Д.И.</i>)	109
<i>Климанов С.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	41
<i>Костандян Г.Р.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	445
<i>Крикорян Р., Седракян Д.М.</i> Тетрадная формулировка основных уравнений сверхпроводников II рода в искривленном пространстве	99
<i>Кролл П.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	5
<i>Кудрявцев Д.О.</i> (см. <i>Шаврина А.В.</i>)	607
<i>Любимков Л.С., Поклад Д.Б., Рачковская Т.М.</i> Стратификация фосфора в атмосфере химически пекулярной В-звезды HR 1512	239
<i>Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А., Никогосян Е.Г.</i> Поиски HН-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. IV. Новые потоки и объекты Хербига-Аро, связанные с кометарными туманностями	15
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	219
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	461
<i>Май Х.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	29
<i>Май Х.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	469
<i>Мальченко С.Л., Тарасов А.Е., Профили линий Na и Hβ в спектрах В и Ве-звезд в рассеянном звездном скоплении h/х Персея</i>	305
<i>Мартин Ж.-М.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	535
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	255
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Докобо Х.А., Карапетян А.А.</i> Спектральные наблюдения HН 448	229
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Докобо Х.А., Карапетян А.А., Костандян Г.Р., Иглесиас Р.</i> Спектральные наблюдения новоподобной звезды TT Aгi. II	445
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С.</i> Спектральные и фотометрические наблюдения звезды Y Oгi	567
<i>Метревели М.Д.</i> (см. <i>Оганесян Р.Н.</i>)	339
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Синамян П.К.</i>)	51
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Синамян П.К.</i>)	277
<i>Миртаджиев К.Т.</i> (см. <i>Нурутдинов С.Н.</i>)	487
<i>Михеев С.А., Цветков В.П.</i> Сдвиг точек бифуркации вращающихся намагниченных ньютоновских политропов, вызванный магнитным полем	321
<i>Мишра Р.К.</i> (см. <i>Агарвал Р.</i>)	329
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i>)	15
<i>Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю., Никогосян Е.Г., Балли Дж.</i> Поиски HН-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообра-	

звания. V. Две новые кометарные туманности в Персее	219
<i>Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю., Саргсян Д.М., Никогосян Е.Г.</i> Интегральная спектроскопия туманности GM 1-29 и звезды PY Сер	461
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i>)	543
<i>Нагирнер Д.И., Кирушева С.Л.</i> Нестационарное монохроматическое рассеяние излучения в одномерной среде: аналитическое и численное решения	109
<i>Назаров С.В.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	41
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i>)	15
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	219
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	461
<i>Нуритдинов С.Н., Миртаджиев К.Т., Султана Мариам.</i> О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска. I. Бароподобная и кольцеобразная моды возмущений	487
<i>Оганесян Дж.Б.</i> Идентификация пекулярных А-звезд. I. Анализ эквивалентных ширин спектральной полосы 2786-2810А и линии 4481 MgII для 137 А-звезд	577
<i>Оганесян Р.Н., Епремян Р.А., Метревели М.Д.</i> Двумерная спектральная классификация звезд вокруг звездного скопления NGC 2175	339
<i>Осипков Л.П.</i> Статистическая механика звездных систем: от Амбарцумяна и далее	505
<i>Паронян Г.М.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	535
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Гюлзадян М.В.</i>)	423
<i>Пинг Ви</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	555
<i>Поклад Д.Б.</i> (см. <i>Любимков Л.С.</i>)	239
<i>Полосухина Н.С.</i> (см. <i>Шаврина А.В.</i>)	607
<i>Рачковская Т.М.</i> (см. <i>Любимков Л.С.</i>)	239
<i>Росси К.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	255
<i>Саргсян Д.М.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	461
<i>Свечников М.А.</i> (см. <i>Еретнова О.В.</i>)	285
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Седракян Л.Р.</i> Торможение миллисекундных пульсаров из-за излучения гравитационных волн	479
<i>Седракян Д.М.</i> (см. <i>Крикорян Р.</i>)	99
<i>Седракян Д.М., Шахабасян К.М., Блашке Д., Шахабасян М.К.</i> Вихревая структура нейтронной звезды с кварковым "CFL" ядром	633
<i>Седракян Л.Р.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	479
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	5
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	41
<i>Синамян П.К., Микаелян А.М.</i> Спектральные наблюдения голубых звездных объектов FBS. Полоса $\delta = +39^\circ$	51
<i>Синамян П.К., Микаелян А.М.</i> Спектральные наблюдения голубых звездных объектов FBS. Полоса $\delta = +35^\circ$	277

<i>Султана Мариам</i> (см. <i>Нурутдинов С.Н.</i>)	487
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	229
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	445
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	567
<i>Тамбовцева Л.В.</i> Запыленный дисковый ветер в молодых двойных системах, наблюдаемых с полюса	267
<i>Тарасов А.Е.</i> (см. <i>Мальченко С.Л.</i>)	305
<i>Флин Пиотр</i> (см. <i>Биернака Моника</i>)	385
<i>Цветков В.П.</i> (см. <i>Михеев С.А.</i>)	321
<i>Цонг Джун</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	555
<i>Цупко О.Ю.</i> (см. <i>Бисноватый-Коган Г.С.</i>)	125
<i>Хачикян Э.Е., Мовсесян Т.А.</i> Поле скоростей в галактике с бурными очагами звездообразования Марк 8	543
<i>Хиао-Хиа Киан</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	189
<i>Хин-Фа Денг, Джи-Жу Хе, И-Кинг Чен, Хиао-Хиа Киан, Ченг-Хонг Луо</i> Зависимость характеристик ярких красных галактик от местного окружения	189
<i>Хин-Фа Денг, Джи-Жу Хе, Цонг Джун, Ченг-Хонг Луо, Пинг Ви</i> Основные характеристики групп галактик по пространственно-ограниченной выборке SDSSDR6	555
<i>Холтыгин А.Ф.</i> Диагностика плазмы планетарных туманностей	363
<i>Ченг-Хонг Луо</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	189
<i>Ченг-Хонг Луо</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	535
<i>Черепашук А.М.</i> (см. <i>Богданов М.Б.</i>)	595
<i>Чубарян Э.В.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	653
<i>Шаврина А.В., Полосухина Н.С., Драке Н.А., Кудрявцев Д.О.</i> Аномальное содержание лития в недавно открытой осциллирующей γ звезда северного полушария неба HD 12098	607
<i>Шахабасян К.М.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	633
<i>Шахабасян К.М., Шахабасян М.К.</i> О флуктуационном механизме возникновения протонных вихрей в сверхтекучем ядре нейтронной звезды	139
<i>Шахабасян М.К.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	633
<i>Шахабасян М.К.</i> (см. <i>Шахабасян К.М.</i>)	139
<i>Шугаров С.Ю.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	5
<i>Эбель М.А.</i> (см. <i>Еретнова О.В.</i>)	285
<i>Энгельс Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	255

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

О крупномасштабной фотометрической активности звезд типа UX Ori	
<i>В.П.Гринин, О.Ю.Барсунова, С.Ю.Шугаров, П.Кралл, С.Г.Сергеев</i>	5
Поиски HII-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. IV. Новые потоки и объекты Хербига-Аро, связанные с кометарными туманностями	
<i>Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян</i>	15
Исследование необычного инфракрасного звездного скопления и области звездообразования "RCW 38 IR Cluster"	
<i>А.Л.Гюльбудагян, Х.Май</i>	29
BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. IV	
<i>В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов, С.А.Климанов, С.В.Назаров</i>	41
Спектральные наблюдения голубых звездных объектов FBS. Полоса $\delta = +39^\circ$	
<i>П.К.Синамян, А.М.Микаелян</i>	51
Долговременное изменение вспышечной активности вспыхивающих звезд	
<i>А.А.Акопян</i>	63
Спектральное исследование семи HII-областей в галактиках Казаряна	
<i>В.Ж.Адибекян</i>	75
Статистическое исследование сверхновых типа Ib/c, II и их родительских галактик	
<i>А.А.Акопян</i>	89
Тетрадная формулировка основных уравнений сверхпроводников II рода в искривленном пространстве	
<i>Р.Крикорян, Д.М.Седракян</i>	99
Нестационарное монохроматическое рассеяние излучения в одномерной среде: аналитическое и численное решения	
<i>Д.И.Нагирнер, С.Л.Кирушева</i>	109
Сильное гравитационное линзирование на шварцшильдовской черной дыре	
<i>Г.С.Бисноватый-Коган, О.Ю.Цупко</i>	125
О флуктуационном механизме возникновения протонных вихрей в сверхтекучем ядре нейтронной звезды	
<i>К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян</i>	139
Роль скалярного поля в радиационно-доминантной эпохе развития Вселенной	
<i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян</i>	151
Космологический взрыв как следствие резкого изменения квантовой статистики в ядерной материи	
<i>А.К.Аветисян</i>	161

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

О природе сD галактик	<i>Г.А.Арутюнян</i>	173
Зависимость характеристик ярких красных галактик от местного окружения по данным SDSS6	<i>Хин-Фа Денг, Джи-Жу-Хе, И-Кинг Чен, Хиао-Хиа Киан, Ченг-Хонг Люо</i>	189
Вихревой механизм генерации астрофизических струй	<i>М.Г.Абрамян</i>	201
Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. V. Две новые кометарные туманности в Персее	<i>Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян, Е.Г.Никогосян, Дж.Балли</i>	219
Спектральные наблюдения HH 448	<i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян</i>	229
Стратификация фосфора в атмосфере химически пекулярной В-звезды HR 1512	<i>Л.С.Любимков, Д.Б.Поклад, Т.М.Рачковская</i>	239
Звезды поздних спектральных классов из обзора FBS. Новые углеродные звезды	<i>К.С.Гигоян, Д.Энгельс, Н.Маурон, В.В.Амбарян, К.Росси, Р.Гуаланди</i>	255
Запыленный дисковый ветер в молодых двойных системах, наблюдаемых с полюса	<i>Л.В.Тамбовцева</i>	267
Спектральные наблюдения голубых звездных объектов FBS. Полоса $\delta = +35^\circ$	<i>П.К.Синамян, А.М.Микаелян</i>	277
Оценка вероятности открытия контактных ТДЗ в случае полного потемнения диска звезды к краю	<i>О.В.Еретнова, М.А.Свечников, М.А.Эбель</i>	285
Структура магнитных полей медленных SP-ротаторов: HD 9996, HD 188041	<i>Ю.В.Глаголевский, Е.Герт</i>	295
Профили линий Na и H β в спектрах В и Ве-звезд в рассеянном звездном скоплении h/χ Персея	<i>С.Л.Мальченко, А.Е.Тарасов</i>	305
Сдвиг точек бифуркации вращающихся намагниченных ньютонских политропов, вызванный магнитным полем	<i>С.А.Михеев, В.П.Цветков</i>	321
Переходные явления в интенсивности космических лучей во время экстремальных событий	<i>Р.Агарвал, Р.К.Мишра</i>	329
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Двумерная спектральная классификация звезд вокруг звездного скопления NGC 2175	<i>Р.Н.Оганесян, Р.А.Епремян, М.Д.Метревели</i>	339

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

В.А.Амбарцумян - Жизнь в науке	343
Диагностика плазмы планетарных туманностей <i>А.Ф.Холтыгин</i>	363
Попытка проверки идеи Амбарцумяна о происхождении галактик. I. Форма скоплений галактик <i>Моника Биернака, Пиотр Флин, Г.А.Арутюнян</i>	385
Корреляционный анализ крупномасштабной структуры по данным каталога SDSS DR5 LRG <i>Н.Л.Васильев</i>	393
Многopараметрическая инфракрасная зависимость Талли-Фишера как инструмент картографирования космических потоков <i>О.Г.Кашибадзе</i>	409
О связи галактик Второго Бюраканского обзора со скоплениями Цвикки. I. Результаты <i>М.В.Голзадян, А.Р.Петросян</i>	423
Вихревой механизм коллимации и ускорения джетов <i>М.Г.Абрамян</i>	431
Спектральные наблюдения новоподобной звезды TT Aгi. II <i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Г.Р.Костандян, Р.Иглесиас</i>	445
Интегральная спектроскопия туманности GM 1-29 и звезды PV Сер <i>Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян, Д.М.Саргсян, Е.Г.Никогосян</i>	461
Область звездообразования ВВW 36 в корме <i>А.Л.Польбудагян, Х.Май</i>	469
Торможение миллисекундных пульсаров из-за излучения гравитационных волн <i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Л.Р.Седракян</i>	479
О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска. I. Бароподобная и кольцеобразная моды возмущений <i>С.Н.Нурутдинов, К.Т.Миртаджиева, Мариам Султана</i>	487
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Система ВМ Oгi. V. Улучшение фотометрических элементов <i>Э.А.Витриченко</i>	501

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Статистическая механика звездных систем: от Амбарцумяна и далее	<i>Л.П.Осипков</i>	505
Роль формы перегиба угловой скорости для устойчивости газопылевой составляющей плоских галактик	<i>В.А.Антонов, А.С.Баранов</i>	523
Нейтральный водород в близких ЗС радиогалактиках	<i>Р.Р.Андреасян, Ж.-М.Мартин, Г.М.Паронян</i>	535
Поле скоростей в галактике с бурными очагами звездообразования MARK 8	<i>Э.Е.Хачикян, Т.А.Мовсесян</i>	543
Основные характеристики групп галактик по пространственно-ограниченной выборке SDSS DR6	<i>Хин-Фа Денг, Джи-Жу-Хе, Цонг Джун, Ченг-Хонг Луо, Пинг Ви</i>	555
Спектральные и фотометрические наблюдения звезды Y Ogi	<i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян</i>	567
Идентификация пекулярных А-звезд. I. Анализ эквивалентных ширин спектральной полосы 2786-2810 Å и линии 4481 MgII для 137 А-звезд	<i>Дж.Б.Оганесян</i>	577
О модельно-независимом восстановлении распределения яркости по дискам звезд из высокоточных затменных кривых блеска	<i>М.Б.Богданов, А.М.Черепашук</i>	595
Аномальное содержание лития в недавно открытой осциллирующей гоАр звезде северного полушария неба HD 12098	<i>А.В.Шаврина, Н.С.Полосухина, Н.А.Драке, Д.О.Кудрявцев</i>	607
Ускоряющиеся вихри в сжимаемой среде	<i>М.Г.Абрамян</i>	617
Вихревая структура нейтронной звезды с кварковым "CFL" ядром	<i>Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Д.Блашке, М.К.Шахабасян</i>	633
Гравитационное излучение дифференциально вращающейся сверхтекучей нейтронной звезды	<i>М.В.Айрапетян</i>	647
Космологическая модель при наличии конформно-связанного скалярного поля	<i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Э.В.Чубарян</i>	653

CONTENTS

Number 1

- On the large-scale photometric activity of the UX Ori type stars
V.P.Grinin, O.Yu.Barsunova, S.Yu.Shugarov, P.Kroll, S.G.Sergeev 5
- Search for HH objects and emission stars in star formation regions.
IV. New HH flows and HH objects related with cometary nebulae
T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, E.G.Nikogossian 15
- Investigation of conspicuous infrared star cluster and star-forming region "RCW 38 IR cluster"
A.L.Gyulbudaghian, J.May 29
- BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. IV
V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, Yu.S.Efimov, S.A.Klimanov, S.V.Nazarov 41
- Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +39^\circ$
P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian 51
- Long-time variation of flare stars activity
A.A.Akopian 63
- The spectral investigation of seven HII regions in Kazarian galaxies
V.Zh.Adibekyan 75
- The statistical investigation of type Ib/c, II supernovae and their host galaxies
A.A.Akobyán 89
- Tetrad formulation of the basic equations of type II superconductors in curved space-time
R.Krikorian, D.M.Sedrakian 99
- Time-dependent monochromatic scattering of radiation in one-dimensional medium: analytical and numerical solutions
D.I.Nagirner, S.L.Kirusheva 109
- Strong gravitational lensing by schwarzschild black hole
G.S.Bisnovatyí-Kogan, O.Yu.Tsupko 125
- On the fluctuational mechanism of formation of proton vortices in the superfluid core of a neutron star
K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan 139
- Role of a scalar field in the radiation dominated epoch of the Universe evolution
R.M.Avakyan, G.H.Haroutunyan 151
- Cosmological bang as a consequence of a sharp breakdown of quantum statistics in the nuclear matter
A.K.Avetissian 161

CONTENTS

Number 2

On the nature of cD galaxies	<i>H.A.Harutyunian</i>	173
The local environmental dependence of properties of luminous red galaxies (LRGs) from the SDSS data Release 6 (SDSS6)	<i>Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Yi-Qing Chen, Xiao-Xia Qian, Cheng-Hong Luo</i>	189
The vortical mechanism of generation of the astrophysical jets	<i>M.G.Abrahamyan</i>	201
Search for HH objects and emission stars in star formation regions. V. Two new cometary nebulae in Perseus cloud	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, E.H.Nikogossian, J.Bally</i>	219
Spectral observations of HH 448	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazjan, J.A.Docobo, A.A.Karapetian</i>	229
Phosphorus stratification in the atmosphere of the chemically peculiar B-type star HR 1512	<i>L.S.Lyubimkov, D.B.Poklad, T.M.Rachkovskaya</i>	239
Late-type stars found in the FBS. New carbon stars	<i>K.S.Gigoyan, D.Engels, N.Mauron, V.V.Hambaryan, C.Rossi, R.Gualandi</i>	255
Dusty disk wind in young binaries seen pole-on	<i>L.V.Tambovtseva</i>	267
Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +35^\circ$	<i>P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian</i>	277
Estimating of the discovery probabilities for contact CBS in case of total limb darkening	<i>O.V.Eretnova, M.A.Svechnikov, M.A.Ebel</i>	285
The structure of the magnetic field of the slow rotators: HD 9996, HD 188041	<i>Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth</i>	295
The line profiles of the H α and H β in the spectra of B and Be stars in the young open stellar cluster <i>h</i> / χ Persei	<i>S.L.Malchenko, A.E.Tarasov</i>	305
The shift of bifurcation points of rotating magnetic newtonian politrops caused by magnetic field	<i>S.A.Mithev, V.P.Tsvetkov</i>	321
Transient phenomena in cosmic ray intensity during extreme events	<i>Rekha Agarwal, Rajesh K.Mishra</i>	329
NOTES		
Two-dimensional spectral classification of stars in the direction of open stellar cluster NGC 2175	<i>R.Kh.Hovhannesian, R.A.Epremian, M.D.Metreveli</i>	339

CONTENTS

Number 3

V.A.Ambartsumian - A life in science	343
Diagnostics of planetary nebulae plasma	
	<i>A.F.Kholtygin</i> 363
An attempt to test the Ambartsumian's idea of galaxy origin I.	
Galaxy clusters' shape	
	<i>Monika Biernacka, Piotr Flin, H.A.Harutyunyan</i> 385
Large scale structure correlation analysis of SDSS DR5 LRG catalog data	
	<i>N.L.Vasilyev</i> 393
Multiparametric infrared Tully-Fisher relation as a tool for cosmic flows mapping	
	<i>O.G.Kashibadze</i> 409
On the relation of second Byurakan survey galaxies with Zwicky clusters. I. Data	
	<i>M.V.Gyulzadian, A.R.Petrosian</i> 423
The vortical mechanism of collimation and acceleration of jets	
	<i>M.G.Abrahamyan</i> 431
Spectral observations of Novalike star TT Ari. II	
	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, G.R.Kostandian, R.Iglesias</i> 445
Integral-field spectroscopy of GM 1-29 Nebula and PV Cep star	
	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, D.M.Sargsyan, E.H.Nikogossian</i> 461
Star-forming region BBW 36 in Puppis	
	<i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i> 469
The millisecond pulsars' spin-down due to gravitational radiation	
	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, L.R.Sedrakian</i> 479
On instabilities of a non-stationary model of self-gravitating disk. I.	
Bar and ring perturbation modes	
	<i>S.N.Nuritdinov, K.T.Mirtadjieva, Mariam Sultana</i> 487
NOTES	
The BM Ori system. V. Improvement of photometric elements.	
	<i>E.A.Vitrichenko</i> 501

CONTENTS

Number 4

Statistical mechanics of stellar systems: from Ambartsumian and later	<i>L.P.Ossipkov</i>	505
The role of the inflection form of the angular velocity for the stability of the gas-dust component of plane galaxies	<i>V.A.Antonov, A.S.Baranov</i>	523
The neutral hydrogen in the nearby 3C radio galaxies	<i>R.R.Andreasyan, J.-M.Martin, G.M.Paronyan</i>	535
The velocity in the galaxy with the vigerous centrs of starburst Mark 8	<i>E.Ye.Khachikian, T.A.Movsessian</i>	543
The basic properties of galaxy groups from the volume-limited main galaxy sample of SDSS DR6	<i>Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Song Jun, Cheng-Hong Luo, Ping Wu</i>	555
Spectral and photometric observations of Y Ori	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian</i>	567
Identification of peculiar A-stars. I. Analysis of equivalent widths of a spectral detail 2786-2810 Å and of a line 4481 MgII for 137 A-stars	<i>J.B.Ohanesyan</i>	577
On the model-independent restoration of brightness distribution across the disks of stars from the high-precision eclipse light curves	<i>M.B.Bogdanov, A.M.Cherepashchuk</i>	595
Anomalous lithium abundance for roAp star HD12098 recently discovered on northern hemisphere of sky	<i>A.Shavrina, N.Polosukhina, N.Drake, D.Kudryavtsev</i>	607
Accelerated whirlwinds in the compressible medium	<i>M.G.Abrahamyan</i>	617
The vortex structure of a neutron star with "CFL" quark core	<i>D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan, D.Blaschke, M.K.Shahabasyan</i>	633
Gravitational radiation from differentially rotating superfluid neutron star	<i>M.V.Hayrapetyan</i>	647
Cosmological models in the presence of the conform-connected scalar field	<i>R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, E.V.Chubaryan</i>	653

CONTENTS

tistical mechanics of stellar systems: from Ambartsumian and later	<i>L.P.Ossipkov</i> 50:
The role of the inflection form of the angular velocity for the stability of the gas-dust component of plane galaxies	<i>V.A.Antonov, A.S.Baranov</i> 523
The neutral hydrogen in the nearby 3C radio galaxies	<i>R.R.Andreasyan, J.-M.Martin, G.M.Paronyan</i> 535
The velocity in the galaxy with the vigerous centrs of starburst Mark 8	<i>E.Ye.Khachikian, T.A.Movsessian</i> 543
The basic properties of galaxy groups from the volume-limited main galaxy sample of SDSS DR6	<i>Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Song Jun, Cheng-Hong Luo, Ping Wu</i> 555
Spectral and photometric observations of Y Ori	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian</i> 567
Identification of peculiar A-stars. I. Analysis of equivalent widths of a spectral detail 2786-2810 Å and of a line 4481 MgII for 137 A-stars	<i>J.B.Ohanesyan</i> 577
On the model-independent restoration of brightness distribution across the disks of stars from the high-precision eclipse light curves	<i>M.B.Bogdanov, A.M.Cherepashchuk</i> 595
Anomalous lithium abundance for roAp star HD12098 recently discovered on northern hemisphere of sky	<i>A.Shavrina, N.Polosukhina, N.Drake, D.Kudryavtsev</i> 607
Accelerated whirlwinds in the compressible medium	<i>M.G.Abrahamyan</i> 617
The vortex structure of a neutron star with "CFL" quark core	<i>D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan, D.Blaschke, M.K.Shahabasyan</i> 633
Gravitational radiation from differentially rotating superfluid neutron star	<i>M.V.Hayrapetyan</i> 647
Cosmological models in the presence of the conform-connected scalar field	<i>R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, E.V.Chubaryan</i> 653

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПЕКУЛЯРНЫХ А-ЗВЕЗД. I. АНАЛИЗ
ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ
2786-2810 Å И ЛИНИИ 4481MgII ДЛЯ 137 А-ЗВЕЗД

Дж.Б.Оганесян 577

О МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ РАСПРЕ-
ДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ПО ДИСКАМ ЗВЕЗД ИЗ ВЫСОКОТОЧ-
НЫХ ЗАТМЕННЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

М.Б.Богданов, А.М.Черепашук 595

АНОМАЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В НЕДАВНО ОТКРЫ-
ТОЙ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ γ Orp ЗВЕЗДЕ СЕВЕРНОГО ПОЛУ-
ШАРИЯ НЕБА HD 12098

А.В.Шаврина, Н.С.Полосухина, Н.А.Драке, Д.О.Кудрявцев 607

УСКОРЯЮЩИЕСЯ ВИХРИ В СЖИМАЕМОЙ СРЕДЕ

М.Г.Абрамян 617

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С КВАР-
КОВЫМ "CFL" ЯДРОМ

Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Д.Блашке, М.К.Шахабасян 633

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

М.В.Айрапетян 647

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРИ НАЛИЧИИ КОНФОРМНО-
СВЯЗАННОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Э.В.Чубарян 653