

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 61

МАЙ, 2018

ВЫПУСК 2

ПАМЯТИ АКАДЕМИКА Э.Е.ХАЧИКЯНА	163
МОДЕЛЬ ДИНАМО В ТОРЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВО ВНЕШНИХ КОЛЬЦАХ ГАЛАКТИК	
<i>Е.А.Михайлов</i>	165
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ PKS 0625-35	
<i>В.Багмяян, М.Туманян, Н.Саакян, Ю.Варданян</i>	179
ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД ТИПА RR ЛИРЫ ПОЛЯ КАК ИНДИКАТОР ЭВОЛЮЦИИ ПОДСИСТЕМ ГАЛАКТИКИ	
<i>В.А.Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль, Э.И.Воробьев</i>	191
ИССЛЕДОВАНИЕ ШАРОВОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 7006	
<i>А.И.Герашенко, Ю.К.Апаньевская</i>	207
ПЕРВЫЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОТКРЫТЫХ СКОПЛЕНИЙ ДОЛИДЗЕ 32 И 36	
<i>М.Амин, В.Г.Есанури, А.А.Арун</i>	221
ВОЗМОЖНО ЛИ ЧАСТИЧНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ ВЕЩЕСТВА В КОМПОНЕНТАХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ?	
<i>Е.И.Старичин</i>	235

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)  
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)  
Ժ.Ալեյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), **Յու.Ն.Գնեդին** (Ռուսաստան),  
Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), **Է.Ե.Խաչիկյան** (Հայաստան), Ի.Գ.Վարաչենցև (Ռուսաստան),  
Տ.Յու.Մաղաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միրայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան),  
Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո  
(Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեյնտնիկով (Ռուսաստան),  
Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Դ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

### Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)  
Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)  
Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), **Ю.Н.Гнедин** (Россия),  
И.Д.Караченцев (Россия), Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения),  
Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсемян (Армения), В.П.Решетников (Россия),  
Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Д.М.Седракян (Армения), Е.Терзян (США), М.Туратто  
(Италия), **Э.Е.Хачикян** (Армения), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия),  
Ю.А.Шекинов (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.

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

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



### Памяти академика Э.Е.Хачикяна

Редакция журнала "Астрофизика" и Бюраканская астрофизическая обсерватория понесли тяжелую утрату. На 90-м году ушел из жизни выдающийся армянский астрофизик, действительный член НАН Армении, Эдуард Еремович Хачикян.

Родился Э.Е.Хачикян 16-го декабря 1928 года в г. Ереване. После окончания Ереванского государственного университета Э.Е.Хачикян поступил на работу в Бюраканскую астрофизическую обсерваторию, с которой связана вся его научная деятельность. Первые его работы появились в годы аспирантуры в Ленинградском государственном университете (1952-1955гг.), где его научным руководителем был В.А.Домбровский. В указанный период были получены важные результаты, относящиеся поляризации излучения Крабовидной туманности. Именно Э.Е.Хачикяну принадлежит открытие поляризации крайне высокой степени в некоторых областях данной туманности. В области физики туманностей известна его работа, выполненная совместно с американским астрономом Дж.Гринстейном, о выбросе материи из ядра кометарной туманности.

Однако вся дальнейшая научная деятельность Э.Е.Хачикяна была посвящена галактической астрономии. Особое место в ней занимает изучение галактик с ультрафиолетовым избытком, получивших в дальнейшем название

галактик Маркаряна. По поручению В.А.Амбарцумяна именно Э.Е.Хачикян на крупных телескопах США получил первые спектры указанных галактик. Наиболее важным результатом, полученным в данной области Э.Е.Хачикяном совместно с американским ученым Д.Видманом, является оценка относительного количества сейфертовских галактик среди галактик с ультрафиолетовым избытком. Ими же была произведена классификация сейфертовских галактик в результате которой последние были разделены на два класса. Известны исследования Э.Е.Хачикяна по изучению явления кратности ядер галактик и их эволюции. О признании его заслуг в области физики галактик, свидетельствует тот факт, что Э.Е.Хачикян в 1991-1994гг. являлся президентом комиссии 28 "Галактики" Международного Астрономического Союза. В разные годы Э.Е.Хачикян входил в состав различных всесоюзных и международных советов и комиссий по астрономии.

Э.Е.Хачикян около десяти лет руководил Бюраканской обсерваторией. Долгие годы он являлся заместителем редактора журнала "Астрофизика". Следует особо отметить заслуги Э.Е.Хачикяна в деле подготовки научных кадров. В Ереванском государственном университете он преподавал различные астрономические дисциплины, был руководителем целого ряда диссертационных работ.

Э.Е.Хачикян по натуре был весьма активным и отзывчивым человеком. Память о нем будет долго жить в сердцах всех тех, кто его знал.

Редакционная коллегия  
ж. "Астрофизика"

МОДЕЛЬ ДИНАМО В ТОРЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВО ВНЕШНИХ  
КОЛЬЦАХ ГАЛАКТИК

Е.А.МИХАЙЛОВ

Поступила 16 сентября 2017

Принята к печати 7 марта 2018

В настоящее время практически не вызывает сомнений, что в некоторых спиральных галактиках присутствуют магнитные поля напряженностью несколько мкГс. Их возникновение связано с действием механизма динамо. Уравнения теории динамо достаточно сложны, поэтому часто используется планарное приближение, которое исходит из того, что галактический диск достаточно тонкий, поэтому можно заменить некоторые частные производные на алгебраические выражения. У некоторых галактик есть внешние кольца, в которых также можно предположить существование магнитных полей. Их генерация может быть также исследована с помощью планарного приближения, однако ввиду того, что оно было разработано не для колец, а для тонких дисков, в данном случае можно получить лишь качественный результат. Поэтому для изучения данного процесса используется модель динамо в торе. С ее помощью был проведен анализ возможных сценариев эволюции магнитного поля во внешних кольцах. Получено, что при не очень интенсивных движениях генерируется поле, обладающее квадрупольной симметрией. При более быстрых движениях возможен рост дипольной составляющей поля, получение которой принципиально невозможно при использовании планарного приближения.

Ключевые слова: *внешние кольца галактик; теория динамо*

1. *Введение.* В настоящее время надежно установлено, что ряд спиральных галактик обладает магнитными полями напряженностью в несколько мкГс. С наблюдательной точки зрения свидетельством их существования является фарадеевское вращение плоскости поляризации электромагнитного излучения, измеряемое на современных радиотелескопах [1]. Стоит отметить значимые результаты, полученные в последние десятилетия с помощью таких инструментов, как LOFAR [2], VLA [3] и других [4]. В будущем имеются планы исследования галактического магнетизма с помощью строящегося радиотелескопа SKA [5,6]. Возникновение полей описывается с помощью механизма динамо. Он основан на совместном действии дифференциального вращения и альфа-эффекта, связанного с закрученностью турбулентных движений ионизированной компоненты межзвездного газа. Одновременно магнитное поле ослабляется за счет действия турбулентной диффузии, которая способствует его диссипации. Ввиду этого генерация

магнитного поля является пороговым эффектом. При определенных значениях соответствующих управляющих параметров динамо, магнитное поле растет, в противном случае оно может лишь затухать [6].

Эволюция крупномасштабных полей галактик описывается с помощью так называемого уравнения Штесенбека-Краузе-Рэдлера, которое является следствием усреднения уравнений магнитной гидродинамики по характерным масштабам порядка 50 - 100 пк [7,8]. Оно достаточно сложно для изучения, поэтому, как правило, генерация описывается с помощью так называемого планарного приближения, которое использует тот факт, что галактический диск достаточно тонкий, поэтому можно считать, что магнитное поле лежит в экваториальной плоскости, а компонентой магнитного поля, перпендикулярной к ней, можно пренебречь. Кроме того, частные производные магнитного поля вдоль вертикального направления могут быть заменены на алгебраические выражения [9-13]. В таком случае уравнения для генерации поля становятся заметно проще и не содержат зависимости от расстояния до экваториальной плоскости. Результаты, даваемые планарным приближением, хорошо согласуются с данными астрономических наблюдений. Возможность генерации магнитного поля характеризуется так называемым динамо-числом, которое имеет определенное критическое значение. При его превышении затухание поля сменяется его ростом [11,12].

Кроме того, ряд галактик обладает так называемыми внешними кольцами [14]. Они располагаются на некотором расстоянии от основной части галактики и имеют относительно небольшую ширину. В них также присутствует ионизованный газ, для которого свойственны турбулентные движения. Кроме того, во внешних кольцах можно обнаружить дифференциальное вращение. Все это позволяет предполагать существование магнитных полей в данных объектах, рост которых должен быть также обусловлен действием механизма динамо [15].

В настоящее время существует определенный недостаток наблюдательных данных о магнитных полях во внешних кольцах галактик. В связи с этим представляется важным промоделировать возможные сценарии эволюции поля и указать параметры объектов, при которых можно ожидать его роста, а при каких возбуждение механизма динамо является маловероятным.

При этом возможность применения планарного приближения в случае внешних колец оказывается весьма спорной. В отличие от основной части галактики, размеры которой в радиальном направлении существенно превышают полутолщину, ширина внешнего кольца оказывается вполне сопоставимой с ней. Поэтому требуется использовать другие представления о магнитном поле, учитывающие его зависимость от расстояния до экваториальной плоскости.

Поскольку форма внешнего кольца оказывается достаточно близкой к

тору, удобно использовать модель магнитного поля в торе. В таком случае можно рассмотреть модель магнитного поля в виде комбинации тороидальной компоненты и части векторного потенциала, характеризующей полоидальную составляющую магнитного поля. В случае наличия осевой симметрии модель сводится к системе из двух уравнений, которые могут быть решены численно [16-19].

В данной работе был изучен вопрос о возможности генерации магнитного поля с использованием двух различных подходов. Первый основывается на планарном приближении, второй - на модели динамо в торе. Для того, чтобы возможно было сравнить результаты, даваемые обеими моделями, уравнения планарного приближения переписаны в тех же безразмерных переменных, которые использовались для модели динамо в торе. Были получены пороговые значения управляющих параметров, при которых возможен рост магнитного поля в том или ином случае. Хотя они и отличаются в силу вполне понятных причин, качественно результаты оказываются в обоих случаях схожими. Исследован вопрос о влиянии нелинейных эффектов (связанных с насыщением его роста при приближении напряженности магнитного поля к значению, соответствующему равномерному распределению по энергии) на эволюцию магнитного поля.

Можно сделать вывод о том, что генерация магнитного поля в целом ряде внешних колец вполне возможна. Конечно, для этого необходимы достаточно жесткие условия, которым, однако, удовлетворяют не все объекты. В частности, внешние кольца должны быть достаточно широкими - в противном случае процессы затухания магнитного поля будут превалировать над генерацией, обусловленной механизмом динамо. Приводятся типичные зависимости магнитного поля от времени в различных случаях.

Отметим, что рост магнитного поля за счет описанных явлений - не единственная возможность для возникновения магнитных полей во внешних кольцах галактик. В частности, возможен перенос поля из внутренних частей галактики за счет распространения нелинейных волн из основной части галактики, который известен в математической физике как эффект Колмогорова -Петровского-Пискунова [15,20-22]. Особую роль данный механизм должен играть в случае так называемых полярных колец, которые располагаются в плоскости, не совпадающей с экваториальной плоскостью галактики.

2. *Модель для магнитного поля галактики.* Магнитное поле  $H$  как галактик, так и внешних колец состоит из двух основных компонентов - крупномасштабной  $B$  и мелкомасштабной  $b$  [6,13]:

$$H = B + b.$$

Эволюция мелкомасштабной составляющей описывается с помощью

уравнения Штеенбека-Краузе-Рудлера, получаемого при осреднении основных уравнений магнитной гидродинамики [8]:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V}, \mathbf{V}] + \text{rot}(\alpha \mathbf{V}) + \eta \Delta \mathbf{V}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{V} = r\Omega \mathbf{e}_\phi$  - скорость крупномасштабных движений ( $r$  - расстояние до центра галактики,  $\Omega$  - скорость ее вращения),  $\alpha$  - коэффициент, характеризующий альфа-эффект (связанный с закрученностью турбулентных движений),  $\eta = l\nu/3$  - коэффициент, характеризующий турбулентную диффузию ( $l$  - типичный масштаб турбулентности, составляющий величину 50 - 100 пк и совпадающий с типичными размерами областей, в которых сосредоточена мелкомасштабная составляющая галактического магнитного поля,  $\nu$  - скорость турбулентных движений).

Как правило, уравнение (1) решается не в явном виде (ввиду того, что это достаточно сложно и требует значительных вычислительных ресурсов), а с использованием одного из приближений, позволяющих понизить размерность задачи. В случае внешних колец можно предположить наличие осевой симметрии, что дополнительно облегчает процесс решения задачи. В случае основной части галактики хорошо себя зарекомендовало планарное приближение [10].

**2.1. Планарное приближение.** Предположим, что магнитное поле лежит в плоскости диска, поэтому в случае использования цилиндрической системы координат  $r$ - $\phi$ - $z$  для нас будут существенны лишь компоненты  $B_r$  и  $B_\phi$ . Кроме этого, предположим, что альфа-эффект является нечетной функцией расстояния до экваториальной плоскости [9,23]:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{z}{h},$$

где  $h$  - полутолщина кольца. Характерная величина альфа-эффекта связана с действием кориолисовой силы и может быть описана так:

$$\alpha_0 = \frac{\Omega l^2}{h}.$$

Можно считать, что магнитное поле зависит от расстояния до экваториальной плоскости по следующему закону [11]:

$$B_r(r, z) = B_r(r, 0) \cos\left(\frac{\pi z}{2h}\right), \quad B_\phi(r, z) = B_\phi(r, 0) \cos\left(\frac{\pi z}{2h}\right),$$

поэтому производные магнитного поля вдоль вертикального направления можно заменить на довольно простые выражения [13]:

$$\frac{\partial^2 B_r}{\partial z^2} = -\frac{\pi^2}{4h^2} B_r, \quad \frac{\partial^2 B_\phi}{\partial z^2} = -\frac{\pi^2}{4h^2} B_\phi.$$

Тогда векторное уравнение (1) сведется к системе из двух скалярных уравнений (предполагается наличие плоской кривой вращения, для которой  $d\Omega/dr = -\Omega/r$ ):

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{\Omega I^2}{h^2} B_\phi - \eta \frac{\pi^2}{4h^2} B_r + \eta \Delta_r B_r, \quad (2)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\Omega B_r - \eta \frac{\pi^2}{4h^2} B_\phi + \eta \Delta_r B_\phi, \quad (3)$$

где  $\Delta_r$  - часть оператора Лапласа, связанная с производными по расстоянию до центра галактики.

Удобно использовать безразмерные переменные. Время возможно измерять в единицах  $a^2/\eta$ , где  $a$  - полуширина внешнего кольца (см. рис.1). Расстояния

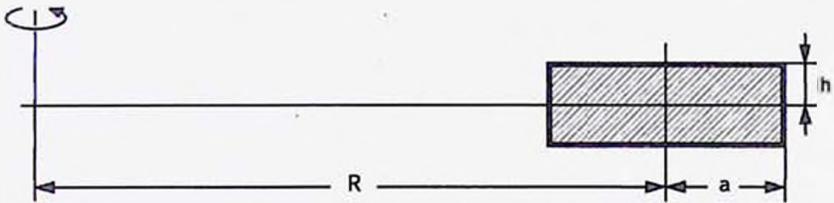


Рис.1. Схема внешнего кольца галактики.

измеряются в расстояниях до центра галактики  $R$ . Таким образом, используются переменные  $\tilde{r} = r/R$ ,  $\tilde{z} = z/R$ ,  $\tilde{t} = t\eta/a^2$ . С целью сокращения записи "тильды" мы будем в дальнейшем опускать. Тогда система уравнений (2)-(3) для магнитного поля будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -S_\alpha B_\phi - \frac{\pi^2 k^2}{4} B_r + \lambda^2 \Delta_r B_r, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -S_\omega B_r - \frac{\pi^2 k^2}{4} B_\phi + \lambda^2 \Delta_r B_\phi, \quad (5)$$

где  $k = a/h$  характеризует соотношение между полушириной и полутолщиной внешнего кольца,  $\lambda = a/R$  соотношение между расстоянием до центра и полушириной. В таких переменных расстояние до центра галактики будет единичным, а полуширина кольца равна  $\lambda$ . Коэффициент  $S_\alpha = 3\Omega I a^2 / \nu h^2$  характеризует альфа-эффект,  $S_\omega = 3\Omega a^2 / I \nu$  - дифференциальное вращение.

Оценим возможность генерации магнитного поля. Радиальную часть оператора Лапласа можно заменить на следующее выражение:

$$\Delta_r \approx -\frac{\pi^2}{4\lambda^2}.$$

Тогда система уравнений (4)-(5) (в таком случае частные производные

можно заменить на полные) сведется к виду:

$$\frac{dB_r}{dt} = -S_\alpha B_\varphi - \frac{\pi^2 k^2}{4} B_r - \frac{\pi^2}{4} B_r, \quad (6)$$

$$\frac{dB_\varphi}{dt} = -S_\omega B_r - \frac{\pi^2 k^2}{4} B_\varphi - \frac{\pi^2}{4} B_\varphi. \quad (7)$$

Предполагая, что магнитное поле растет по экспоненциальному закону:

$$B_r \propto \exp(\gamma t), \quad B_\varphi \propto \exp(\gamma t),$$

можно получить следующие скорости роста:

$$\gamma = -\frac{\pi^2}{4} (1 + k^2) \pm \sqrt{S_\alpha S_\omega}.$$

Введем число, характеризующее совместное действие альфа-эффекта и дифференциального вращения:

$$Q = S_\alpha S_\omega = \frac{9\Omega^2 a^4}{v^2 h^2}.$$

Одна из скоростей роста магнитного поля будет всегда отрицательной, знак второй зависит от безразмерного параметра  $Q$ , характеризующего соотношение между дифференциальным вращением, альфа-эффектом и диссипацией, связанной с турбулентными движениями. Чем выше интенсивность первых двух механизмов по сравнению с диссипацией, тем больше величина  $Q$ . Рост магнитного поля возможен, если хотя бы одна из скоростей роста положительна. Это достигается в ситуации, когда  $Q > Q_{cr}$  где:

$$Q_{cr} = \frac{\pi^4}{16} (1 + k^2)^2.$$

Смысл  $Q$  примерно тот же, что и у динамо-числа  $D$ , известного в теории галактического динамо [11]. Возможность роста магнитного поля во внешнем кольце связана с соотношением между его радиальными и вертикальными размерами, характеризуемого числом  $k$ . В частности, если полуширина равна полутолщине,  $k = 1$ . Тогда:

$$Q_{cr} = 24.4.$$

Данная оценка получена из достаточно грубых соображений. Поэтому имеет смысл проверить ее численно. Задача решалась с граничными условиями:

$$B_r|_{r=1-\lambda} = B_r|_{r=1+\lambda} = B_\varphi|_{r=1-\lambda} = B_\varphi|_{r=1+\lambda} = 0.$$

Тороидальная компонента магнитного поля в случае, когда порог генерации превышен, показана на рис.2. Отметим, что в данном случае возможен рост лишь квадрупольного магнитного поля - это принципиальное ограничение, следующее из построения планарного приближения. Кроме того, планарное

приближение исходит из того, что размеры объекта в вертикальном направлении существенно меньше, чем в экваториальной плоскости. Поэтому рассмотренный нами случай  $k=1$  (когда они равны) не вполне корректен. Ввиду этого имеет смысл рассмотреть другую модель, учитывающую зависимость от расстояния до экваториальной плоскости.

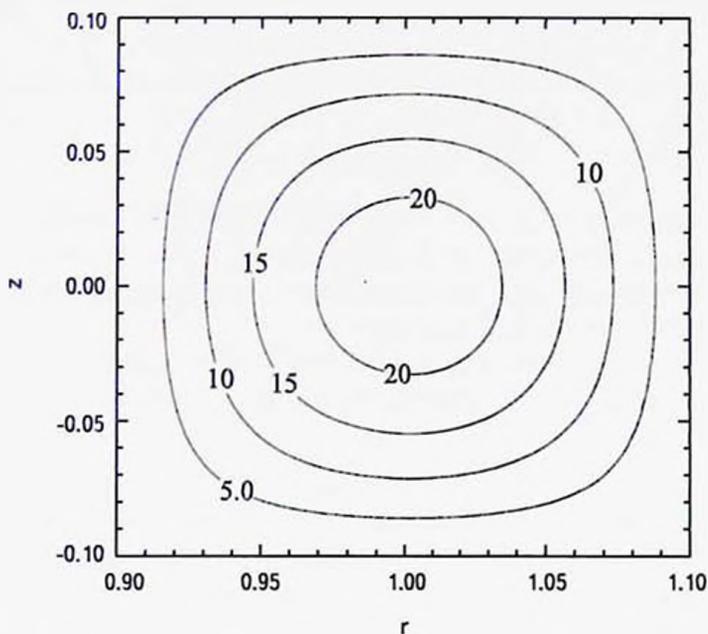


Рис.2. Торoidalное магнитное поле, полученное в рамках планарного приближения при  $t=3$ ,  $S_{\phi}=4$ ,  $S_{\omega}=15$ .

**2.2. Динамо в торе.** Форма внешнего кольца оказывается достаточно близкой к тору. Поэтому при изучении в них магнитных полей весьма актуальной является модель динамо в торе [16-19]. Можно разделить крупномасштабную составляющую магнитного поля на две части:

$$\mathbf{B} = B\mathbf{e}_{\phi} + \text{rot}(A\mathbf{e}_{\phi}), \tag{8}$$

где  $B$  - торoidalная компонента,  $A$  - часть векторного потенциала, характеризующая полоидальную компоненту.

Тогда, если считать, что торoidalная составляющая существенно превышает полоидальную, а конфигурация поля является осесимметричной, мы получаем следующие уравнения для эволюции [19]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\Omega l^2 z}{h a} B + \eta \Delta A, \tag{9}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \Omega \frac{\partial A}{\partial z} + \eta \Delta B. \quad (10)$$

Отметим, что оператор Лапласа подразумевает дифференцирование по переменным  $r$  и  $z$ . Систему уравнений (9)-(10) удобно переписать, используя те же безразмерные переменные, что и в случае планарного приближения (см. выше):

$$\frac{\partial A}{\partial t} = S_a z B + \lambda^2 \Delta A, \quad (11)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = S_m \frac{\partial A}{\partial z} + \lambda^2 \Delta B. \quad (12)$$

Логично предположить, что возможность генерации магнитного поля будет также определяться числом  $Q$ . Данная модель более сложна для оценок, чем планарное приближение. Поэтому приведем качественные оценки, которые дадут лишь приблизительный результат.

Произведение тороидального магнитного поля на расстояние до экваториальной плоскости можно грубо оценить так:

$$zB \sim \frac{\lambda B}{2}.$$

Производную компоненты векторного потенциала, отвечающей за полюидальное поле, оценим следующим образом (считая, что характерный пространственный масштаб изменения векторного потенциала равен  $\lambda$ ):

$$\frac{\partial A}{\partial z} \sim \frac{A}{\lambda}.$$

Обращаем внимание, что в данном случае все линейные размеры измеряются в безразмерных величинах (единица измерения соответствует радиусу внешнего кольца). В рамках таких единиц переменные изменяются в пределах  $-\lambda < z < \lambda$ ,  $1 - \lambda < r < 1 + \lambda$ .

Аналогично тому, как это делалось для планарного приближения, лапласианы можно заменить так:

$$\Delta A = -\frac{\pi^2}{2\lambda^2} A, \quad \Delta B = -\frac{\pi^2}{2\lambda^2} B.$$

Тогда систему уравнений (11)-(12) для эволюции магнитного поля можно заменить следующим качественным аналогом:

$$\frac{dA}{dt} = S_a \frac{\lambda B}{2} - \frac{\pi^2}{2} A, \quad (13)$$

$$\frac{dB}{dt} = S_m \frac{A}{\lambda} - \frac{\pi^2}{2} B. \quad (14)$$

Точно так же, как и в предыдущем случае, можно предположить, что поле будет расти по экспоненциальному закону:

$$A \propto \exp(\gamma t), \quad B \propto \exp(\gamma t).$$

Для скорости роста мы получим выражение:

$$\gamma = -\frac{\pi^2}{2} \pm \sqrt{\frac{S_\alpha S_\omega}{2}}.$$

Она может быть положительной в том случае, если превышен порог генерации:

$$Q = S_\alpha S_\omega > Q_{cr}.$$

Для критического значения получим, что

$$Q_{cr} \approx 49.$$

Проверим данный результат численно. Будем решать задачу в области:

$$\rho = \sqrt{(r-1)^2 + z^2} < \lambda.$$

В качестве граничных условий выберем следующие [18]:

$$B|_{\rho=\lambda} = \frac{\partial A}{\partial \rho}|_{\rho=\lambda} = 0.$$

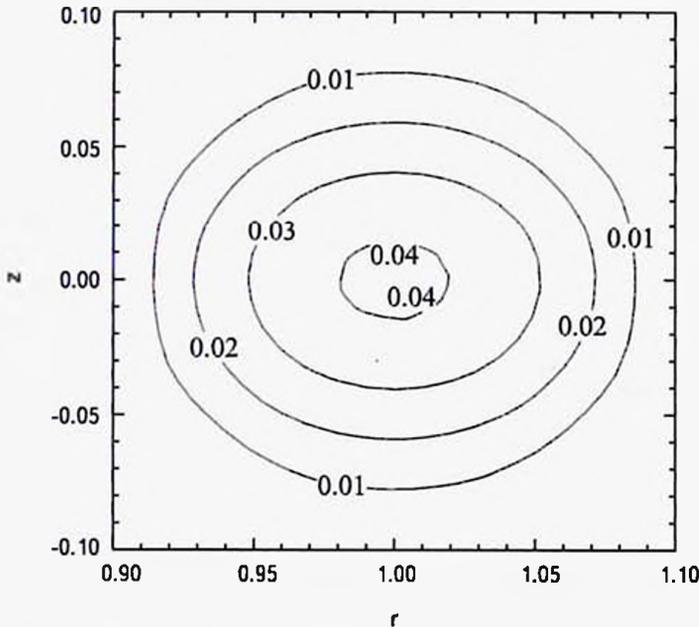


Рис.3. Торoidalное магнитное поле, полученное в рамках модели динамо в торе при  $t = 3$ ,  $S_\alpha = 4$ ,  $S_\omega = 15$ .

Численный расчет, в отличие от планарного приближения, достаточно существенно корректирует качественные оценки. Рост при положительных значениях наблюдается в случае, если  $Q > 42$  [19]. Именно при таких значениях дифференциальное вращение и альфа-эффект оказываются достаточно интенсивными, чтобы противостоять диссипации.

Один из характерных результатов для торoidalной компоненты магнитного поля в том случае, когда порог генерации достигается, показан на рис.3. Можно отметить, что результаты в данном случае в целом сходны с тем, что было в случае более планарного приближения, исходящего из более простых соображений. Имеющееся магнитное поле также обладает квадрупольной симметрией: магнитное поле является четной функцией расстояния до экваториальной плоскости:

$$B(z) = B(-z).$$

Кроме того, модель динамо в торе предусматривает возможность генерации структур дипольной симметрии, когда поле является нечетной функцией координаты  $z$

$$B(z) = -B(-z).$$

В таком случае в экваториальной плоскости (при  $z = 0$ )  $B = 0$ . С учетом того, что процессы, способствующие генерации магнитного поля, наиболее интенсивны именно в экваториальной плоскости и быстро слабее с ростом  $z$ , требуется наложить на скорости движений в галактике намного более жесткие условия. Расчет показывает, что дипольные магнитные поля могут генерироваться при  $Q > 1190$  [19]. Это может достигаться в ситуации, когда угловая скорость вращения внешнего кольца примерно на порядок превышает значения, характерные для центральной части. Кроме того, для генерации магнитных полей подобного типа требуются начальные условия, асимметричные относительно экваториальной плоскости. В случае наличия в начальных условиях даже небольшого симметричного слагаемого, симметрия магнитного поля может со временем переключиться с дипольной на квадрупольную.

Один из примеров генерации дипольного магнитного поля показан на рис.4. Отметим, что этот результат принципиально невозможно получить, пользуясь планарным приближением.

Кроме того, возможна генерация магнитного поля и при отрицательных значениях параметра  $Q$ . Так же, как и при положительных, возможно возникновение как квадрупольного, так и дипольного магнитного поля. При этом, модуль величины данного числа должен быть выше, чем при положительных значениях [19].

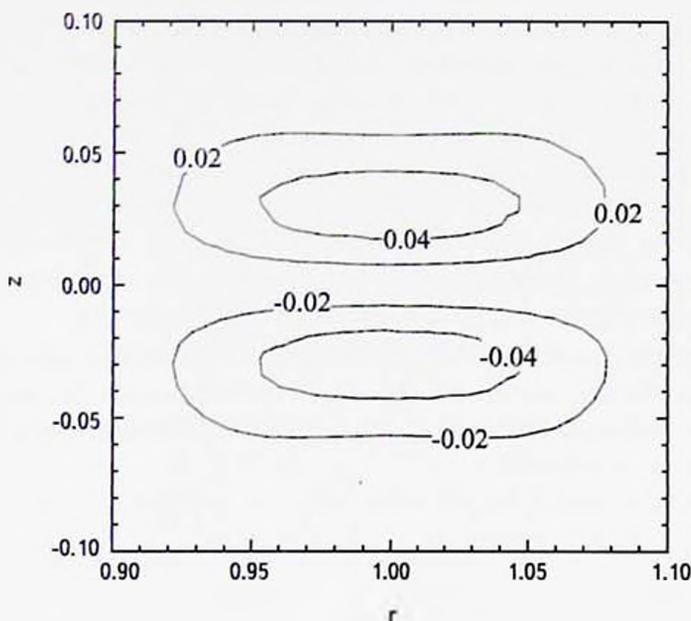


Рис.4. Торондальное магнитное поле, полученное в рамках модели динамо в торе при  $l = 3$ ,  $S_{\alpha} = 4$ ,  $S_{\omega} = 300$ .

3. *Выводы.* Был изучен вопрос о генерации магнитного поля во внешних кольцах галактик. Для этого были использованы две различных модели: планарное приближение, разработанное для тонких галактических дисков, и модель динамо в торе, которая представляется более реалистичной для внешних колец. Показано, что процесс генерации магнитных полей является пороговым, определены критические значения управляющих параметров, которые соответствуют растущим решениям. Построены диаграммы для магнитных полей при различных конфигурациях магнитного поля. Продемонстрировано, что в отличие от планарного приближения, для модели динамо в торе возможна генерация как квадрупольных, так и дипольных структур. Хотя магнитное поле дипольной симметрии может генерироваться при достаточно специфических условиях, накладываемых на кинематику движений во внешнем кольце, этот результат может быть полезен в будущем при исследовании магнитных полей в других объектах тороидальной формы, например, в аккреционных торах.

Отметим, что работа механизма динамо *in situ* не является единственной возможностью для возникновения и поддержания магнитных полей во внешних кольцах галактик. Так, в ряде работ было показано, что как в периферийных областях, так и во внешних кольцах одним из механизмов переноса структур

поля является так называемый эффект Колмогорова-Петровского-Пискунова. Он хорошо известен в математической физике и связан с распространением нелинейных волн. Магнитное поле сначала вырастает до уровня насыщения в основной части галактики, затем с помощью волны распространяется во внешние области [15,20-22]. Скорость распространения может быть оценена при помощи асимптотической теории контрастных структур. Кроме того, в случае полярных колец, пересекающихся с основной частью галактики, возможна "перекачка" магнитного поля из основной части галактики в кольцо. Это может происходить за счет линейных явлений переноса.

Автор выражает благодарность профессору Д.Д.Соколову за полезные рекомендации, данные при подготовке работы, а также оргкомитету конференции "Современная звездная астрономия-2017" за возможность представить результаты проведенного исследования.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 16-32-00056 мол\_а).

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
Физический факультет, Москва, Россия, e-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru

## TORUS DYNAMO MODEL FOR RESEARCH OF MAGNETIC FIELDS IN THE OUTER RINGS OF GALAXIES

Е.А.МИХАЙЛОВ

Now it is no doubt that some of spiral galaxies have magnetic fields of several  $\mu\text{G}$ . Their generation is connected with the dynamo mechanism. The equations of the dynamo theory are quite complicated, so the no-z approximation is often used. It is based on fact that the galaxy disc is very thin, so some of the partial derivatives can be changed by algebraic expressions. Some of the galaxies have outer rings where it is possible to suppose the existence of the magnetic fields, too. Their generation can be described by the no-z approximation, too, but the model, that was considered for thin disks (not for the rings), can give only qualitative result. So for studying this process the torus dynamo model is used. The possible scenarios of the field evolution in the outer rings have been studied. We have obtained that for slow motions in the outer rings the field of quadrupolar

symmetry will be generated. For more intensive processes we can obtain the dipolar component growth, which is impossible while using no-z approximation.

Key words: *outer rings of galaxies: dynamo theory*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Beck, A.Brandenburg, D.Moss et al.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **34**, 155, 1996.
2. *R.Beck, J.Anderson, G.Heald et al.*, *Astron. Nachr.*, **334**, 548, 2013.
3. *C. van Eck, J.-A.Brown*, 11<sup>th</sup> Annual Meeting of the Northwest Section of APS, May 14-16, B1.005, 2009.
4. *M.Haverkorn, P.Katgert, A.G. de Bruyn*, *Astron. Astrophys.*, **427**, 169, 2004.
5. *R.Stepanov, R.Beck, T.Arshakian et al.*, *Astron. Astrophys.*, **480**, 45, 2008.
6. *T.Arshakian, R.Beck, M.Krause, D.Sokoloff*, *Astron. Astrophys.*, **494**, 21, 2009.
7. *Г.Морфат*, Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, М., Мир, 1980.
8. *Ф.Краузе, К.-Х.Рэдлер*, Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо, М., Мир, 1984.
9. *K.Subramanian, L.Mestel*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **265**, 649, 1993.
10. *D.Moss*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **275**, 191, 1995.
11. *A.Phillips*, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **94**, 135, 2001.
12. *D.Moss, D.Sokoloff*, *Astron. Nachr.*, **332**, 88, 2011.
13. *Е.А.Михайлов*, Письма в Астрон. ж., **39**, 474, 2013.
14. *J.C.Theys, E.A.Spiegel*, *Astrophys. J.*, **208**, 650, 1976.
15. *D.Moss, E.Mikhailov, O.Sil'chenko et al.*, *Astron. Astrophys.*, **592**, A44, 2016.
16. *W.Deinzer, H.Grosser, D.Schmitt*, *Astron. Astrophys.*, **273**, 405, 1993.
17. *J.M.Brooke, D.Moss*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **266**, 733, 1994.
18. *J.M.Brooke, D.Moss*, *Astron. Astrophys.*, **303**, 307, 1995.
19. *Е.А.Михайлов*, Астрон. ж., **94**, 741, 2017.
20. *E.Mikhailov, A.Kasparova, D.Moss et al.*, *Astron. Astrophys.*, **568**, A66, 2014.
21. *Е.А.Михайлов*, Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., **2**, 27, 2015.
22. *D.Moss, A.Shukurov, D.Sokoloff*, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **89**, 285, 1998.
23. *L.Mestel, K.Subramanian*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **248**, 677, 1991.



HIGH-ENERGY  $\gamma$ -RAY EMISSION FROM PKS 0625-35V.BAGHMANYAN<sup>1</sup>, M.TUMANYAN<sup>1,2</sup>, N.SAHAKYAN<sup>1,2</sup>, Y.VARDANYAN<sup>3</sup>

Received 29 January 2017

Accepted 7 March 2018

We present the  $\gamma$ -ray observations of the radio galaxy PKS 0625-35, using the Fermi Large Area Telescope data accumulated during 2008-2017.  $\gamma$ -rays up to 100 GeV have been detected with a detection significance of about  $32.3\sigma$ . A power law spectrum with a photon index of  $1.88 \pm 0.04$  and an integrated flux of  $F_{\gamma} = (1.02 \pm 0.10) \times 10^{-8}$  photon  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  above 100 MeV well describes the data averaged over 9 years of observations. There is a hint of deviation from a simple power-law shape around tens of GeV energies; however, the low statistics does not allow to reject power law modeling. The spectral energy distributions during high and low X-ray states are modeled using one-zone leptonic models that include the synchrotron, synchrotron self Compton processes: the model parameters are estimated using the Markov Chain Monte Carlo method. The modeling shows that in the jet of PKS 0625-35 the particles (electrons) are accelerated to energies higher than 50 TeV.

Key words: *PKS 0625-35;  $\gamma$ -rays; radio galaxy*

1. *Introduction.* The recent observations in the High Energy (HE;  $100 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} \leq 100 \text{ GeV}$ )  $\gamma$ -ray band show that the extragalactic  $\gamma$ -ray sky is dominated by the emission from Active Galactic Nuclei (AGN) of different types. The majority of detected sources are blazars, (BL-Lacs and Flat Spectrum Radio Quasars - FSRQs), which are an extreme class of AGNs that have jets which are forming a small angle with respect to the line of sight [1]. Blazars are known to emit electromagnetic radiation in almost all frequencies that are currently being observed, extending from radio to very high energy (VHE;  $>100 \text{ GeV}$ )  $\gamma$ -ray bands. Their broadband spectra are mainly dominated by the non-thermal emission from a relativistic jet pointing toward the observer. This non-thermal emission is characterized by variability in all observed energy bands with different variability time scales ranging from years down to a few minutes. The shortest variability time scales are usually observed in the HE and VHE  $\gamma$ -ray bands.

The AGNs with the jet pointing away from the observer (non-blazar AGNs) were not considered as favored GeV sources, because the larger jet inclination angle (compared with the jet of blazars) makes their non-thermal emission less Doppler-boosted. After the launch of Fermi Large Area Telescopes (Fermi-LAT), several non-blazar AGNs were detected already in the first year of observations [2-5]. This showed that misdirected AGNs are a new and important class of  $\gamma$ -ray emitters [6], where the emission from extended non-boosted regions, moderately

relativistic plasma, etc., can also be investigated, thereby contributing to the understanding of the physics of AGNs.

Analyzing the Fermi-LAT data accumulated during the first fifteen months of observations of non-blazar AGNs, [6] showed that their average  $\gamma$ -ray spectral indices are comparable, but they are somewhat less  $\gamma$ -ray luminous than their parent population of BL Lacs and FSRQs in accordance with the AGN unification scenario [1]. So far, HE  $\gamma$ -ray emission has been detected from 27 non-blazar AGNs, but VHE  $\gamma$ -rays have been detected only from four of them, Centaurus A [7], M87 [8], NGC 1275 [9] and PKS 0625-35 [10]. The emission from Centaurus A, M87 and NGC 1275 is well investigated which allowed to obtain important information about the physics of their jets. Only recently VHE  $\gamma$ -ray emission above 250 GeV has been detected from PKS 0625-35 [10]. The emission is well described by a power-law with the index of  $\Gamma = 2.8 \pm 0.5$  which extends up to 10 TeV. PKS 0625-35 is at a redshift of  $z = 0.055$  [11] having radio morphology more similar to that of the Fanaroff-Riley class I radio sources [12]. In the MeV/GeV band, the  $\gamma$ -ray emission from PKS 0625-35 is described with an unusual hard photon index,  $\Gamma = 1.87 \pm 0.06$ , as compared with the average photon index of radio galaxies -  $\Gamma > 2.3$ . The hard photon index and the detection in the VHE  $\gamma$ -ray band have made this radio galaxy an interesting target where the particle acceleration and emission processes can be examined under the most extreme regimes.

Considering the large amount of data available in the  $\gamma$ -ray band (around 9 years), one can study the  $\gamma$ -ray emission properties with improved statistics. Namely, the  $\gamma$ -ray spectra above GeV energies can be investigated with better statistics than before and by considering the data from longer periods, one can look for  $\gamma$ -ray flux variability in long as well as in short time scales, which is necessary for theoretical modeling. This motivated us to have a new look on the emission from PKS 0625-35 using the most recent data available.

The paper is structured as follows. The analyses of Fermi-LAT and Swift XRT/UVOT data are presented in Section 2. The modeling of the SED is presented in Section 3. The results are discussed in Section 4 and summarized in Section 5.

## 2. Observations and data analysis.

2.1. *Fermi-LAT data extraction.* Fermi-LAT on board the Fermi satellite is a pair-conversion telescope, operating since August 4, 2008, and is designed to detect HE  $\gamma$ -rays in the energy range 20 MeV - 300 GeV [13]. It constantly scans the entire sky every three hours and by default is always in the survey mode. Details about the LAT instrument can be found in [13].

For the present analysis, we use publicly available Fermi-LAT 9yr data, from

4<sup>th</sup> August 2008 to 4<sup>th</sup> August 2017 (MET 239557417–518227205). We use the Pass 8 data and analyze them using Fermi Sciences Tools *v10r0p5* software package. The recommended quality cuts, (DATA QUAL==1)&&(LAT CONFIG==1) and a zenith angle cut at 90° to eliminate the Earth limb events were applied with *gtselect* and *gtmktime* tools. We downloaded photons from a 10° region centered on VLBI radio position of PKS 0625-35 (RA, Dec) = (96°.77, -35°.49) and worked with a 14" × 14" square region of interest (ROI). We bin photons with *gtbin* tool with a stereographic projection into pixels of 0°.1 × 0°.1 and into 35 equal logarithmically-spaced energy bins. Then with the help of *gtlike* tool, we perform a standard binned maximum likelihood analysis. The fitting model includes diffuse emission components and  $\gamma$ -ray sources within ROI (the model file is created based on 3FGL). The Galactic background component is modeled using the LAT standard diffuse background model *gll\_iem\_v06* and *iso\_P8R2\_SOURCE\_V6\_v06* for the isotropic  $\gamma$ -ray background. The normalization of background models as well as fluxes and spectral indices of sources within 10° are left as free parameters in the analysis.

2.2. *Spectral analysis.* We assume that the  $\gamma$ -ray emission from PKS 0625-35 is described by the power law where the normalization and power law index are considered as free parameters, then the binned likelihood analysis is performed. From a binned *gtlike* analysis, the best-fit power law parameters for PKS 0625-35 are

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_p = (8.99 \pm 0.47) \times 10^{-11} \left(\frac{E}{100}\right)^{-1.88 \pm 0.04} \text{ MeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}. \quad (1)$$

This corresponds to an integral flux of

$$F_\gamma = (1.02 \pm 0.10) \times 10^{-8} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

with only statistical errors taken into account. The test statistics (defined as  $TS = 2(\log L - \log L_0)$ , where  $L$  and  $L_0$  are the likelihoods when the source is included or not) is  $TS = 1041.1$  above 100 MeV, corresponding to a  $\approx 32.3\sigma$  detection significance. Fig.1 shows the spectrum of PKS 0625-35 obtained by separately running *gtlike* for 10 energy bands, where with dot dashed bowtie is shown the best-fit power law function for the data given in Eq. (1). We note an indication of deviation of the power-law model with respect to the data around 100 GeV. In order to check for a statistically significant curvature in the spectrum, an alternative fit of the power-law with an exponential cutoff function in the form of  $dN/dE = E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})$  is done, which results in  $\alpha = 1.76 \pm 0.16$  and  $E_{cut} = 80.77 \pm 40.95$  GeV (solid bowtie plot in Fig.1). The power-law and cutoff models are compared with a log likelihood ratio test: the TS is twice the difference in the log likelihoods, which gives 9.9 for this case. Thus, the exponential cutoff

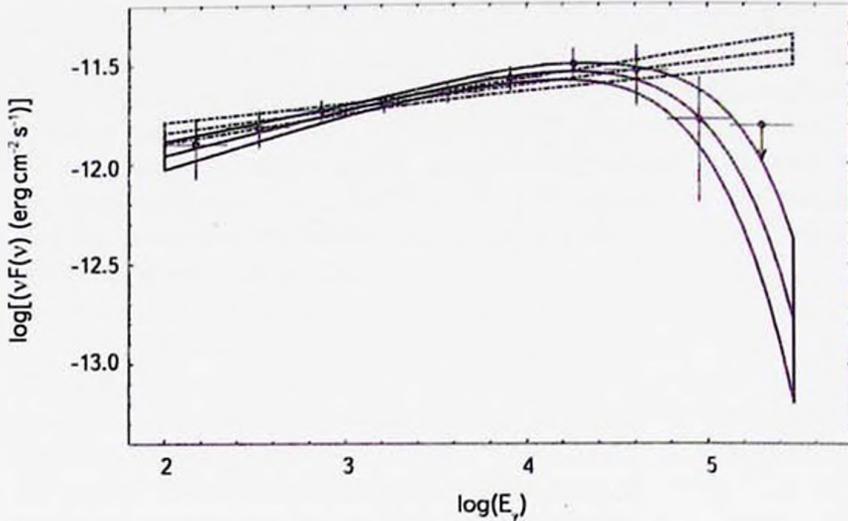


Fig.1. Spectral energy distribution of the core of PKS 0625-35 as compared with the best Power-Law (dot dashed) and Power-Law with Exponential Cutoff (solid) models.

model is preferred over the simple PL only at  $32.3\sigma$  level, so that the PL cannot be rejected; but the detection of PKS 0625-35 in the TeV band by HESS [10] gives a photon index of  $\Gamma_{\text{TeV}} = 2.8 \pm 0.5$  which strengthens the assumptions of the cut-off in the GeV band.

**2.3. Temporal analysis.** In order to investigate the temporal variability, light curves with different time binning are generated. A characteristic timescale for flux variation  $\tau$  would limit the (intrinsic) size of the emission region to  $R \leq c \delta \times \tau / (z+1)$ . Thus, it is crucial to do a variability analysis in order to distinguish between different emission processes.

The  $\gamma$ -ray light curve is calculated with the unbinned likelihood analysis method implemented in the *glike* tool. (0.1 - 300) GeV photons are used in the analysis with the appropriate quality cuts applied in the data selection. The photon indices of all background sources are fixed to the best guess values obtained in full time analysis in order to reduce the uncertainties in the flux estimations. The power-law index of PKS 0625-35 is first considered as a free parameter and then as a fixed one. Since no variability is expected for the background diffuse emission, the normalization of both background components is also fixed to the values obtained for the whole time period.

Fig.2 illustrates the  $\gamma$ -ray flux variation above 100 MeV for 60-day (circle) and 90-day (triangle) sampling. A  $\chi^2$  test shows that the reduced  $\chi^2$  is  $\chi^2/\text{dof} = 0.95$  (dof - degree of freedom) with the probability of constant flux  $P(\chi^2) = 0.56$  for 60-day bins and  $\chi^2/\text{dof} = 1.45$  with  $P(\chi^2) = 0.049$  for the 90-

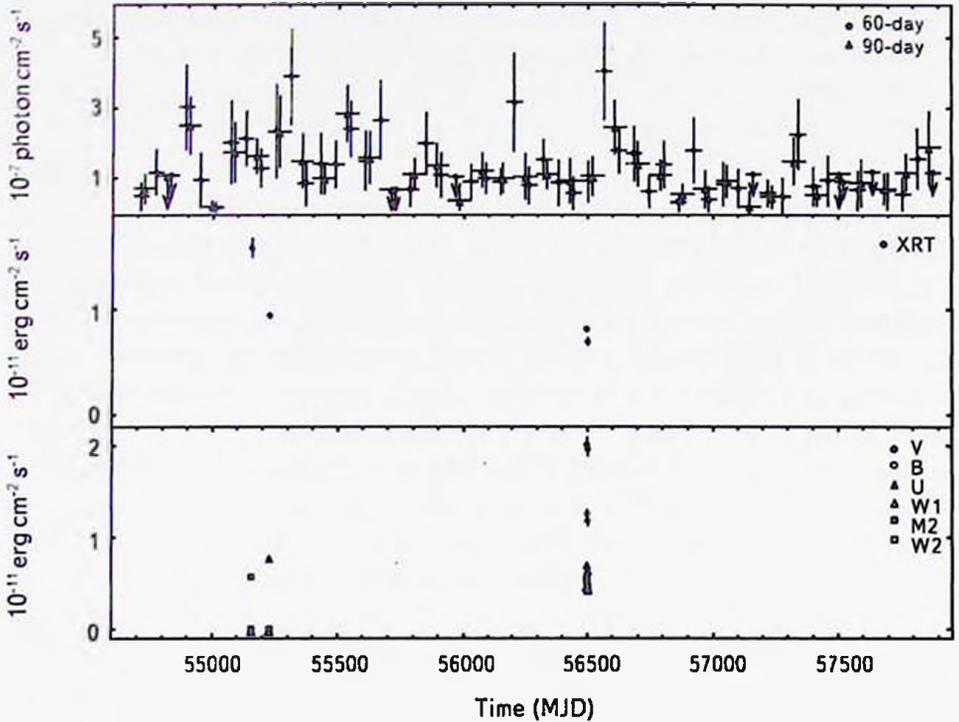


Fig.2. The light curves in the  $\gamma$ -ray, X-ray and optical bands. The  $\gamma$ -ray light curve was calculated using 60-day (circle) and 90-day (triangle) bins.

day bins. These numbers are consistent with no variability although the light curve with 90-day bins indicates possible variability. Because of limited statistics, however, no definite conclusion can be drawn.

Table 1

FITTING RESULTS OF THE DATA OBTAINED BY THE XRT  
INSTRUMENT ON BOARD SWIFT

Obs. ID	Date	Exp. Time (s)	Photon Index <sup>a</sup>	Unabsorbed Flux <sup>b</sup>	$\chi^2_{red}$ (dof)
39136001	Nov 22, 2009	1379	$1.97 \pm 0.08$	$15.86 \pm 0.90$	1.20 (20)
39136002	Feb 01, 2010	4523	$2.26 \pm 0.05$	$9.42 \pm 0.31$	1.31 (43)
49667001	Jul 26, 2013	8079	$2.11 \pm 0.09$	$8.09 \pm 0.23$	1.35 (59)
49667002	Jul 29, 2013	2452	$2.12 \pm 0.04$	$6.90 \pm 0.41$	1.05 (15)

Notes:

<sup>a</sup> Photon index from X-ray data analysis.

<sup>b</sup> X-ray flux in the energy range 0.3 - 10 keV in units of  $\times 10^{-12}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (corrected for the Galactic absorption).

2.4. *Swift observations.* Swift satellite [14] observed PKS 0625-35 only four times, on MJD 55157.8, MJD 56502.8, MJD 56499.8, MJD 55228.2, during the considered period. The data from two of the instruments on board Swift, the Ultra Violet and Optical Telescope (UVOT) and the X-Ray Telescope (XRT), have been used in the analysis.

2.5. *Swift XRT.* The Swift-XRT observations were made in the photon counting (PC) (Obsid 39136001, 39136002, 49667001, 49667002) mode. The data were analyzed using the XRTDAS software package (v.3.3.0) distributed by HEASARC as part of the HEASoft package (v.6.21). The source spectrum region was defined as a circle with a radius of 47" at the center of the source, while the background region was defined as an annulus centered at the source with its inner and outer radii being 120" and 200" respectively. Since the source count rate was always below  $0.5 \text{ counts s}^{-1}$  no pile-up correction was necessary. The spectrum was rebinned to have at least 20 counts per bin, ignoring the channels with energy below 0.3 keV, and fitted using XSPEC v12.9.1a. The 0.3 - 10.0 keV spectrum is well fitted by an absorbed power-law model with column density  $N_H = 6.36 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . The results of the fit are given in Table 1 and the corresponding spectra are shown in Fig.3. The change of the X-ray flux during these observations can be seen on the light curve shown in Fig.2 (middle panel). Although the X-ray flux did not increase significantly (the highest flux of  $F_{0.3-10\text{keV}} = (15.86 \pm 0.90) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  observed on November 22, 2009, ex-

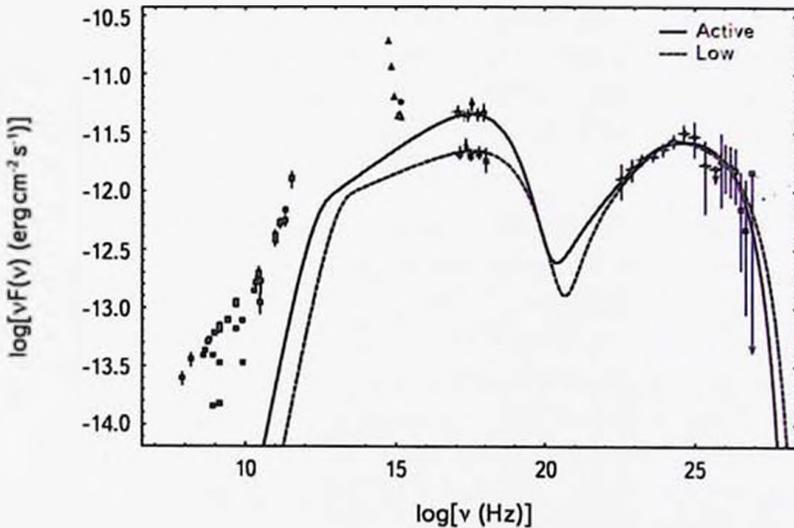


Fig. 3. The broadband SED of PKS 0625-35 emission for low and active states. Black solid and dashed lines show the synchrotron/SSC model fitting for two different X-ray fluxes. The model parameters are presented in Table 2.

Table 2

## MODEL PARAMETERS

	Parameter	Steady	Active
Doppler factor	$\delta$	4	4
Normalization of electron distribution	$N'_0 \times 10^{52} \text{ eV}^{-1}$	$12.02^{+0.25}_{-0.28}$	$1.261^{+0.03}_{-0.03}$
Electron spectral index	$\alpha$	$2.76 \pm 0.12$	$2.63 \pm 0.15$
Minimum electron energy	$E'_{\text{min}}$ (GeV)	$3.40^{+22.65}_{-20.93}$	$1.26^{+14.02}_{-0.76}$
Cutoff electron energy	$E'_{\text{cut}}$ (TeV)	$4.20^{+2.39}_{-1.74}$	$19.71^{+1.22}_{-0.63}$
Maximum electron energy	$E'_{\text{max}}$ (TeV)	$44.84^{+35.78}_{-33.01}$	$46.38^{+35.81}_{-31.84}$
Magnetic field	$B$ [mG]	$8.95^{+2.64}_{-2.22}$	$16.27^{+4.40}_{-3.45}$
Jet power in magnetic field	$L_B \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$	7.69	25.41
Jet power in electrons	$L_e \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$	7.48	5.58

ceeds the lowest by 2.3 times), the X-ray photon index softened, changing in the range of  $\Gamma_x = (1.97 - 2.26)$  during the whole  $\gamma$ -ray observational period.

**2.6. Swift UVOT.** In the analysis of the Swift UVOT data, the source counts were extracted from an aperture of  $5''.0$  radius around the source. The background counts were taken from the neighboring circular region having a radius of  $15''$ . The magnitudes were computed using the *uvotsource* tool (HEASOFT v6.21) then corrected for the Galactic absorption, applying  $E(B - V) = 0.0562$  mag, the  $A_\lambda/E(B - V)$  values were calculated using the interstellar extinction curves provided in [15], and the effective wavelength of each UVOT filter, were taken from [16]. We converted them into fluxes adopting the latest photometric zero-points for each band provided in [17]. The change of the optical/UV flux during different periods is shown in Fig.2 (lower panel).

**3. Modeling the spectral energy distributions.** The broadband SEDs of PKS 0625-35 are shown in Fig.3 where the radio data (gray) are archival data from ASI Science Data Center. The SEDs hint at the existence of two non-thermal emission peaks in the IR/optical/UV and HE  $\gamma$ -ray bands. Taking into account the results of the previous studies of other Fermi-LAT-observed radio galaxies [18-21], the multiwavelength emission of PKS 0625-35 is modeled using the synchrotron/Synchrotron Self-Compton (SSC) [22-24] model. The radio through optical emission is due to the synchrotron emission of energetic electrons in the homogeneous, randomly oriented magnetic field, while the X-ray to HE  $\gamma$ -ray emission is due to the inverse Compton scattering of the same synchrotron photons.

The emission region (the "blob") is assumed to be a sphere with a radius of  $R$  which carries a magnetic field with an intensity of  $B$  and a population of relativistic electrons which have a power-law with an exponential cut-off energy distribution expected from shock acceleration theories [25],  $N'_e(E'_e) = N'_0 (E'_e/m_e c^2)^{-\alpha} \times \exp[-E'_e/E'_{cut}]$  and the electron energy density ( $U_e$ ) scales with that of the magnetic fields ( $U_b$ ). Since the blob moves along the jet, the radiation will be amplified by a relativistic Doppler factor of  $\delta$  for which a typical value of (for the radio galaxies)  $\delta = 4$  was used. It is hard to estimate the emission region size in the absence of statistically significant  $\gamma$ -ray variability. Most likely, the innermost jet is responsible for the  $\gamma$ -ray emission, and we assume that the blob size is  $R \approx 4 \times 10^{17} \text{ cm} \sim 0.1 \text{ pc}$ .

**3.1. Fitting Technique.** In order to constrain the model parameters more efficiently, we employed the Markov chain Monte Carlo (MCMC) method, which enables to derive the confidence intervals for each model parameter. For the current study we have modified the *naima* package [26] which derives the best-fit and uncertainty distributions of spectral model parameters through MCMC sampling of their likelihood distributions. The prior likelihood, our prior knowledge of the probability distribution of a given model parameter and the data likelihood functions are passed on to the *emcee* sampler function for an affine-invariant MCMC run. We run the sampling with 64 simultaneous walkers, for 100 steps of burn-in and 100 steps of run. In the parameter sampling, the following expected ranges are considered:  $1.5 \leq \alpha \leq 10$ ,  $0.511 \text{ MeV} \leq E'_{(cut, min, max)} \leq 1 \text{ TeV}$ , and  $N_e$  and  $B$  are defined as positive parameters. The synchrotron emission is calculated using the parameterization of the emissivity function of synchrotron radiation in random magnetic fields presented in [27], while the IC emission is computed based on the monochromatic differential cross-section of [28].

**4. SED modeling results.** The broadband emission modeling results obtained in two different X-ray states are shown in Fig.3 with the corresponding parameters in Table 2. We choose to model the SEDs for two different photon indices in the X-ray band,  $\Gamma_X = 1.97 \pm 0.08$  (filled circle) and  $\Gamma_X = 2.12 \pm 0.04$  (filled triangle). Also, these periods corresponds to the highest and lowest X-ray fluxes observed during the considered period. In the fit we did not include the radio data since the radio emission can be produced from the low-energy electrons which are accumulated for longer periods, but require that the radio flux should not exceed the observed flux. Thus higher values of  $E'_{min}$  are obtained,  $E'_{min} = 3.40 \pm 2.18 \text{ GeV}$  (summed the errors in quadrature) and  $E'_{min} = 1.23 \pm 1.13 \text{ GeV}$  for the low and active states, respectively. The HE tail of the underlying electron distribution,  $E'_{max}$ , is mostly defined by the HESS data, this is why in the modeling of SEDs in the active and low states its values are similar,

$E'_{max} = 44.84 \pm 34.42$  TeV and  $E''_{max} = 46.38 \pm 33.88$  TeV, respectively. The  $\gamma$ -ray photon index observed in the MeV/GeV band by Fermi-LAT allows to estimate the power-law index of underlying electrons responsible for the emission. The slope of IC emission, ( $\nu F_\nu \propto \nu^{1-\alpha}$ ) is related with the power-law index of electron by  $s = (\alpha - 1)/2$  where  $s = 1 + \Gamma = -0.88$ . The estimated values are  $\alpha = 2.76 \pm 0.12$  and  $\alpha = 2.63 \pm 0.15$  for the low and active states respectively, in agreement with the predictions. Since the synchrotron component has increased, the magnetic field in the active state  $B = (16.27 \pm 3.95)$  mG is higher than in the low state  $B = (8.95 \pm 2.43)$  mG, since the synchrotron emission depends on the total number of emitting electrons  $N_e$ ,  $\delta$  and magnetic field strength  $B$ . The magnetic field energy density is  $U_B = 0.32 \times 10^{-5}$  erg cm $^{-3}$  and  $U_B = 1.05 \times 10^{-5}$  erg cm $^{-3}$  for low and high states, respectively, lower than the same values for electrons,  $U_e = 3.10 \times 10^{-4}$  erg cm $^{-3}$  and  $U_e = 2.31 \times 10^{-4}$  erg cm $^{-3}$ , respectively.

The jet power in the form of magnetic field and electron kinetic energy are calculated by  $L_B = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_B$  and  $L_e = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_e$ , respectively, and are given in Table 2. The jet power in electrons changes within  $(5.58 - 7.48) \times 10^{43}$  erg s $^{-1}$  and that in the magnetic field changes within  $(7.69 - 25.41) \times 10^{41}$  erg s $^{-1}$ , which are lower than the Eddington luminosity  $L_{EDD} = 1.63 \times 10^{47}$  erg s $^{-1}$  for the black hole with  $1.29 \times 10^9 M_\odot$  [29].

**5. Conclusion.** In this paper, the multiwavelength emission from PKS 0625-35 is investigated using the Swift XRT/UVOT and Fermi-LAT data. The modeling of SEDs in different periods allowed to investigate the jet properties and physical processes that take place in the core where, most likely, the jet is formed.

The  $\gamma$ -ray data analysis shows that the source emission extends above 100 GeV with a hard photon index of  $\Gamma = 1.88 \pm 0.04$  and a detection significance of  $\approx 32.3\sigma$ . There is a hint of a spectral curvature in the  $\gamma$ -ray spectrum of PKS 0625-35, but the power law with an exponential cut-off model is preferred over the simple power-law modeling assuming a break around  $E_{cut} = 80.77 \pm 40.95$  GeV with a significance of only  $3.2\sigma$ . Although the low statistics does not allow to claim for a statistically significant curvature in the spectrum, the  $\gamma$ -ray photon index observed in the VHE  $\gamma$ -ray band,  $\Gamma_{TeV} = 2.8 \pm 0.5$  strongly supports the presence of a break or a cutoff in the GeV spectrum of PKS 0625-35. There is a marginal evidence of variability in the light curve with 90-day binning, although because of low statistics no definite conclusion can be drawn.

In the X-ray band, the average flux in the 0.3 - 10.0 keV range is around  $(0.7 - 1.6) \times 10^{-11}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  with the X-ray photon index of  $\Gamma = 2.0 - 2.3$ . When the lowest and highest fluxes from Table 1 are compared, a nearly 2.3 times increase of the X-ray flux is found, which can be related with the changes of magnetic field in the emitting region. The hardest X-ray photon index is

$\Gamma = 1.97 \pm 0.08$  and the softest is  $\Gamma = 2.26 \pm 0.05$ . These changes in the X-ray flux level and the photon index softening might indicate that different mechanisms are contributing to the acceleration and/or cooling of electrons, which modify the power-law index and the minimum energy of underlying electrons.

The one-zone synchrotron/SSC model can reproduce the observed multiwavelength SED, assuming the  $\gamma$ -rays are produced in a compact region ( $\sim 4.17 \times 10^{17}$  cm) in the innermost jet. Assuming the electrons are accelerated up to  $E_{max} = 50$  TeV with a power-law index of  $\alpha = 2.63 - 2.76$ , the observed spectrum above TeV energies can be explained by IC scattering of synchrotron photons on the electron population producing the radio-to-X-ray emission in the jet. The necessary jet kinetic power is  $(5.83 - 7.56) \times 10^{43}$  erg s<sup>-1</sup>, which corresponds to (0.018-0.023)% of Eddington power.

<sup>1</sup> ICRArNet, Yerevan, Armenia, e-mail: narsahakyan@gmail.com

<sup>2</sup> ICRArNet, Pescara, Italy

<sup>3</sup> Yerevan State University, Yerevan, Armenia

## ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ PKS 0625-35

В.БАГМАНЯН<sup>1</sup>, М.ТУМАНЯН<sup>1,2</sup>, Н.СААКЯН<sup>1,2</sup>, Ю.ВАРДАНЯН<sup>3</sup>

Представлены результаты наблюдений гамма-излучения радиогалактики PKS 0625-35, полученные с помощью Космического гамма-телескопа Ферми за период 2008-2017 гг. Гамма-излучение до энергии 100 ГэВ было зарегистрировано со значимостью обнаружения около  $32.3\sigma$ . Степенной спектр со спектральным индексом  $1.88 \pm 0.04$  и интегральным потоком  $F_{\gamma} = (1.02 \pm 0.10) \times 10^{-8}$  фотон см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> выше 100 МэВ хорошо описывают данные усредненных за 9 лет наблюдений. Есть некоторый намек на отклонение от простого степенного закона около энергий порядка десятков ГэВ; тем не менее низкая статистика не позволяет отказаться от моделирования степенного закона. Спектральное распределение энергии в состояниях высокого и низкого гамма-излучения моделировано с помощью однозоновой лептонной модели, которая включает в себя синхротронные, а также синхротрон - автокомptonные процессы; параметры модели оценены методом Монте-Карло по схеме марковских цепей. Моделирование показывает, что в струе PKS 0625-35 частицы (электроны) ускоряются до энергий выше, чем 50 TeV.

Ключевые слова: *PKS 0625-35:  $\gamma$ -излучение: радиогалактики*

## REFERENCES

1. *C.M.Urry, P.Padovani*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 803, 1995.
2. *A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **719**, 1433, 2010a.
3. *A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **707**, 55, 2009a.
4. *A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **699**, 31, 2009b.
5. *A.A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **188**, 405, 2010b.
6. *A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **720**, 912, 2010c.
7. *F.Aharonian, A.Akhperjanian et al.*, Astrophys. J., **695**, L40, 2009.
8. *F.Aharonian, A.Akhperjanian et al.*, Science, **314**, 1424, 2006.
9. *J.Aleksic, E.A.Alvarez et al.*, Astron. Astrophys., **539**, L2, 2012.
10. *M.Dyrda, A.Wierzcholska et al.*, on behalf of the H.E.S.S. collaboration, Proceedings of ICRC2015, arXiv:1509.06851, 2015.
11. *P.Jones et al.*, The 6dF Galaxy Survey: final redshift release (DR3) and southern large-scale, 2009.
12. *B.L.Fanaroff, J.M.Riley*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **167**, 31P, 1974.
13. *W.B.Atwood, A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **697**, 1071, 2009.
14. *N.Gehrels, G.Chincarini, P.Giommi et al.*, AIP Conf. Proc., **727**, 637, 2004.
15. *N.Fitzpatrick*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **111**, 63, 1999.
16. *T.Poole, A.Breeveld, M.Page et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **383**, 627, 2008.
17. *A.A.Breeveld, W.Landsman, S.T.Holland et al.*, AIP Conf. Proc., **1358**, 373, 2011.
18. *A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **699**, 976, 2009c.
19. *A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Science, **328**, 725, 2010d.
20. *N.Sahakyan, D.Zargaryan, V.Baghmanyantyan*, Astron. Astrophys., **574**, A88, 2015.
21. *Y.T.Tanaka, A.Do, Y.Inoue et al.*, Astrophys. J., **799**, L18, 2015.
22. *L.Maraschi, G.Ghisellini, A.Celotti*, Astrophys. J., **397**, L5, 1992.
23. *S.D.Bloom, A.P.Marscher*, Astrophys. J., **461**, 657, 1996.
24. *G.Ghisellini, L.Maraschi, A.Treves*, Astron. Astrophys., **146**, 204, 1985.
25. *S.Inoue, F.Takahara*, Astrophys. J., **463**, 555, 1996.
26. *V.Zabalza*, Proceedings of ICRC2015, arXiv:1509.06851, 2015.
27. *F.A.Aharonian, S.R.Kelner, A.Y.Prosekin*, Phys. Rev. D, **82**, 043002, 2010.
28. *F.A.Aharonian, A.M.Atoyan*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **79**, 321, 1981.
29. *B.Mingo, M.J.Hardcastle, J.H.Croston et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **440**, 269, 2013.



ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД ТИПА RR ЛИРЫ ПОЛЯ  
КАК ИНДИКАТОР ЭВОЛЮЦИИ ПОДСИСТЕМ  
ГАЛАКТИКИ

В.А.МАРСАКОВ, М.Л.ГОЖА, В.В.КОВАЛЬ, Э.И.ВОРОБЬЕВ

Поступила 17 января 2018

Принята к печати 7 марта 2018

Исследованы связи между химическими и пространственно-кинематическими свойствами переменных звезд типа RR Lyrae (лириды) поля. Показано, что среди них есть металличные лириды с кинематикой тонкого диска, и обсуждается проблема существования таких лирид. Приводятся свидетельства уменьшения верхней границы массы образующихся звезд с увеличением металличности в тонком диске и лучшим перемешивании межзвездного вещества в этой подсистеме Галактики. Найдено, что лириды с кинематикой толстого диска в основном имеют металличности  $[Fe/H] < -1.0$  и высокие отношения  $[alpha/Fe] \approx 0.4$ , тогда как у карликов поля такой химический состав имеют только примерно 10% звезд так называемого "малометаллического хвоста". При этом резкое уменьшение в Галактике отношений  $[alpha/Fe]$  происходит у лирид, принадлежащих именно толстому диску, что свидетельствует о длительности периода формирования этой подсистемы. Выявлено несоответствие химического состава нескольких лирид их кинематике. Предполагается, что все они, скорее всего, имеют внегалактическое происхождение.

Ключевые слова: *переменные типа RR Lyrae; содержания  $\alpha$ -элементов; подсистемы Галактики*

1. *Введение.* Переменные звезды типа RR Lyrae (лириды) находятся на продвинутой стадии своей эволюции и считаются одними из самых старых звезд Галактики. Поскольку эти звезды легко идентифицируются, видны на больших расстояниях, поэтому часто используются для изучения структуры и эволюции ранней Галактики. Традиционно население звезд типа RR Лиры поля представляют составляющими двух подсистем Галактики - гало и толстого диска, отделяя лириды толстого диска по металличности критерием  $[Fe/H] > -1.0$ . Однако компоненты пространственных скоростей лирид поля настойчиво указывают, что часть из них наверняка принадлежит самой молодой подсистеме Галактики - ее тонкому диску. Анализ форм и размеров галактических орбит 217 лирид поля показал, что примерно треть из них имеют практически круговые орбиты, все точки которых остаются вблизи галактической плоскости [1]. Наряду с такими орбитами есть еще и ретроградные, которые с высокой вероятностью указывают, что их обладатели образовались не из единого протогалактического облака, а попали в нашу

Галактику в результате разрушения ее приливными силами карликовых галактик-спутников, т.е. имеют внегалактическое происхождение. Другими словами, кинематика свидетельствует о наличии среди лирид поля представителей, по крайней мере, четырех галактических подсистем - тонкого и толстого дисков, а также собственного и аккрецированного гало.

Поскольку тонкий диск моложе 9 млрд. лет (см., например, [2]), лириды этой подсистемы должны быть также молоды. Авторы работы [1] утверждают, что такие звезды имеют массу  $< 2.5M_{\odot}$ , и возраст некоторых из них может достигать 1 млрд. лет. К сожалению, возрасты лирид по теоретическим изохронам оценить не удастся. Несколько упорядочить хронологию образования этих звезд может помочь исследование содержаний в них химических элементов. Дело в том, что различные химические элементы синтезируются в реакциях термоядерного синтеза в звездах разных масс, эволюционирующих с разной скоростью и выбрасывающих эти элементы в межзвездную среду через разные промежутки времени. В частности,  $\alpha$ -элементы, элементы быстрых нейтронных захватов и небольшое количество атомов железного пика выбрасываются массивными сверхновыми типа II через несколько десятков миллионов лет после образования этих звезд. С другой стороны, основная масса элементов группы железа образуется при вспышках сверхновых типа Ia, происходящих примерно через миллиард лет после их образования. Поэтому в замкнутой звездно-газовой системе отношения  $[\alpha/Fe]$  у звезд, образующихся из межзвездной среды, обогащаемой сверхновыми, примерно через миллиард лет после вспышки звездообразования будут неуклонно уменьшаться со временем. Таким образом, относительные содержания этих химических элементов становятся статистическими индикаторами возраста звезд.

Авторы работы [3] по высокодисперсионным спектрам определили относительные содержания 15 химических элементов в 23 лиридах поля, которые по кинематическому критерию были стратифицированы по трем подсистемам Галактики. При этом 10 переменных попали в гало, три в толстый диск, а 10 - в тонкий диск. Все звезды, с высокой вероятностью попавшие в тонкий диск, оказались с  $[Fe/H] > -0.5$  и с примерно солнечными  $[\alpha/Fe]$ . И наоборот, звезды с кинематикой толстого диска и гало оказались менее металличными и с высокими относительными содержаниями  $\alpha$ -элементов. Причем, зависимости " $[Fe/H]$ - $[\alpha/Fe]$ " у лирид и карликов поля практически полностью совпали. Значит, молодые металличные лириды поля все же существуют? Однако, согласно современным представлениям об эволюции звезд, металличные звезды малой массы на стадии горения гелия в ядре должны попадать на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в область красного сгущения, находящуюся в стороне от полосы неустойчивости, и поэтому пульсировать не могут. Поскольку обсуждаемые звезды все же попали в

полосу неустойчивости и стали пульсировать, можно предположить, что это более массивные переменные и их классификация требует уточнения.

Целью данной работы является исследование на значительном статистическом материале по данным созданного нами и представленного в [4] компилятивного каталога закономерностей между относительными содержаниями  $\alpha$ -элементов и металличностью у лирид поля, принадлежащих разным галактическим подсистемам.

2. *Исходные данные.* Для проведения комплексных исследований в качестве основного источника пространственно-кинематических данных мы использовали каталог [5], в котором собраны интересующие нас металличности, вычисленные на основе индекса Престона, собственные движения и лучевые скорости для 392 лирид. На основе этих данных мы вычислили прямоугольные координаты, а также компоненты пространственных скоростей лирид. Еще для 14 лирид с найденными в литературе определениями содержания  $\alpha$ -элементов мы взяли информацию для вычисления прямоугольных координат и скоростей из нескольких источников. Для 217 лирид мы взяли элементы галактических орбит из работы [1].

Для исследования химического состава мы собрали из литературы спектроскопические определения относительных содержаний  $\alpha$ -элементов (Mg, Si, Ca, Ti) в 100 переменных типа RR Лиры поля, усреднили и свели их, по возможности, к единому солнечному содержанию. Источниками данных стали 25 статей с 1995 по 2017 годы. Средние значения ошибок для каждого химического элемента оказались в диапазоне (0.11-0.18), при среднем значении для всех химических элементов  $\langle \varepsilon[\text{el}/\text{Fe}] \rangle = 0.14$ . Подробнее о составлении компилятивного каталога и ошибках всех параметров лирид изложено в статье [4], а сам каталог описан в работе [6].

Для сравнения мы использовали данные из каталога [2], содержащего для 714 F-G-карликов поля металличности, относительные содержания  $\alpha$ -элементов и компоненты пространственных скоростей.

3. *Стратификация лирид по галактическим подсистемам.* Как было уже отмечено, обычно населения старых объектов Галактики, таких как шаровые звездные скопления, субкарлики и переменные звезды типа RR Лиры, разделяют по металличности на две подсистемы - толстый диск и гало. Этому способствует провал или изгиб на их распределениях по металличности в окрестности  $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1.0$ . Понятно, что единого и достаточного критерия стратификации звезд по подсистемам Галактики не существует. Для надежного отнесения звезды к той или иной подсистеме следует учитывать многие характерные для каждой подсистемы параметры, такие как положение, кинематика, металличность, содержания разных

химических элементов, возраст и др. Поскольку целью настоящей работы является исследование химического состава лирид разных подсистем, мы ограничились определением подсистемы по кинематическим параметрам (подробнее, см. [6]). Для этого мы воспользовались методикой, предложенной в работе [7], где вычисляются вероятности принадлежности звезды поля подсистемам тонкого и толстого дисков и гало по компонентам их пространственных скоростей относительно локального центроида и дисперсиям этих компонентов в каждой подсистеме. В этом методе подразумевается, что компоненты пространственных скоростей звезд в каждой подсистеме подчиняются нормальным распределениям. При этом лирида относилась к той подсистеме, вероятность принадлежности к которой оказывалась выше.

Применение этой методики показало, что из 401 звезды нашего каталога с известными скоростями у 56 лирид вероятность принадлежности подсистеме

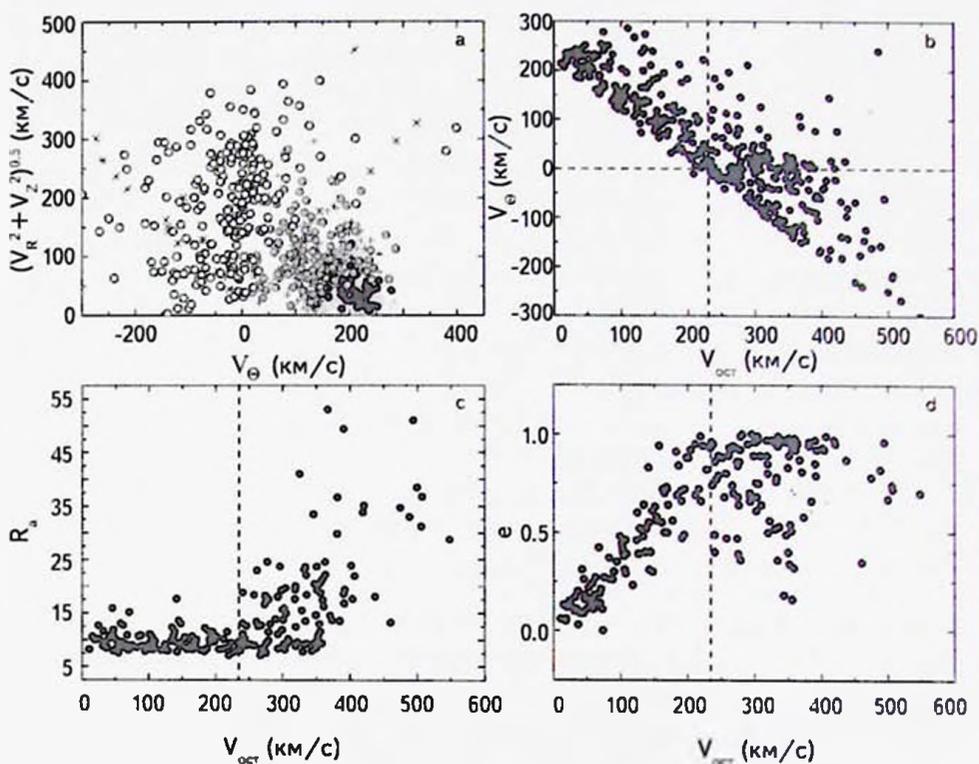


Рис.1. Диаграмма Гумре для карликов и лирид поля (а), зависимость азимутальной компоненты скорости (б), апогалактических радиусов галактических орбит (с) и эксцентриситетов орбит (д) от остаточной скорости для лирид поля. На панели (а) карлики поля обозначены: светлыми снежинками - тонкий диск, серыми крестиками - толстый диск, темными снежинками - гало; темными кружками обозначены лириды тонкого диска, серыми - толстого диска, открытыми - гало.

тонкого диска оказалась больше, чем другим подсистемам Галактики. Толстому диску с большей вероятностью принадлежат 122 лириды, а подсистеме гало - 223 лириды. На рис. 1а приведены распределения F-G-карликов и лирид поля выделенных подсистем на диаграмме Тумре - " $V_{\odot} - (V_R^2 + V_Z^2)^{0.5}$ ", где  $V_{\odot}$ ,  $V_R$  и  $V_Z$  - компоненты скорости, направленные в сторону вращения Галактики, к центру и к северному галактическому полюсу, соответственно. В целом распределения обоих типов объектов примерно одинаковые. Однако при переходе к более старым подсистемам заметно увеличивается доля лирид по сравнению с более молодыми, в среднем, звездами ГП. Обращает на себя внимание, что традиционно считающиеся типичными представителями исключительно старых подсистем Галактики лириды, согласно кинематическим параметрам, присутствуют и в довольно молодой подсистеме тонкого диска. Согласно современным представлениям, гало, на самом деле, состоит из двух не связанных между собой подсистем - собственного гало и аккрецированного гало. Причем объекты собственного гало генетически связаны с объектами более молодых подсистем Галактики - тонкого и толстого дисков, образовавшихся из вещества единого протогалактического облака. Некоторые шаровые скопления и отдельные звезды, составляющие аккрецированное гало, захвачены в разное время Галактикой из разрушенных ее приливными силами карликовых галактик-спутников и образованы из вещества, испытавшего иную историю химической эволюции. При идентификации звезд внегалактического происхождения мы руководствовались предположением, что звезды, родившиеся в монотонно колапсирующем едином протогалактическом облаке, не могут быть на ретроградных орбитах. (В нашем каталоге лирид с  $V_{\odot} < 0$  км/с в гало оказалось более половины - 139 звезд). В этом случае все звезды с обратным обращением вокруг галактического центра можно считать аккрецированными, но не только - мы включили в группу предположительно аккрецированных все звезды со столь же большими остаточными скоростями, как и у ретроградных, т.е.  $V_{\text{ост}} > 230$  км/с. Именно при таком критическом значении остаточной скорости, как видно из рис. 1б, появляются в нашей выборке звезды на ретроградных орбитах. Рис. 1с демонстрирует, что при переходе через критическое значение остаточной скорости резко увеличивается разброс апогалактических радиусов орбит звезд, причем орбиты у звезд с прямым вращением имеют даже систематически большие размеры, чем у звезд с тем же значением остаточной скорости относительно локального центроида, но с ретроградным вращением. Эксцентриситеты орбит на рис. 1д не только резко увеличивают дисперсию при переходе через эту точку, но и демонстрируют различные зависимости. Вначале с ростом остаточных скоростей эксцентриситеты орбит почти линейно увеличиваются, достигая максимальной величины вблизи критического значения скорости. При дальнейшем увеличении

$V_{\text{ср}}$  среднее значение и разброс эксцентриситетов остаются постоянными в пределах ошибок. В нашей выборке оказались 222 лириды аккрецированного гало. При этом в собственном гало осталась только одна лирида со спектроскопическими определениями содержаний химических элементов - RV Oct. Впрочем, по химическому составу эта лирида может с равным успехом принадлежать как к гало, так и к толстому диску. Заметим, что некоторые авторы вообще отрицают существование собственного гало у нашей Галактики, объединяя эту подсистему с толстым диском (см., например, [8,9]). Таким образом, практически все лириды с кинематикой гало имеют, скорее всего, внегалактическое происхождение.

4. *Связи металличности с кинематикой.* На рис.2а приведены диаграммы "азимутальная скорость ( $V_{\phi}$ ) - металличность" для тех же объектов. Проведенные "на глаз" две наклонные штриховые линии приблизительно разделяют звезды галактических подсистем. При этом линии проходят по областям, занимаемым звездами с неуверенной стратификацией. Как можно увидеть, практически все лириды (как и карлики) с кинематикой тонкого диска оказались с высокой металличностью. Зато между лиридами и карликами поля с кинематикой толстого диска наличие существенное различие. Неожиданностью оказалось то, что подавляющая часть (83%) лирид толстого диска имеют  $[Fe/H] < -1.0$ . Из диаграммы видно, что несколько лирид с кинематикой тонкого диска оказались менее металличными, чем самые белые металлы

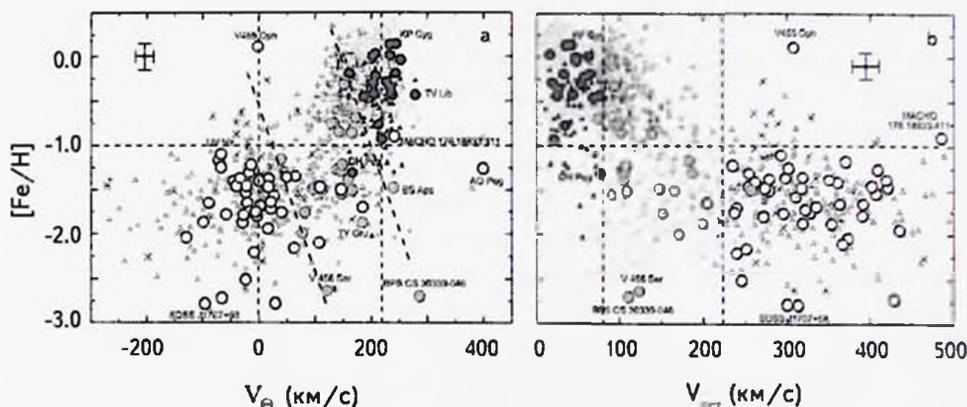


Рис.2. Зависимость металличности от скорости вращения вокруг галактического центра (а) и от полной остаточной скорости (б) для F-G-карликов и лирид поля. Лириды поля с металличностями из каталога [5] обозначены маленькими треугольниками, а со спектроскопическими металличностями - большими кружками: черные - тонкий диск, серые - толстый диск, светлые - гало. Наклонные (а) и вертикальные (б) штриховые линии демонстрируют условное разделение звезд разных подсистем на диаграммах. Пунктирные горизонтальные линии проведены через  $[Fe/H] = -1.0$ . Нанесены имена лирид, у которых спектроскопические металличности или скорости далеко отклоняются от средних для соответствующих подсистем.

F-G-карлики этой подсистемы. Большинство их попало как раз в зону неустойчивой стратификации, и некоторые из них на самом деле могут принадлежать толстому диску. Из рис.2а можно также увидеть, что ни в тонком диске, ни в гало явно выраженных зависимостей между азимутальными скоростями звезд и их металличностями не наблюдается. Зато в толстом диске у лирид наблюдается прогрессивное уменьшение верхней границы металличности с уменьшением азимутальной компоненты скорости ( $V_{\phi}$ ). Заметим, что у лирид V 456 Ser и BPS CS 30339-046 содержания железа оказались намного меньше, чем у остальных звезд толстого диска. У одной из них скорость вращения вокруг галактического центра даже больше солнечной. Далеко отклоняются они и на других диаграммах. Очень возможно, что эти лириды, имея скорости, характерные для объектов толстого диска, на самом деле попали в нашу Галактику из распавшихся галактик-спутников, как звезды движущейся группы Арктур (см. [10]). Одна из этих лирид (V 456 Ser) по компонентам пространственной скорости вполне может принадлежать именно этому звездному потоку. Из рис.2а также видно, что практически все лириды гало имеют металличность  $[Fe/H] < -1.0$ . Но среди них есть и весьма металличные. Так у V 455 Ori спектроскопически определенное содержание металлов больше солнечного. Одна из наиболее удаленных от Солнца и самая малометалличная лирида из нашего каталога SDSS J170733.93+585059.7 (далее SDSS J1707+58) также имеет ретроградную орбиту.

Для разделения подсистем иногда используется и полная остаточная скорость звезды относительно локального центроида. На рис.2б приведены распределения звезд на диаграмме " $V_{ост} - [Fe/H]$ ". Видно, что на этой диаграмме зависимость металличности от скорости в толстом диске выступает отчетливее. Одновременно видно, что и этот кинематический параметр можно использовать в качестве статистического индикатора принадлежности звезды к той или иной подсистеме. Две вертикальные штриховые линии на диаграмме приблизительно отделяют звезды толстого диска от тонкого ( $V_{ост} \approx 80$  км/с) и от гало ( $V_{ост} \approx 230$  км/с).

Из двух последних диаграмм также можно увидеть, что линия  $[Fe/H] = -1.0$  отделяет в богатую металлами группу у карликов поля практически полностью звезды обеих дисковых подсистем, тогда как у лирид поля - большую часть звезд с кинематикой тонкого диска и лишь малую долю с кинематикой толстого диска. Получается, что химический и кинематический критерии разделения подсистем для лирид не вполне однозначны.

5. *Связи относительных содержаний  $\alpha$ -элементов с металличностью.* Как показал анализ зависимостей относительных содержаний магния и кальция от  $[Fe/H]$  для F-G-карликов и лирид поля [6], последо-

вательности обоих объектов для магния и кальция практически совпадают в диапазоне  $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.0$ . Тогда как в менее металличном диапазоне лириды демонстрируют в среднем некоторое превышение по сравнению с карликами поля. Несколько большие превышения при малой металличности показывают два других  $\alpha$ -элемента - кремний и титан. Но у кремния при малой металличности наблюдается очень большой разброс относительных содержаний, а у титана при высокой металличности для всех лирид наблюдается значительное занижение отношений  $[\text{Ti}/\text{Fe}]$  по сравнению с карликами поля. В дальнейшем, чтобы минимизировать искусственно создаваемые закономерности, мы рассмотрим поведение зависимостей относительных содержаний  $\alpha$ -элементов от металличности и скорости, усредненных всего по двум  $\alpha$ -элементам - магнию и кальцию, для которых систематические отклонения находятся в пределах ошибок определения содержаний. А кроме того, одновременно определения всех четырех  $\alpha$ -элементов имеются у меньшего числа лирид, чем у этих двух. Более подробно о содержаниях химических элементов в лиридах поля описано в работе [6].

На рис.3а приведены зависимости таких усредненных отношений  $[\text{Mg}, \text{Ca}/\text{Fe}]$  от металличности для карликов и лирид поля. Видим, что оба типа объектов демонстрируют довольно близкие последовательности. Из рисунка следует, что зависимость отношений  $[\text{Mg}, \text{Ca}/\text{Fe}]$  от  $[\text{Fe}/\text{H}]$  у лирид подсистемы тонкого диска неплохо согласуется с поведением ее у карликов поля. Исключением является лирида DH Peg, которая оказалась менее металличной, чем самые бедные металлами карлики поля этой подсистемы. У лириды TV Lib с металличностью, характерной для большинства звезд тонкого диска, оказалось завышенное отношение  $[\alpha/\text{Fe}]$ . По положению на рис.3а лириды DH Peg и

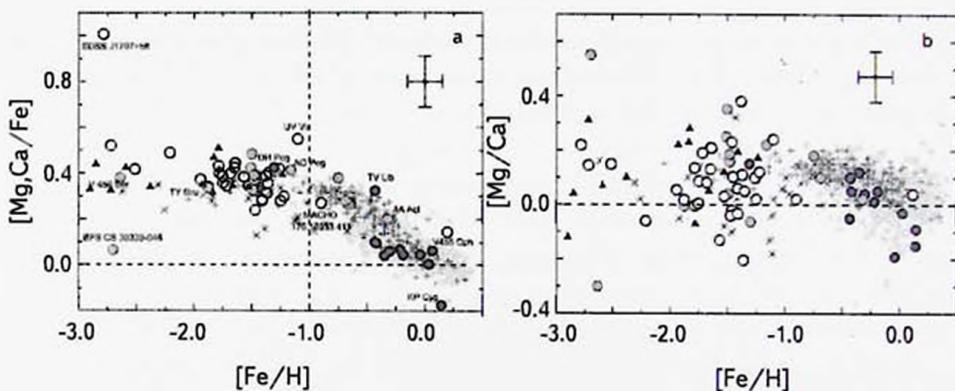


Рис.3. Зависимость относительных содержаний, усредненных по двум  $\alpha$ -элементам (Mg и Ca) (а), и отношений первичных к вторичным  $\alpha$ -элементам (б) от металличности для карликов и лирид поля. Темные треугольники - нестратифицированные лириды. Другие обозначения как на рис.1 и 2.

TV Lib естественнее отнести к толстому диску. Лирида KP Cug, имеющая у нас самое низкое относительное содержание  $[Mg, Ca/Fe] = -0.18$ , по кинематике также принадлежит тонкому диску (заметим, что содержания двух других  $\alpha$ -элементов (Si и Ti) у нее наоборот, повышенные). Анализу химического состава этой очень металличной звезды с аномально высоким содержанием в атмосфере углерода и азота посвящена работа [11]. В ней делается предположение, что эта звезда, а также UY CrB, на самом деле не долгопериодические лириды, а короткопериодические цефеиды типа CWB. Другими словами, присутствие их в списках лирид находится под вопросом.

На рис.3b, где приведена диаграмма "[Fe/H]-[Mg/Ca]", можно увидеть, что у лирид тонкого диска, как и у карликов поля, наблюдается довольно узкая последовательность и четкое уменьшение отношений  $[Mg/Ca]$  с увеличением металличности. У звезд толстого диска и гало разброс этих отношений заметно больше, чем в тонком диске. Напомним, что согласно современным представлениям, выход первичных  $\alpha$ -элементов (в частности, магния) увеличивается с ростом массы вспыхивающей сверхновой второго типа по сравнению с выходом вторичных  $\alpha$ -элементов (в частности, кальция). Поэтому отношение  $[Mg/Ca]$  является индикатором массы вспыхивающей сверхновой. Поскольку металличность является индикатором возраста, уменьшение  $[Mg/Ca]$  с увеличением  $[Fe/H]$  в тонком диске у обоих типов звезды можно интерпретировать как уменьшение со временем верхней границы массы сверхновых SNe II. Большой разброс отношений  $[Mg/Ca]$  в более старых подсистемах свидетельствует, скорее всего, о более слабом, чем в тонком диске, перемешивании в них межзвездного вещества.

Наибольшие систематические различия между лиридами и карликами поля наблюдаются среди звезд с кинематикой толстого диска. Одно отличие выше уже отмечалось, это вместо малочисленного "малометалличного хвоста", как у карликов этой подсистемы, у лирид малометаллические звезды преобладают. Из рис.3а также видно, что карлики толстого диска обнаруживают четкий излом зависимости "[Fe/H]- $[\alpha/Fe]$ " в окрестности  $[Fe/H] \approx -0.5$  (см., также [12]). Зато у лирид на рис.3а отслеживается излом в окрестности  $[Fe/H] \approx -1.0$ . Однако заметим, что вывод о наличии излома у лирид именно при такой металличности не является статистически значимым из-за малого числа объектов. Видим также, что одна из двух лирид толстого диска с нехарактерно низкими для этой подсистемы металличностями BPS CS 30339-046 демонстрирует весьма заниженные относительные содержания  $\alpha$ -элементов по сравнению со средними у звезд такой же металличности. Зато лирида V 456 Ser, удовлетворяющая кинематическому критерию принадлежности потоку Арктур, попала на рис.3а в середину общей последовательности для малометаллических звезд, точно так же, как и выявленные звезды поля этого

потока (см., [2,10]). Это является еще одним подтверждением принадлежности ее к потоку Арктур. Еще одна лирида TY Gru хоть и соответствует по кинематике толстому диску, но она для этой подсистемы имеет аномально низкое содержание тяжелых элементов и находится очень далеко от галактической плоскости ( $z = -4.2$  кпк).

Лириды и карлики с кинематикой гало ведут себя примерно одинаково. Можно ожидать заметного разброса исследуемых отношений у лирид гало, поскольку химический состав атмосфер звезд, предположительно образованных в различных галактиках-спутниках, может оказаться иным, чем у генетически связанных объектов Галактики аналогичной металличности. И действительно, у одной из наименее металличных лирид выборки SDSS J1707+58 и содержания  $\alpha$ -элементов оказались аномально высокими по сравнению со всеми звездами поля. Аномальную позицию на рис.3а занимает также лирида V455 Oph с практически вертикальной ретроградной орбитой, лежащая в полосе звезд тонкого диска.

6. *Связи относительных содержаний  $\alpha$ -элементов с кинематикой.* На рис.4а, б приведены связи усредненных относительных содержаний двух  $\alpha$ -элементов с кинематическими параметрами исследуемых звезд. Поскольку скорости, как и металличность, являются статистическими индикаторами возраста, не удивительно, что зависимости  $[\alpha/\text{Fe}]$  от этих параметров несколько похожи. Однако есть и особенности. Так, две звезды гало (MACSO 176.18833.411 и AO Peg) с металличностями и относительными содержаниями  $\alpha$ -элементов, удовлетворяющими как толстому диску, так и гало, имеют скорости вращения вокруг галактического диска существенно больше солнечной (рис.4а). MACSO 176.18833.411 посвящена работа [13], в

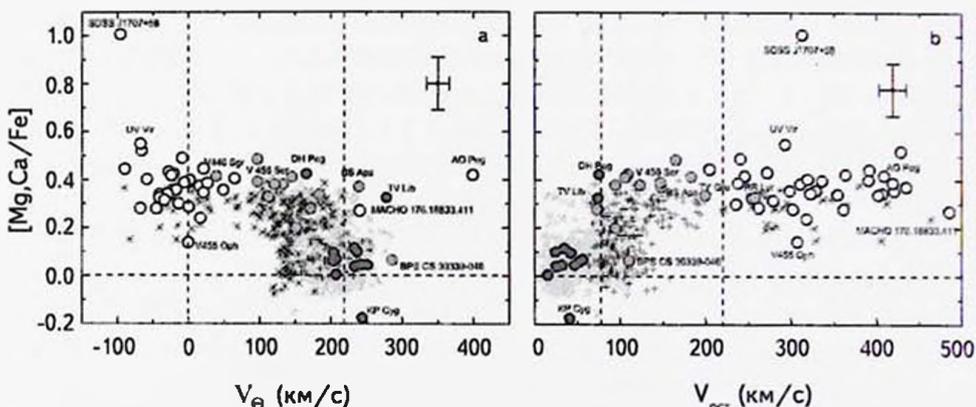


Рис.4. Зависимость отношений  $[\text{Mg,Ca}/\text{Fe}]$  от скорости вращения вокруг галактического центра (а) и от полной остаточной скорости (б) для карликов и лирид поля. Обозначения как на рис.1 и 2.

которой, приняв во внимание ее положение вблизи галактического центра и форму ее орбиты, авторы пришли к выводу, что звезда, скорее всего, выброшена из центра Галактики и ведет свое происхождение от "малометаллического хвоста" галактического балджа. Самая малометаллическая и одновременно с наиболее высокой величиной  $[\alpha/\text{Fe}]$  лирида с кинематикой аккрецированного гало SDSS J1707+58 имеет исключительно большую отрицательную азимутальную скорость. Лирида аккрецированного гало V455 Oph при практически нулевой компоненте азимутальной скорости ( $V_\theta$ ) и высокой  $V_r$  имеет очень низкую, за пределами ошибок отличающуюся от остальных всех звезд гало, величину  $[\alpha/\text{Fe}] = 0.06$ .

7. *Обсуждение.* Итак, анализ химических и кинематических свойств переменных звезд типа RR Лиры поля показал, что лириды присутствуют во всех четырех выделенных нами подсистемах Галактики - в тонком и толстом дисках, а также в собственном и аккрецированном гало. То есть, вопреки традиционным представлениям, среди них есть и лириды с типичными для звезд тонкого диска кинематикой, и химическим составом. Возраст тонкого диска по современным оценкам  $< 9$  млрд. лет. Значит, в противоречие с традиционными представлениями, среди лирид присутствуют не только старые ( $> 10$  млрд. лет), но и более молодые звезды. Как уже отмечалось, звезд типа RR Лиры с металличностью, характерной для тонкого диска, быть не может, поскольку горизонтальная ветвь таких звезд находится в области гигантов красного смещения, т.е. в стороне от полосы неустойчивости, и эти звезды переменными быть не могут. Значит, причину такого несоответствия следует искать в классификации их, как переменных. Выше мы уже отмечали, что наиболее металлическая и долгопериодическая лирида из нашего списка - KP Cug - скорее всего, является классической цефеидой ультракороткого периода. Возможно, что все или часть из обсуждаемых металлических звезд на самом деле могут также оказаться цефеидами, пульсирующими в обортонах с периодами менее суток. В этом случае определяемые из наблюдаемых периодов массы, светимости и расстояния оказываются искаженными. Такие цефеиды уже открыты в Большом и Малом Магеллановых Облаках в рамках проекта OGLE. В любом случае, для их верификации требуется тщательное дополнительное исследование каждой такой переменной.

Основная масса лирид с кинематикой толстого диска оказалась в диапазоне величин  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , который у звезд поля обычно считается "малометаллическим хвостом" толстого диска. Объяснить это можно тем, что являясь более старыми звездами, чем основная масса карликов, они отслеживают химический состав межзвездной среды на начальных этапах формирования этой подсистемы. Излом зависимости  $[\alpha/\text{Fe}]$  от  $[\text{Fe}/\text{H}]$  указывает на тот факт, что в звездно-

газовой системе наступила эпоха вспышек сверхновых типа Ia, т.е. с момента начала звездообразования прошло около 1 млрд. лет. По-видимому, первые SNe Ia начали взрываться, когда металличность межзвездной среды в Галактике достигла величины  $[Fe/H] \approx -1.0$ . И только при достижении  $[Fe/H] \approx -0.5$  SNe Ia начали взрываться в массовом порядке. О большой длительности эволюции подсистемы толстого диска свидетельствуют также отчетливо наблюдаемые на рис.2 и 4 систематические тренды в пределах данной подсистемы как металличности, так и относительных содержаний  $\alpha$ -элементов с изменением кинематических показателей. Выявленные зависимости говорят в пользу гипотезы о длительном формировании толстого диска в процессе коллапса протогалактического облака. Две наименее металлические лириды этой подсистемы (BPS CS 30339-046 и V 456 Ser) демонстрируют химический состав за пределами ошибок, отличающийся от остальных лирид подсистемы. Это дает возможность предположить их внегалактическое происхождение, подобно звездам хорошо известного потока Арктур. Причем лирида V 456 Ser, согласно величинам компонентов своей пространственной скорости, вполне может принадлежать этому потоку. В пользу внегалактического происхождения V 456 Ser свидетельствуют также очень малая величина отношения  $[Mg/Ca] = -0.3$  и высокая величина относительного содержания элемента быстрых нейтронных захватов  $[Eu/Fe] = 1.0$ . Для лирид нашей выборки это самые экстремальные значения (см. наш каталог). Обе эти величины говорят о небольших массах сверхновых II типа, обогативших межзвездное вещество, из которого образовалась данная звезда. Выше мы уже отметили, что отношение  $[Mg/Ca]$  уменьшается с уменьшением массы предсверхновой, тогда как практически весь Eu образуется в r-процессе, который происходит при взрывах наименее массивных SNe II массами  $8-10 M_{\odot}$ . В карликовых же галактиках малой массы с большей вероятностью происходят вспышки сверхновых небольших масс. Заметим, однако, что некоторые авторы отдают предпочтение гипотезе об образовании потока Арктур в результате гравитационного возмущения звезд поля галактическим баром (см., [2] и ссылки в ней). В противоположность этой звезде, лирида BPS CS 30339-046 демонстрирует очень низкое относительное содержание  $\alpha$ -элементов при весьма малой металличности. Такое могло получиться, если звезда действительно образовалась в карликовой галактике, в которой скорость звездообразования была настолько низкой, что SNe Ia начали вспыхивать, когда межзвездная среда была мало обогащена железом от сверхновых второго типа. Впрочем, эти предположения требуют дополнительных исследований.

Большинство лирид с кинематикой гало имеют несколько повышенные относительные содержания  $\alpha$ -элементов, что соответствует их малой металличности. Такой химический состав у звезд поля мог получиться только в

случае образования их или из длинного протогалактического облака, или аккреции их из распавшихся довольно массивных галактик-спутников, в которых скорости звездообразования были бы сравнимы со скоростью в нашей Галактике. Но наблюдаемые в настоящее время отношения  $[\alpha/\text{Fe}]$  у звезд карликовых галактик Местной Группы оказываются систематически ниже, чем у звезд поля нашей Галактики, как полагают, из-за малой в них скорости звездообразования (см., например, [14]). Вполне возможно, что изначально галактика Млечный Путь формировалась из более массивных карликовых галактик, что вполне соответствует современным представлениям об образовании крупных галактик. Одновременно оказалось, что некоторые лириды гало обнаруживают значительные отклонения относительных содержаний некоторых  $\alpha$ -элементов при данной металличности от средних. Так, лирида SDSS J1707+58 считается малометалличной звездой с увеличенным содержанием углерода и s-элементов (см., [15]). Но у нее, как оказывается, еще и повышенные относительные содержания  $\alpha$ -элементов. По-видимому, очень высокое отношение  $[\alpha/\text{Fe}]$  у лириды SDSS J1707+58 можно объяснить тем, что ее протозвездное облако было обогащено выбросом очень массивной SNeII, взрыв которой и спровоцировал звездообразование в этом облаке, одновременно придав ему ускорение. Уникальным следует признать химический состав и у звезды V 455 Ori, которая при почти солнечных содержаниях исследованных в данной работе химических элементов имеет ретроградную орбиту, практически перпендикулярную галактической плоскости. Столь большое содержание металлов при такой высокой орбите вряд ли могло получиться в маломассивной карликовой галактике-спутнике. Действительно, согласно численному моделированию иерархического формирования галактического гало, только галактика-спутник малой массы может быть разрушена приливными силами Галактики, находясь еще на дальних подступах к ее плоскости, т.е. на перпендикулярной орбите. Подчеркнем еще раз, что для верификации всех выводов, касающихся индивидуальных звезд, требуются дополнительные исследования.

Авторы благодарны одному из авторов используемого в работе каталога пространственно-кинематических параметров переменных звезд типа RR Лиры А.С.Расторгуеву за вычисление расстояний до лирид. М.В.А. и Г.М.Л. благодарят за поддержку Минобрнауки РФ (госзадание №3.5602.2017/БЧ), а К.В.В. благодарит за поддержку Минобрнауки РФ (госзадание № 3.858.2017/4.6).

# CHEMICAL COMPOSITION OF FIELD RR LYRAE STARS AS AN INDICATOR OF THE GALACTIC SUBSYSTEMS EVOLUTION

V.A.MARSAKOV, M.L.GOZHA, V.V.KOVAL', E.I.VOROBYOV

The relationships between chemical and spatial-kinematic properties of the field RR Lyrae variable stars are investigated. It is shown that among them there are metal-rich RR Lyrae variables with kinematics of the thin disk, and the problem of the existence of such RR Lyrae variables is discussed. The evidences of decrease in the upper limit of the mass of the formed stars with increasing metallicity in the thin disk and better mixing of interstellar matter in this Galactic subsystem are given. It is found that RR Lyrae variables with kinematics of the thick disk basically have metallicity  $[Fe/H] < -1.0$  and high ratios  $[\alpha/Fe] \approx 0.4$ , whereas only about 10% of the field dwarfs of the so-called "metal-poor tail" have such chemical composition. In the Galaxy, a sharp decrease in the ratio  $[\alpha/Fe]$  occurs in RR Lyrae variables belonging precisely to the thick disk, which indicates the duration of the period of this subsystem formation. The discrepancy between the chemical composition of several RR Lyrae variables and their kinematics is revealed. It is assumed that they all, most likely, have extragalactic origin.

Key words: *RR Lyrae variables:  $\alpha$ -element abundances: subsystems of the Galaxy*

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.Maintz, K.S. de Boer, *Astron. Astrophys.*, **442**, 229, 2005.
2. T.Bensby, S.Feltzing, M.S.Oey, *Astron. Astrophys.*, **562**, A71, 2014.
3. S.Liu, G.Zhao, Y.-Q.Chen et al., *Research in Astron. Astrophys.*, **13**, 1307, 2013.
4. М.Л.Гозжа, В.А.Марсаков, В.В.Коваль, *Астрофизика*, **61**, 55, 2018. (*Astrophysics*, **61**, 41, 2018).
5. A.K.Dambis, L.N.Berdnikov, A.Y.Kniazev et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **435**, 3206, 2013.
6. В.А.Марсаков, М.Л.Гозжа, В.В.Коваль, *Астрон. ж.*, **95**, 54, 2018, (*Astron. Rep.*, **62**, 50, 2018).
7. T.Bensby, S.Feldzing, I.Lungstrem, *Astron. Astrophys.*, **410**, 527, 2003.
8. K.Fuhrmann, *New Astron.*, **7**, 161, 2002.
9. R.G.Gratton, E.Carretta, S.Desidera et al., *Astron. Astrophys.*, **406**, 131, 2003.
10. В.А.Марсаков, Т.В.Боркова, *Письма в Астрон. ж.*, **31**, 577, 2005. (*Astron.*

Letters, **31**, 515, 2005).

11. *S.M.Andrievsky, V.V.Kovtyukh, G.Wallerstein et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **122**, 877, 2010.
12. *M.Haywood, P. Di Matteo, M.D.Lehnert et al.*, Astron. Astrophys., **560**, 109, 2013.
13. *A.Kunder, R.M.Rich, K.Hawkins et al.*, Astrophys. J., **808**, 12, 2015.
14. *K.A.Venn, M.Irwin, M.D.Shetrone et al.*, Astrophys. J., **128**, 1177, 2004.
15. *T.D.Kinman, W.Aoki, T.C.Beers, W.R.Brown*, Astrophys. J. Letters, **755**, L18, 2012.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ШАРОВОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 7006

А.Н. ГЕРАШЕНКО, Ю.К. АНАНЬЕВСКАЯ

Поступила 18 декабря 2017

Принята к печати 7 марта 2018

Представлены результаты исследования шарового скопления NGC 7006, для которого до сих пор нет убедительных доказательств наличия в нем нескольких поколений звезд. Единственное указание на возможность их существования следует из зависимости морфологии горизонтальной ветви от расстояния от центра скопления. В данной работе показано, что этот наблюдаемый факт можно объяснить учетом загрязнения диаграммы цвет-величина звездами фона. Однако для того, чтобы считать это утверждение доказанным, необходимо дополнительное определение и исследование собственных движений звезд в области скопления.

*Ключевые слова: звездные системы: шаровые скопления: фотометрия: звездные населения в шаровых скоплениях*

1. *Введение.* В настоящее время надежно установлено, что шаровые скопления (ШС) могут содержать несколько звездных населений, различающихся химическим составом и в первую очередь содержанием продуктов горения водорода при высокой температуре (He, C, N, O, Na и др.) (см., например, обзор [1]). Этот вывод был получен на основе обнаружения и изучения C-N, O-Na и Mg-Al антикорреляций. На основе изучения богатого и однородного спектрального материала было показано, что в большинстве изученных скоплений звезды первичного населения с химическим составом, соответствующим таковому звезд поля, составляют, в среднем, треть звезд скопления. Остальные две трети составляют звезды вторичного населения, образованные из выбросов первичных звезд. Эти звезды характеризуются, в частности, увеличенным содержанием Na, N и Al и уменьшенным содержанием O, C и Mg. Вторичное население может состоять из нескольких поднаселений, характеризующихся увеличенным содержанием гелия (Y), которое может изменяться в пределах самого скопления [2]. Также было обнаружено, что протяженность Na-O корреляции имеет тенденцию быть тем больше, чем больше масса скопления, и вероятно существует минимальная масса, ниже которой в скоплении эта антикорреляция не наблюдается [3].

Фотометрические признаки наличия различных населений в ШС впервые были обнаружены на основании наблюдений на Космическом телескопе Хаббла (КТХ) в конце 20 в. в ШС  $\omega$  Cen [4]. Впоследствии наличие

нескольких населений было подтверждено в большом количестве этих объектов как космическими, так и наземными наблюдениями. Эти признаки проявляются в расширении или даже расщеплении эволюционных последовательностей на отдельные компоненты на диаграмме цвет-величина (CMD - color-magnitude diagram) скопления. Изменения в содержании Na, O, Ne и некоторых других элементов, ответственных за эти фотометрические признаки, связаны, но проявляются на различных частях CMD по-разному. Эффект изменения Ne четко проявляется на Главной последовательности (ГП), вызывая ее расширение (расщепление); еще более явно он влияет на морфологию горизонтальной ветви (ГВ), не сказываясь заметно на виде ветви красных гигантов (ВКГ). В то же время изменения в содержании C, N, O проявляются на ВКГ, не сказываясь на ГП. Указанные эффекты усиливаются при наблюдениях в ультрафиолетовой (УФ) области спектра и при использовании более широкой спектральной базы.

Настоящая работа посвящена поискам признаков наличия нескольких звездных населений в ШС NGC 7006 на основании его фотометрического исследования.

2. *Сведения о ШС NGC 7006.* Согласно каталогу [5] ШС NGC 7006 (C2059+160) ( $\alpha = 21^{\text{h}}01^{\text{m}}29^{\text{s}}.38$ ,  $\delta = +16^{\circ}11'14''.4$  (2000),  $l = 63^{\circ}.77$ ,  $b = -19^{\circ}.41$ ) расположено во внешнем гало Галактики на расстоянии  $R_g = 38.5$  кпк от ее центра, имеет небольшие угловые размеры ( $r_t = 4'.37$ ) и обладает промежуточными значениями некоторых других характеристик (металличность  $[Fe/H] = -1.63$ , светимость  $M_v = -7^{\text{m}}.67$ ). Скопление является одним из самых энергичных скоплений в Млечном Пути с эксцентрической орбитой, предполагающей внегалактическое происхождение этой системы [6].

Фотометрическому изучению скопления в визуальной и близкой к ней областям спектра было посвящено несколько работ [7-11]. Уже в первом обстоятельном исследовании скопления Сэнциллж и Вилли [7] обнаружили, что оно обладает необычно красной ГВ, не соответствующей металличности скопления. Согласно ([5], редакция 2003г.) индекс ГВ  $HBR = (B - R)/(B + V + R) = -0.28$ , где B и R - число звезд скопления на голубой и красной частях ГВ, соответственно, V - число переменных звезд типа RR Лут. С тех пор скопление рассматривается как "архитипичное" по влиянию второго параметра (первый параметр - металличность) на распределение звезд вдоль ГВ. Позже Буонанно и др. [9] показали, что вид ГВ изменяется в пределах скопления таким образом, что по мере приближения к центру скопления цвет ГВ становится все более голубым. При этом следует указать, что в этой работе, согласно модели Галактики [12], принималось, что в район CMD в интервале величин  $15 \leq V \leq 19$  и цветов  $B - V \leq 0.8$  попадают только 4 звезды фона. Поэтому вклад звезд фона не учитывался. Вопрос о звездном фоне скопления NGC 7006 будет рассмотрен ниже.

В работах [7-11] не было замечено никаких признаков наличия нескольких населений в скоплении. Однако авторы и не ставили такой цели. К тому же фотометрический материал, используемый в этих работах, был ограничен по светимости началом ГП, видимой областью спектра и недостаточной для этой цели фотометрической точностью.

Поиски дополнительных параметров, влияющих на морфологию ГВ и, в частности, приводящих к необычно красной ГВ в ШС NGC 7006, проводились на основе анализа интенсивностей полос молекул CN, CH, CO по спектральному и фотометрическому материалу среднего разрешения [13-19] или интенсивностей линий Na, O, Al по спектрам высокого разрешения [20]. Были обнаружены значимые, но умеренные изменения интенсивностей полос и линий от звезды к звезде скопления, а также антикорреляция содержания Na и O и корреляция Na и N. Амплитуды этих изменений среди звезд одной светимости в ШС одной металличности (NGC 7006, M3, M13 и M10), но различной морфологии ГВ примерно одинаковы. К тому же, как заметили Смит и др. [19], малочисленность выборки звезд (~15) и весьма ограниченный интервал их яркости (все они ярче "булп" ВКГ) не позволили большинству из перечисленных авторов рассматривать содержание CNO в качестве 2-го параметра.

Греттон и др. [21] и Милоне и др. [2] при поиске параметров, ответственных за морфологию ГВ в ШС, выделили, кроме металличности, два дополнительных. Один из них - глобальный (возраст) - изменяется от скопления к скоплению, другой - содержание гелия, изменяется внутри скопления. Оценки возраста ШС NGC 7006 [8,9], выполненные на основании расположения на CMD точки поворота от ГП, говорят о том, что он существенно не отличается от возраста ШС той же металличности, но имеющих другую морфологию ГВ. Доггер и др. [11], используя более точный фотометрический материал, полученный по наблюдениям на KTX с камерой ACS (Advanced Camera for Surveys) методом подгонки изохрон к CMD F814W - (F606W - F814W), нашли, что NGC 7006 незначительно моложе ШС внутреннего гало. Действительно, в работах [11,22] для ШС NGC 7006, M3, M13 и M10 были получены практически неразличимые значения возрастов:  $12.25 \pm 0.75$  Гут,  $12.50 \pm 0.50$  Гут,  $13.00 \pm 0.50$  Гут,  $13.00 \pm 1.25$  Гут, соответственно, тогда как их ГВ характеризуются широким диапазоном значений индекса HBR = -0.28, 0.08, 0.97, 0.98.

Скопление NGC 7006 богато переменными звездами, в основном, переменными типа RR Лут. Согласно [23] в нем обнаружено 76 переменных звезд. Из 54 звезд с определенными периодами 47 являются переменными типа RR0, 7 - переменными типа RR1 и 2 - красными переменными. Для 4 звезд (v4, v7, v9 и v34) переменность не была подтверждена. В отношении звезды v34 верные координаты и комментарий даны в [24] и в электронной версии

каталога переменных звезд на сайте С.Clement <http://www.astro.utoronto.ca/~cclement/read.html>. По данным [23] нами были определены отношение числа RR1 к RR0 ( $N_{RR1}/N_{RR0} = 0.12$ ), и величина среднего периода переменных типа RR0 ( $P_{RR0} = 0^d.568 \pm 0^d.004$ ).

Последняя величина совпадает с определенным Вехнау и др. [25] значением  $0^d.569$ . Эти величины определяют NGC 7006, как скопление типа Oo1 по Оостерхоффу, ибо последние характеризуются средним  $P = 0^d.553 \pm 0^d.017$  [23].

Д'Антон и Калои [26] обратили внимание на одинаковый (пикированный) характер распределения периодов RR Lyr в ШС М3, М5, NGC 3201 и NGC 7006. Кроме того, в этих скоплениях населены красная область, полоса нестабильности и синяя области ГВ, но отсутствуют так называемые "голубые хвосты". Обычно распределение звезд вдоль ГВ в ШС моделируется, принимая среднюю потерю массы вдоль ВКГ со стандартным отклонением  $0.025 M_{\odot}$ . Как считают вышеупомянутые авторы, эти особенности ГВ требуют сильного ограничения на потерю масс, которая должна иметь много меньшую дисперсию. Поэтому в рамках гипотезы мультиэпошного содержания гелия в звездах ШС Калои и Д'Антон [27] резко уменьшили дисперсию потери массы на ВКГ. При этом они не только воспроизвели пикированное распределение периодов RR Lyr, но и голубая часть ГВ естественно населилась звездами вторичного населения с переменным содержанием гелия, увеличенным по сравнению с его содержанием в звездах первичного населения. Такая модель ГВ подробно рассмотрена ими на примере скопления М3. Результаты моделирования показали, что дисперсия потери массы для М3 должна быть не больше, чем  $0.003 M_{\odot}$ , содержание гелия в звездах вторичного населения изменяется в пределах  $0.26 \div 0.28$  и скопление имеет равное соотношение звездных населений. Распространив эту интерпретацию на остальные скопления группы, Д'Антон и Калои [26] для NGC 7006 получили следующие характеристики: первичное население составляет 72%, вторичное - 28%, при этом содержание гелия в его звездах изменяется в пределах  $Y = 0.25 - 0.275$ .

Выводы, полученные в [27] в отношении скопления М3, были проверены с помощью наблюдений звезд скопления. Используя высокоточные фотометрию Стромгрена и спектроскопию для голубых звезд НВ ШС М3, Кейтелен с коллегами [28] обнаружили, что увеличение содержания гелия среди большинства голубых звезд НВ должно быть меньше 0.01, что исключает более высокие значения его увеличения.

Таким образом, к настоящему времени нет никаких наблюдений, согласно которым можно было бы утверждать, что скопление NGC 7006 содержит несколько звездных населений.

3. *Наблюдательные данные.* В работе использовались несколько

рядов наблюдений ШС NGC 7006:

1.  $V, I$  фотометрия звезд - website <http://archive.stsci.edu/pub/hlsp/acsggct/ngc7006/>.

Наблюдения центральной области ( $r \sim 2'$ ) скопления были проведены на KTX/ACS, заявитель Доттер. Подробности наблюдений и их обработки, а также необходимые ссылки, приведены в [11].

2.  $u, g, r, i$  SDSS (Sloan Digital Sky Survey) фотометрия звезд - website [http://www.sdss.org/dr6/products/value\\_added/anjohnson08\\_clusterphotometry.htm](http://www.sdss.org/dr6/products/value_added/anjohnson08_clusterphotometry.htm).

Наблюдения выполнены на специализированном 2.5-м телескопе обсерватории Apache Point. В данной работе использовалась обработка этих наблюдений, выполненная и описанная Эном и др. [29]. Исследуемое поле является прямоугольником со сторонами  $\sim 14' \times 10'$ , в котором скопление расположено в юго-восточном углу. При этом наименьшее расстояние центра скопления от сторон поля составляет  $\sim 3'$ , а самые удаленные звезды поля от центра скопления расположены на расстоянии  $\sim 12'$ .

3. При выделении членов скопления и очищении CMD от звезд фона большое значение имеют собственные движения звезд. В радиусе  $\sim 3'$  собственные движения звезд скопления были определены Динеску и др. [6]. К сожалению, эта работа основана на фотографическом материале, обладающим меньшими пространственным разрешением, фотометрической точностью и прелымой величиной, чем ПЗС наземные наблюдения, а тем более наблюдения на KTX. В результате при сравнении каталогов [6] (633 звезды до  $V \sim 22^m$ ) и KTX ( $\sim 3200$  звезд до  $V \sim 22^m$ ) удалось отождествить со звездами Динеску и др. [6] лишь часть одиночных звезд каталога KTX ( $\sim 300$  звезд, 60 из которых не являются членами скопления).

4. *Фотометрия звезд ШС NGC 7006, полученная на KTX.* На рис.1 представлена CMD  $V \sim (V-I)$  для всей исследованной области скопления ( $r \sim 2'$ ) по данным, полученным на KTX, для звезд, ошибка измерения которых не превышает  $0^m.1$ . На нем справа приведены для соответствующих величин типичные фотометрические ошибки. Кружочками (o) отмечены звезды фона по данным [6]. Судить о вкладе звезд фона в соответствующие части CMD позволяют и данные SDSS. Большое поле SDSS позволяет исследовать не только скопление, но и область, удаленную от центра скопления на расстояние, большее приливного радиуса скопления. Мы приняли, что звездами фона являются звезды, расположенные в области с  $g \geq 6'$ . После перевода фотометрической SDSS системы  $g$  и  $r$  величин в систему  $V, I$  величин эти звезды нанесены косыми крестиками (x) на рис.1, на котором звезды фона образуют несколько достаточно четких структур на CMD. В [30] эти структуры на фоне скопления NGC7006 предварительно отождествлены с огромным

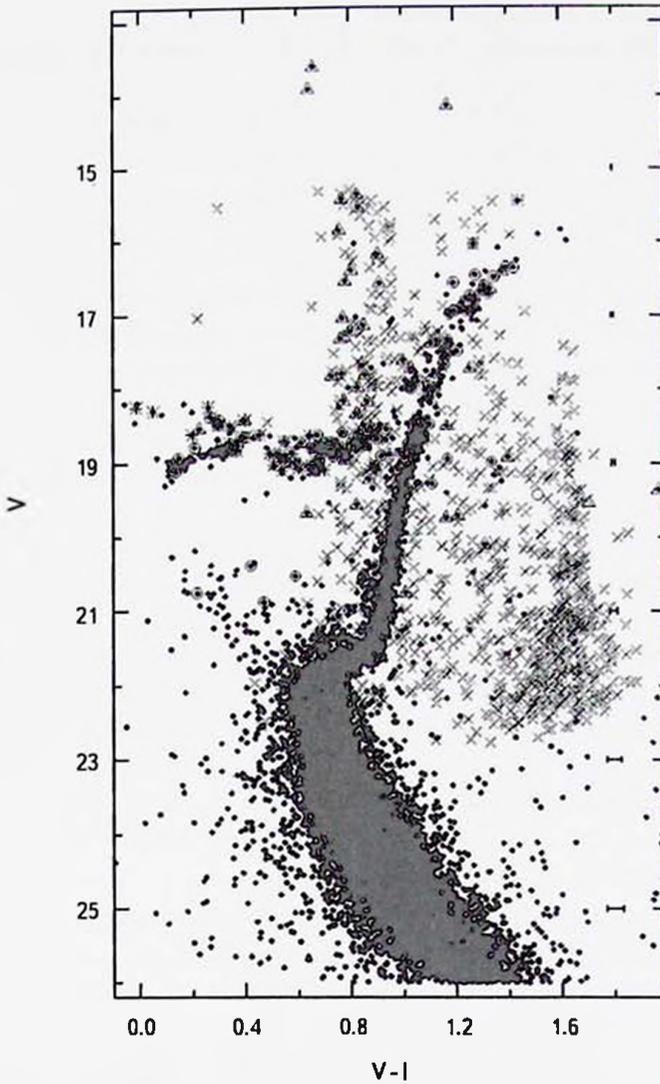


Рис.1. CMD ШС NGC 7006 V от (V-I) для всех наблюдаемых на КХТ ( $r < 2'$ ) звезд ( $\bullet$ ).  $\circ$  (открытые кружки) - члены скопления по собственным движениям,  $\Delta$  (открытые треугольники) - звезды фона по собственным движениям,  $\times$  - звезды SDSS с  $r > 6'$ ,  $*$  - переменные звезды.

облаком в Геркулесе-Водолея и его происхождение авторы [30] связывают с приливным разрушением древней карликовой галактики. Согласно авторам в сценарии нерархического образования Галактики, в котором внешнее гало Млечного Пути является результатом непрерывной аккреции галактик малой массы, часть системы галактических шаровых скоплений могла возникнуть в

вымерших карликовых галактиках и затем была аккрецирована вместе с ними. Остатки этих предшественников галактики могут все еще заполнять окрестности этих аккрецированных скоплений. В соответствии с рис.15 из [30] эти структуры заполняют всю красную часть CMD скопления, начиная с  $(V-I) > 0.8$ , и проходят через ВКГ и красную часть ГВ скопления. В более голубой области CMD скопления вклад звезд фона, согласно заключению Буонанно и др. [9], невелик. Он определяется яркими звездами Галактики и вполне описывается модельными расчетами Галактики [12].

Определенные в [6] собственные движения для части звезд красной части ГВ (к сожалению, для многих звезд они неизвестны) позволяют утверждать, что она засорена звездами фона. Этот факт следует учитывать при определении характеристик ГВ. Это касается и других ветвей CMD скопления.

Приведенная на рис.1 CMD в основном соответствует полученным ранее диаграммам этого скопления [8-10]. Четко прослеживается последовательность "голубых бродяг". Положение "bump" на ВКГ ( $V_{\text{BRGB}} = 18.662 \pm 0.014$ ) совпадает с определением Натафа и др. [31] ( $V_{\text{BRGB}} = 18.641 \pm 0.004$ ). Также совпадает и наше определение положения точки поворота от ГП ( $V_{\text{TP}} = 22.25 \pm 0.05$ ) с величинами Натафа и др. [31] (22.26) и Буонанно и др. [9] ( $22.3 \pm 0.1$ ).

В противоречии со всеми предыдущими исследованиями находится вид ГВ. В нашем случае красная и голубая части ГВ содержат почти равное количество звезд. Соответствующий индекс HBR равен  $0.02 \pm 0.03$ , если учесть группу звезд, расположенную правее группы звезд, принадлежащих красной части ГВ и отделенную от нее небольшим пробелом. Если же считать эту группу звезд продолжением асимптотической ветви, что следует из рис.1, то индекс HBR увеличивается до  $0.10 \pm 0.03$ . В обоих случаях цвет ГВ более голубой, чем в [9,5], где для HBR приводятся отрицательные значения: -0.11 и -0.28, соответственно. Такое различие можно объяснить совокупностью двух эффектов: обнаруженной ранее [9] зависимостью распределения звезд вдоль ГВ от расстояния до центра скопления и различной удаленностью от него областей скопления, изучаемых различными авторами. Действительно, наблюдаемая на КТХ область ограничена центральной частью скопления ( $r \sim 2'$ ), где, согласно [9], число голубых звезд на ГВ больше, чем красных. Другой причиной различия, которая будет рассмотрена ниже, может быть учет звезд фона, вклад которых в красную часть ГВ увеличивается по мере удаления от центра скопления.

Так как фотометрия звезд скопления выполнена в  $V$  и  $I$  величинах практически одновременно, то обе величины для переменных звезды типа RR Lyr относятся к одной и той же фазе блеска. В этом случае все переменные этого типа должны располагаться в пределах некоторой полосы, наклоненной по отношению к ГВ, что наглядно представлено на рис.2. Нахождение в этой

полосе звезд, которые не являются известными переменными, является основанием для изучения этих звезд с целью выявления их переменности [32]. Действительно, на рис.2 в пределах полосы нестабильности находятся звезды, которые не числятся в каталоге переменных звезд [23]. Эти звезды имеют большую вероятность переменности блеска. Однако они расположены в основном

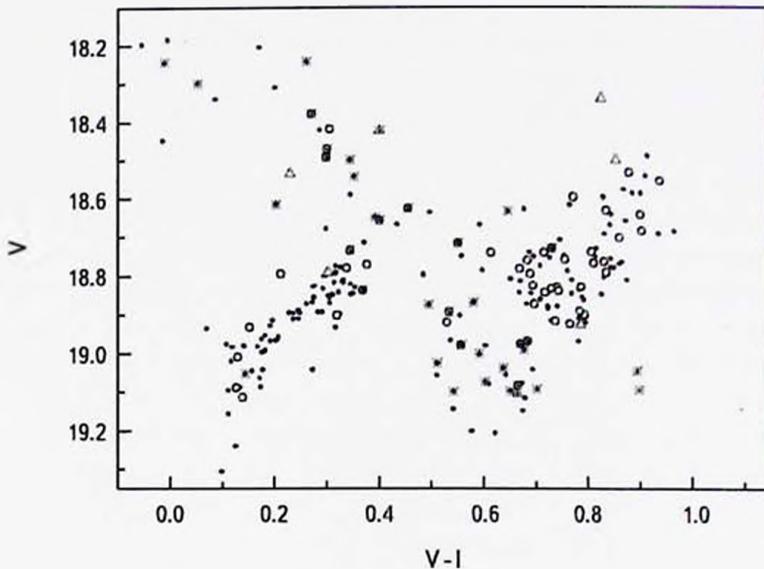


Рис.2. CMD в районе ГВ. Обозначения те же, что на рис.1.

в пределах  $0'.2 - 0'.3$  от центра скопления и для обнаружения их переменности необходимы наблюдения высокого пространственного разрешения. Несколько переменных оказались вне этой полосы. Это тоже основание для проверки их на переменность. Действительно, для части из них переменность в дальнейшем не была подтверждена ( $v4$ ,  $v7$  и  $v9$ ).

5. *Радиальное распределение основных характеристик скопления.* На рис.3 приведены CMD для трех областей скопления с приблизительно одинаковым числом звезд, но различной удаленностью от его центра ( $0'.15 < r < 0'.2$ ,  $0'.5 < r < 0'.6$  и  $1'.3 < r < 2'.0$ ). Из-за концентрации звезд скопления к центру существенно увеличиваются размеры колеи по мере удаления от центра. Сравнение 3-х диаграмм на рис.3 позволяет выявить некоторые их особенности:

а. Большая концентрация ярких звезд (красные гиганты, звезды ГВ) и "голубых бродяг" к центру скопления. Кумулятивное радиальное распределение плотности этих звезд в кольцах шириной  $0'.1$  приведено на рис.4. Можно

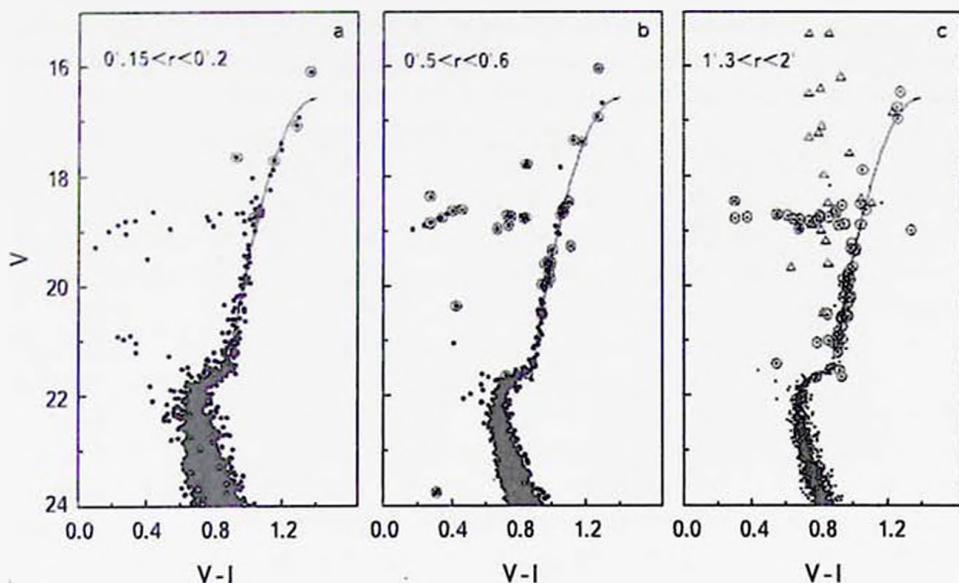


Рис.3. CMD для 3-х областей скопления. Обозначения те же, что на рис.1.

видеть, что "голубые бродяги" более сконцентрированы к центру, чем красные гиганты и звезды ГВ. Распределения звезд последних двух ветвей не различаются. Эти качественные оценки подтверждаются количественными оценками, основанными на критерии Колмогорова-Смирнова. Различие между красными

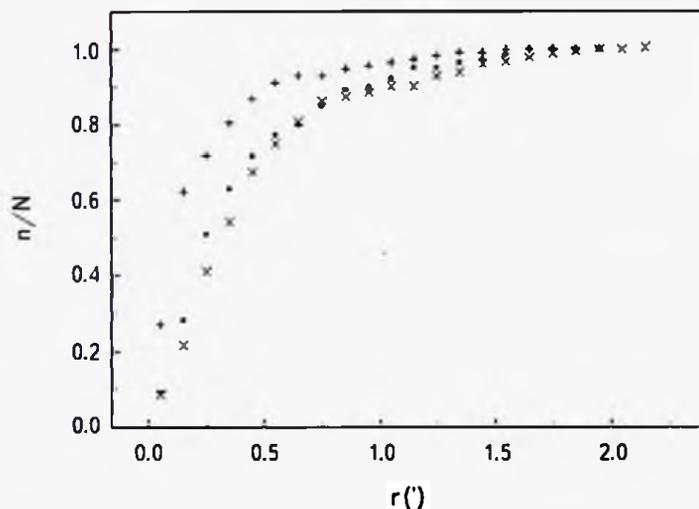


Рис.4. Кумулятивное радиальное (в кольцах шириной 0'.1) распределение плотности красных гигантов (+), звезд ГВ (.) и "голубых бродяг" (x).

гигантами и звездами ГВ статистически незначимо на уровне 95%, в то время как различие между этими звездами и "голубыми бродягами" статистически значимо на уровне 99%.

Концентрация красных гигантов визуально проявляется при сравнении рис.3а, с одной стороны, и 3б и 3с ( $r > 0'.5$ ) - с другой. Уже при  $r > 0'.5$  на CMD ветвь красных гигантов содержит только 3 красных гиганта, более ярких, чем ГВ. Этот факт не позволяет исследовать зависимость положения "bump" на ВКГ от радиуса скопления. Аналогичная концентрация к центру скопления наблюдается и для звезд ГВ.

б. Отсутствие радиальной зависимости положения ВКГ. На рис.3б ( $0'.5 < r < 0'.6$ ) ветвь красных гигантов представлена наилучшим образом подобранной кривой второго порядка. Та же самая кривая проведена на рис.3а и 3с. В пределах ошибок эта кривая удовлетворительно представляет ВКГ для всех 3-х областей скопления: Сумма отклонений от вычисленной кривой для всех 3-х областей практически равна нулю. Отсутствие различия в распределении звезд вдоль ВКГ для 3-х областей подтверждается и критерием Колмогорова-Смирнова на уровне 95%.

с. Независимыми от расстояния от центра скопления в пределах точности определения оказались положение на CMD точки поворота от ГП и яркость ветви субгигантов (ВСГ). Одна и та же кривая представляет ВСГ для всех 3-х областей, что также подтверждается критерием Колмогорова-Смирнова на уровне 95%.

д. Из-за малого количества звезд ГВ и концентрации их к центру получить статистически значимые значения индекса HBR в ранее выделенных нами областях невозможно. Поэтому для его определения вся исследуемая область скопления была разделена на две части с приблизительно равным числом звезд ГВ. Одна часть включает кольцо с  $0'.1 < r < 0'.4$ , другая - с  $r > 0'.4$ . Некоторая неопределенность при подсчете звезд на ГВ возникает из-за невозможности точного разграничения красной части ГВ и асимптотической ветви гигантов. HBR, вычисленные в первой и второй областях, соответственно равны  $0.21 \pm 0.03$  и  $-0.06 \pm 0.03$ . Таким образом, казалось бы подтверждается обнаруженная в [9] зависимость индекса HBR от центра скопления. Однако этот эффект может быть вызван присутствием звезд фона, которые располагаются полосой, проходящей через красную часть ГВ (рис.5), и количество которых увеличивается к периферии. Для области  $0'.1 < r < 0'.4$  этот вклад невелик и не может существенно изменить индекс HBR. Некоторую оценку влияния звезд фона на число членов красной части ГВ для области  $r > 0'.4$  можно сделать, привлекая имеющиеся данные по собственным движениям звезд скопления [6]. В этой области скопления общее число красных звезд равно 30. 19 из них являются членами скопления на основании

измеренных собственных движений. Если предположить, что оставшиеся 11 звезд являются звездами фона, то соответствующий индекс HBR увеличивается до 0.09 и оказывается в пределах ошибок определения соответствующего

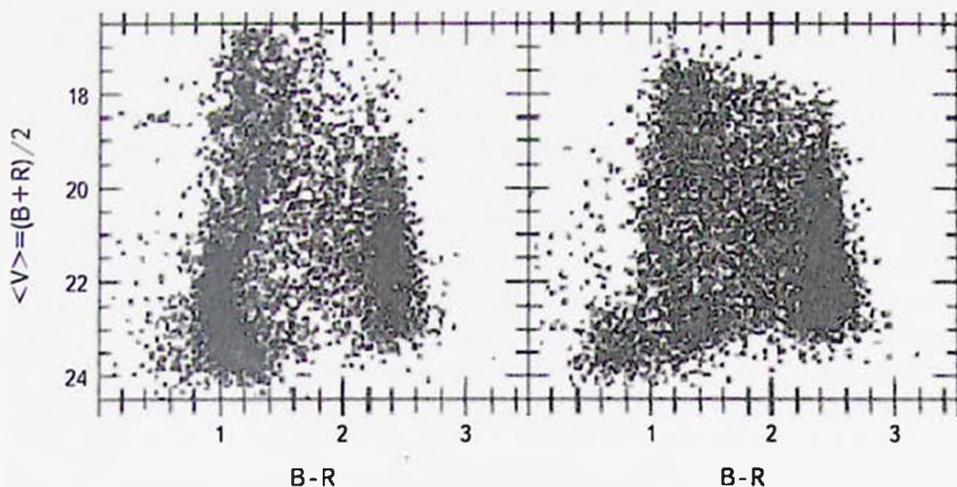


Рис.5. CMD для звезд центральной области ШС NGC 7006 (левая часть) и для звезд, находящихся за приливным радиусом скопления (правая часть) [33].

индекса HBR для центральной области.

6. *Заключение.* В соответствии с обработанным наблюдательным материалом в данной фотометрической системе ( $V$ ,  $I$  величины) ни один параметр CMD (кроме индекса HBR) не обнаруживает зависимости от расстояния. Это может свидетельствовать о том, что скопление состоит из простого звездного населения, химически однородного. Изменение же индекса ГВ HBR с расстоянием от центра, как было показано в предыдущей части, может быть вызвано дополнительным вкладом звезд фона, которые:

- полосой проходят через красную часть ГВ (рис.1 и, более наглядно, рис.5),
- дают все более увеличивающийся вклад в эту область по мере удаления от центра,
- не учтены при определении индекса HBR.

Таким образом для решения вопроса об изменяемости индекса HBR требуются дополнительные наблюдения на инструменте с высоким пространственным разрешением для получения собственных движений и детального определения принадлежности звезд к скоплению.

С другой стороны, используемая фотометрическая система величин ( $V$ ,  $I$ ) недостаточно чувствительна к изменению содержания таких химических элементов, как гелий, углерод, кислород, азот, натрий и др., которые ответст-

венны за фотометрические признаки наличия нескольких населений в шаровых скоплениях. К изменению содержания гелия на CMD наиболее чувствительна ГП. Однако в этой системе величин сдвиг ГП по цвету  $V-I$  из-за изменения содержания гелия часто оказывается меньше ошибок измерения цветов звезд. В частности, в скоплении NGC 6752 с той же металличностью, что и у NGC 7006, сдвиг ГП по цвету ( $V-I$ ) на уровне  $M_v \sim 6^m$  составляет  $0^m.02$  при том, что различие в содержании гелия в звездах двух поколений достигает  $\Delta Y = 0.03$  [34]. Соответствующая этой абсолютной величине средняя ошибка определения цвета звезд NGC 7006  $\sigma_{v,i} = 0^m.06$ . Даже если принять, что различие в содержании гелия между двумя поколениями звезд этого скопления достигает 0.03, что нереально, используемая фотометрия не может ни подтвердить, ни опровергнуть гипотезу существования нескольких поколений звезд в этом скоплении. Без сомнения, для решения этой дилеммы необходимы наблюдения в UV области. К сожалению, данные SDSS в полосе "u" для скопления NGC 7006 не годятся для этой цели из-за большой ошибки измерения этих величин.

Авторы благодарят профессора Н.Н.Самуся (ИНАСАН) за помощь в получении наблюдательного материала, Н.В.Яблокову (СПбГУ) за полезную дискуссию.

Главная астрономическая обсерватория, Пулковое, Санкт Петербург,  
Россия, e-mail: ger@gaoran.ru

## INVESTIGATION OF THE GLOBULAR CLUSTER NGC 7006

A.N.GERASHCHENKO, Y.K.ANANJEVSKAJA

The results of the study of the globular cluster NGC 7006 are presented, for which convincing evidence of the existence of multiple populations of stars has not yet been presented. The only indication of the possibility of their existence follows from the dependence of the structure of the horizontal branch on the distance from the center of the cluster. In this paper it is shown that this observed fact can be explained by the ignoring of the contamination of the CMD by the field stars. However, in order to consider this statement as proved, it is necessary to obtain and study the proper motions of the stars in the cluster region.

Key words: *stellar systems: globular clusters: photometry: multiple populations in globular clusters*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.G. Gratton, E. Carretta, A. Bragaglia*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **20**, 50, 2012.
2. *A.P. Milone, A.F. Marino, A. Dotter et al.*, *Astrophys. J.*, **785**, 21, 2014.
3. *E. Carretta, A. Bragaglia, R.G. Gratton et al.*, *Astron. Astrophys.*, **516**, 55, 2010.
4. *J. Anderson*, *Ph.D. Thesis*, Univ. of Callifornia, Berkeley, 1998.
5. *W.E. Harris*, *Astron. J.*, **112**, 147, 1996.
6. *D.I. Dinescu, S.R. Majewski, T.M. Girard et al.*, *Astron. J.*, **122**, 1916, 2001.
7. *A. Sandage, R. Wildey*, *Astrophys. J.*, **150**, 469, 1967.
8. *J.G. Cohen*, *Astron. J.*, **90**, 2254, 1985.
9. *R. Buonanno, F. FUSE Pecci, E. Cappellaro et al.*, *Astron. J.*, **102**, 1005, 1991.
10. *А.И. Герашченко*, *Астроф. ж.*, **84**, 604, 2007.
11. *A. Dotter, A. Sarajedini, J. Anderson*, *Astrophys. J.*, **738**, 74, 2011.
12. *K.U. Ratnatunga, J.N. Bahcall*, *Astrophys. J.*, **59**, 63, 1985.
13. *F.D.A. Hartwick, McClure*, *Astrophys. J.*, **176**, L57, 1972.
14. *J.E. Hesser, F.D.A. Hartwick, McClure*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **33**, 471, 1977.
15. *R.D. McClure, J.E. Hesser*, *Astrophys. J.*, **246**, 136, 1981.
16. *J.G. Cohen, J.A. Frogel*, *Astrophys. J.*, **255**, L39, 1982.
17. *E. Friel, R.P. Kraft, N.B. Suntzeff et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 873, 1982.
18. *D. Harbeck, G.H. Smith, E.K. Grebel*, *Astron. Astrophys.*, **409**, 553, 2003.
19. *G.H. Smith, M.M. Briley, D. Harbeck*, *Astron. J.*, **129**, 1589, 2005.
20. *R.P. Kraft, Ch. Sneden, G.H. Smith et al.*, *Astron. J.*, **115**, 1500, 1998.
21. *R.G. Gratton, E. Carretta, A. Bragaglia et al.*, *Astron. Astrophys.*, **517**, A81, 2010.
22. *A. Dotter, A. Sarajedini, J. Anderson et al.*, *Astrophys. J.*, **708**, 698, 2010.
23. *Ch.M. Clement, A. Muzzin, Q. Dufton et al.*, *Astron. J.*, **122**, 2587, 2001.
24. *A.N. Gerashchenko*, *PZ*, **26**, 1, 2006.
25. *A. Wehlau, S. Demers*, *Astron. Astrophys.*, **57**, 251, 1977.
26. *F.D'Antona, V. Caloi*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **390**, 693, 2008.
27. *V. Caloi, F.D'Antona*, *Astrophys. J.*, **673**, 847, 2008.
28. *M. Catelan, F. Grundahl, A.V. Sweigart et al.*, *Astrophys. J.*, **695**, L97, 2009.
29. *D. An, J.A. Johnson, J.L. Clem et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **179**, 326, 2008.
30. *J.A. Carballo-Bello, A. Sollima, D. Martinez-Delgado et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **445**, 2971, 2014.
31. *D.M. Nataf, A.P. Gould, M.H. Pinsonneault et al.*, *Astrophys. J.*, **766**, 77, 2013.
32. *З.И. Кадла, А.И. Герашченко*, *Изв. ГАО РАН*, **199**, 86, 1982.
33. *D. Martinez-Delgado, D.I. Dinescu, R. Zinn et al.*, *ASP Conference Series*, **327**, 255, 2004.
34. *A.P. Milone, A.F. Marino, G. Piotto et al.*, *Astrophys. J.*, **767**, 120, 2013.



THE FIRST PHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE  
OPEN CLUSTERS DOLIDZE 32 AND 36M.Y. AMIN<sup>1,2</sup>, W.H. ELSANHOURY<sup>3,4</sup>, A.A. HAROON<sup>3,5</sup>

Received 13 December 2017

Accepted 7 March 2018

We present a first study of two open clusters Dolidze 32 and Dolidze 36, in the near-infrared region JHKs with aid of PPMXL catalog. In our study, we used a method able to separate open cluster's stars from those that belong to the stellar background. Our results of calculations indicate that for both cluster Dolidze 32 and Dolidze 36 the number of probable member are 286 and 780, respectively. We have estimated the cluster center for Dolidze 32 and Dolidze 36 are  $\alpha = 18^{\text{h}}41^{\text{m}}4^{\text{s}}.188$ ,  $\delta = -04^{\circ}04'57''.144$ ,  $\alpha = 20^{\text{h}}02^{\text{m}}29^{\text{s}}.95$ ,  $\delta = 42^{\circ}05'49''.2$ , respectively. The limiting radius for both clusters Dolidze 32 and Dolidze 36 are about  $0.94 \pm 0.03$  pc and  $0.81 \pm 0.03$  pc, respectively. The Color Magnitude Diagram allows us to estimate the reddening  $E(B - V) = 1.41 \pm 0.03$  mag. for Dolidze 32 and  $E(B - V) = 0.19 \pm 0.04$  mag. for Dolidze 36, in such away the distance modulus ( $m - M$ ) is  $11.36 \pm 0.02$ , and  $10.10 \pm 0.03$  for both clusters, respectively. On the other hand, the luminosity and mass functions of these two open clusters Dolidze 32 and Dolidze 36 have been estimated, showing that the estimated masses are in manner  $437 \pm 21 M_{\odot}$  and  $678 \pm 26 M_{\odot}$ , respectively, while the mass function slopes are  $-2.56 \pm 0.62$  and  $-2.01 \pm 0.70$  for Dolidze 32 and Dolidze 36, respectively. Finally, the dynamical state of these two clusters shows that only Dolidze 36 can be considered as a dynamically relaxed cluster.

Key words: *Star clusters: stellar membership probability: color magnitude diagram: photometry*

1. *Introduction.* Studying the open clusters are one of the most important ways of understanding the star formation. On the other hand, determination of open cluster physical parameters (like distance, reddening, age... etc.) due to observational studies, helps us to understand the galactic structure and evolution [1]. Bukowiecki et al. [2] determined new coordinates of the centres, angular sizes and radial density profiles for 849 open clusters in the Galaxy based on the 2MASS database.

Fundamental parameters of these two poorly studied open clusters Dolidze 32 and Dolidze 36 (hereafter  $D_{32}$  and  $D_{36}$ ) are listed below in Table 1. The images of these two clusters are given in the LEDAS Digitized Sky Survey (DSS).

In our study, we use the fundamental parameters taken from Kharchenko et al. [3] and Dias et al. [4] in the PPMXL<sup>1</sup> catalog [5] to determine the basic

<sup>1</sup> <http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR?-source=1/317>

THE FUNDAMENTAL PARAMETERS OF TWO OPEN  
CLUSTERS  $D_{32}$  AND  $D_{36}$

Parameter	$D_{32}$	$D_{36}$	References
$\alpha$	$18^{\text{h}}41^{\text{m}}13^{\text{s}}.2$ $18^{\text{h}}41^{\text{m}}5^{\text{s}}$	$20^{\text{h}}02^{\text{m}}27^{\text{s}}.6$ $20^{\text{h}}02^{\text{m}}30^{\text{s}}$	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]
$\delta$	$-4^{\circ}02'00''.6$ $-4^{\circ}04'51''$	$42^{\circ}09'54''$ $42^{\circ}06'00''$	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]
$l$	$28^{\circ}.177$ $28^{\circ}.120$	$77^{\circ}.711$ $77^{\circ}.659$	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]
$b$	$0^{\circ}.429$ $0^{\circ}.438$	$6^{\circ}.022$ $5^{\circ}.982$	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]
$r_{\text{core}}$ (arcmin)	0.6	0.6	Kharchenko et al. [3]
$r_{\text{hr.}}$ (arcmin)	5.4	4.2	Kharchenko et al. [3]
Distance (pc)	1381 1381	970 900	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]
Diameter (arcmin)	9.80	14.0	Dias et al. [4]
$E(B-V)$	1.457 1.457	0.208 0.220	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]
$E(J-K_s)$	0.700	0.100	Kharchenko et al. [3]
$E(J-H)$	0.467	0.067	Kharchenko et al. [3]
$\log(\text{age})$	6.00 6.00	8.920 8.83	Kharchenko et al. [3] Dias et al. [4]

astrometrical and photometrical properties of open clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$ . We get from the PPMXL catalog a complete worksheet data of right ascension, declination, and the angular distance from the cluster center are extracted for J, H, and Ks (near infra-red) region with radii of 5 and 7 arcmin for  $D_{32}$  and  $D_{36}$  open clusters, respectively.

The structure of this article follows as: in the Section 2 reveals the data analysis, the Section 3 show the color magnitude diagram and isochrone fitting, the Section 4 deals with the luminosity and mass functions. Section 5 present the dynamical state of these clusters. The conclusion was revealed in Section 6.

## 2. Data Analysis.

2.1. *Cluster Center Determination.* Since the diameter is unknown in the data of Kharchenko et al. [3] for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , we use in our study the data of Dias et al. [4] in the PPMXL catalog. After that, we used the total recorded number (worksheet) of stars 1046 and 1363 in the PPMXL catalog for open clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively. To get the new center, we started the data

analysis by re-calculating the location of both open clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , using the common procedure presented by many authors, e.g. Maciejewski and Niedzielski [6], Maciejewski et al. [7], and Haroon et al. [8,9]. In this procedure two perpendicular strips were cut along the right ascension and declination at approximate center of the cluster, and then histogram of the star counts then builds along each strip.

The histogram of both coordinates  $(\alpha, \delta)$  is fitted by a Gaussian distribution function for the two open clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , whereas the location of maximum number of stars (peak) indicated the new cluster center. The maximum values give the position of new cluster centers for  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are shown in Table 2 and Fig.1.

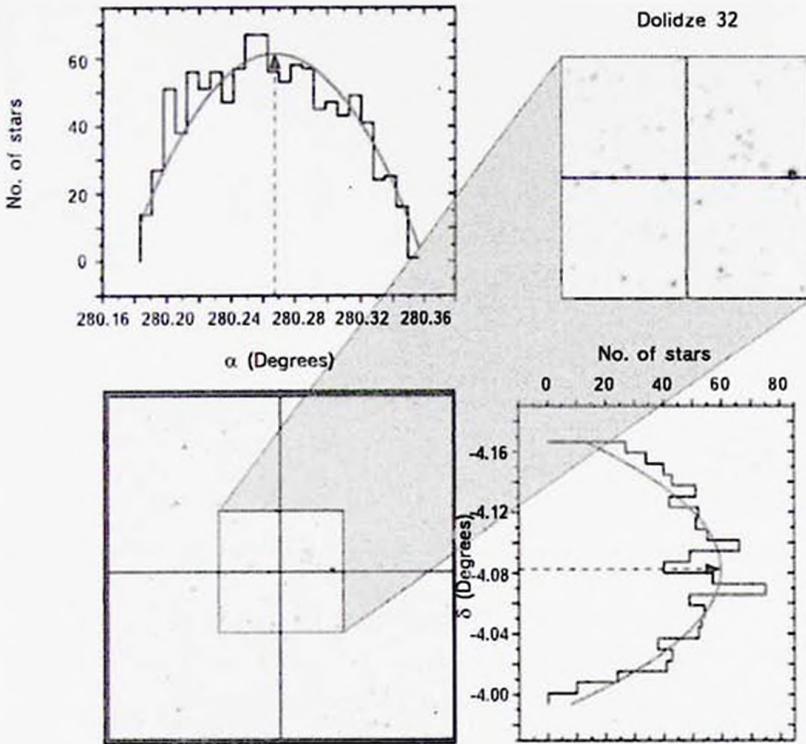


Fig.1a. The Gaussian fit provides the new center of highest density areas in  $\alpha = 18^h 41^m 4^s.188$ ,  $\delta = -04^{\circ} 04' 57''.144$ ,  $l = 28^{\circ}.1173$  and  $b = 0^{\circ}.4402$  of the image taken from LEDSA Digitized Sky Survey DSS, for open cluster  $D_{32}$ .

By comparing our results with that of Dias et al. [4] we noticed that:

- For  $D_{32}$  the calculated right ascension is less than that given by Dias et al. [4] by about  $0^s.812$ , while the calculated declination is greater than that given by Dias et al. [4] by about  $6''.144$ .

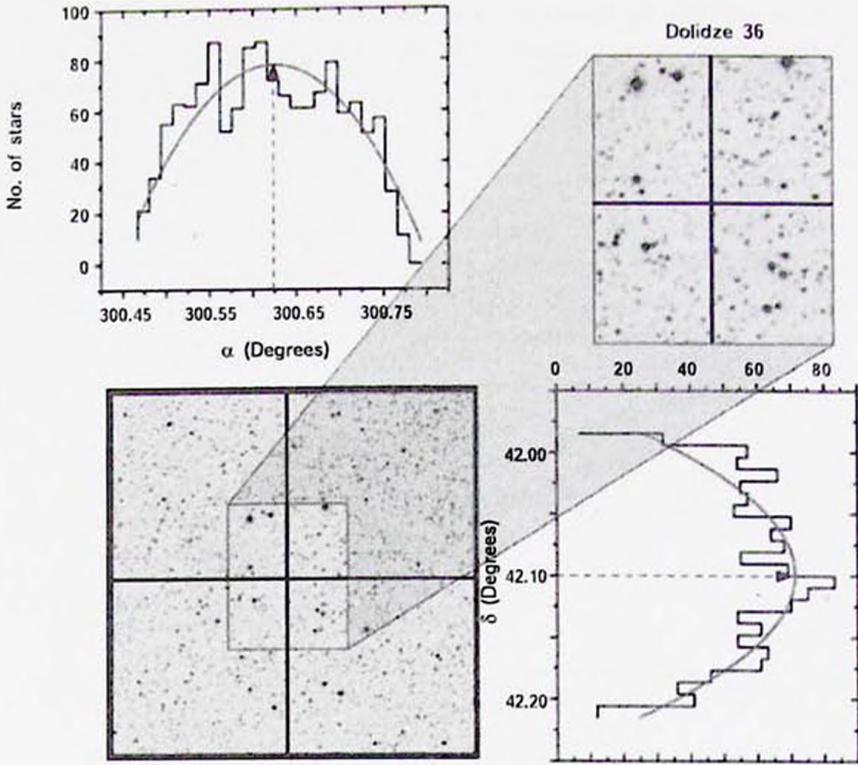


Fig.1b. The Gaussian fit provides the new center of highest density areas in  $\alpha = 20^{\text{h}}02^{\text{m}}29^{\text{s}}.95$ ,  $\delta = 42^{\circ}05'49''.2$ ,  $l = 77^{\circ}.6865$  and  $b = 5^{\circ}.1781$  of the image taken from IEDSA Digitized Sky Survey DSS, for open cluster  $D_{36}$ .

Table 2

ESTIMATED CENTERS OF  $D_{32}$  AND  $D_{36}$

Parameter	$D_{32}$	$D_{36}$
$\alpha$	$18^{\text{h}}41^{\text{m}}4''.188$	$20^{\text{h}}02^{\text{m}}29^{\text{s}}.95$
$\delta$	$-04^{\circ}04'57''.144$	$42^{\circ}05'49''.2$
$l$	$28^{\circ}.1173$	$77^{\circ}.6865$
$b$	$0^{\circ}.4402$	$5^{\circ}.1781$

- For  $D_{36}$  the calculated right ascension and the declination are both less than that given by Dias et al. [4] by about  $0''.05$  and  $10''.8$ , respectively.

2.2. *Radial Density Profile (RDP)*. By using our calculated values of the new center ( $\alpha, \delta$ ) again in the PPMXL catalog for open clusters  $D_{32}$  with

a radius of 5 arcmin and a radius of 7 arcmin for  $D_{32}$ , we get a new worksheet for these two clusters. The new worksheet data contains, right ascension, declination, and the angular distance from the cluster center with J, H, and Ks (near infra-red) region for 1046 stars in  $D_{32}$  and 1357 stars in  $D_{36}$ , respectively.

Cluster density distribution, is a result of the internal and/or external dynamical process taking place in and out of the cluster. Although the spatial shape of the cluster may not be perfectly spherical, the fitting of the King [10] model has also been applied to derive the cluster limited radius and the core radius.

In our study, we find the surface density of stars in rings along a projected radius (with certain distances) from the core to the maximum distance from the center. We get the surface density distribution  $\rho(r)$  by using the following equation of the King model [11],

$$\rho(r) = f_{bg} + \frac{f_0}{1 + (r/r_{core})^2}, \tag{1}$$

where:  $f_{bg}$  - the background surface density,  $f_0$  - the central star density,  $r_{core}$  - the core radius of the cluster,  $r$  - the radius of cluster at certain distance.

Fig.2 presents our calculations for the surface density distribution  $\rho(r)$ . The numerical values of  $r_{core}$ ,  $f_{bg}$ , and  $f_0$  are listed in Table 3. By comparing our results with that of Kharchenko et al. [3] we noticed that, the calculated  $r_{core}$  is greater than that obtained by Kharchenko et al. [3] by about 0.333 arcmin and 0.34 arcmin for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively.

The limiting radius  $r_{lim}$  of the cluster defined as the radius which covers the entire cluster area and reaches enough stability with the background field density [12]. Mathematically,  $r_{lim}$  is defined as:

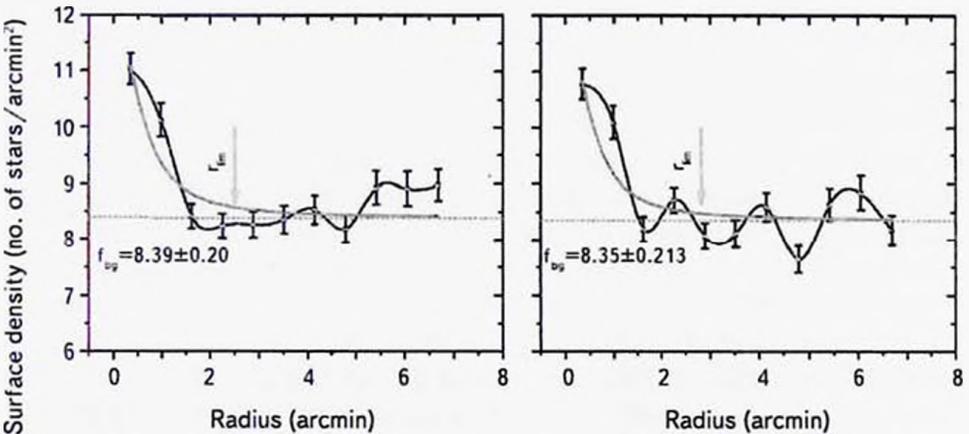


Fig.2. The RDP of the  $D_{32}$  and  $D_{36}$  open clusters, the solid lines denotes the fitted density distribution and the dashed lines represents the background field density  $f_{bg}$ .

Table 3

## RDP PARAMETERS

Parameter	$D_{32}$	$D_{36}$
$f_{bg}$ (stars/arcmin <sup>2</sup> )	$8.387 \pm 0.20$	$8.35 \pm 0.213$
$f_{cl}$ (stars/arcmin <sup>2</sup> )	$5.01 \pm 0.915$	$6.32 \pm 0.59$
$r_{core}$ (arcmin)	$0.933 \pm 0.15$	$0.94 \pm 0.21$
	0.6'	0.6'
$r_{lim}$ (arcmin)	$2.53 \pm 0.07$	$2.81 \pm 0.09$
	5.4'	4.3'
C	2.71	3.00

\* Values obtained by Kharchenko et al. [3].

$$r_{lim} = r_{core} \sqrt{\frac{f_0}{3\sigma_{bg}} - 1}, \quad (2)$$

where  $\sigma_{bg}$  is the uncertainty of the background surface density  $f_{bg}$ .

Our estimated  $r_{lim}$  for both clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are listed in Table 3. By comparing our results with that of Kharchenko et al. [3] we noticed that the estimated  $r_{lim}$  is less than that obtained by Kharchenko et al. [3] by about 2.87 arcmin and 1.39 arcmin for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively.

As Nilakshi et al. [13] and Tadross [14] the concentration parameter C equal to  $r_{lim}/r_{core}$ . Our calculated values of C for  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are given in Table 3.

Nilakshi et al. [13] concluded that the angular size of the coronal region is about 6 times the  $r_{core}$ . While Maciejewski and Niedzielski [6] reported that  $r_{lim}$  may vary for individual clusters between  $2r_{core}$  and  $7r_{core}$ . In our study we notice that the limiting radius is about 2.71 and 3.00 times core radius for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively. Therefore, we are in agreement with the results of Maciejewski and Niedzielski [6].

**2.3. Membership Probability.** One of the main purposes of our work is to produce and construct the Color Magnitude Diagram (CMD) with reduced field star contamination (i.e. cluster members). Zhao et al. [15] used the criteria of multicolor photometry, and proper motion to estimate the membership probabilities.

In our study we use the computational algorithm described by Amin and Elsanhoury [16] which depend on the method of Sanders [17]. In this method, we used a proper motion of individual stars based on the maximum likelihood method. For this method, the membership probabilities in a cluster field from their proper motions, we shall consider some objective criteria for pruning the Vector Point Diagram (VPD). Sanders [17] described for the purpose of orientation (i) a circular normal bivariate distribution function for the cluster, and (ii) an elliptical, normal bivariate distribution function of the field, following Vasilevskis

et al. [18].

VPD rotation of the cluster has been done to isolate the field stars (which must remain fixed relative to the other cluster stars to get the real cluster members), using the following procedure developed by Sanders [17] and discussed in [15], i.e. pruning process, into which the stars are rotated in three quarters on the coordinates. By moving the stars located on the first quarter to the second and from the second to the third then in the fourth quarter and compare the resulting coordinates to the initial listed coordinates. By this rotation the field stars will be easily identified and separated and the real members will be listed [19].

At the beginning of our calculations of membership, we used a data file contained of 1046 and 1357 a single star in  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively. As given in Table 4 our calculation of membership starts with a probability limit greater than or equal to 50% for  $D_{32}$  and  $D_{36}$  indicates that the membership stars are 286 and 780 for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively.

Table 4

MEMBERSHIP PROBABILITIES FOR  $D_{32}$  AND  $D_{36}$  AFTER THE FIRST, SECOND AND THIRD PRUNING

Cluster name	Pruning	No. of cancelled stars	No. of membership stars	Angle of rotation ( $\theta$ )	Membership stars ( $P \geq 50\%$ )
$D_{32}$	First	320	726	$0^{\circ}.097$	286
	Second	440	286	$45^{\circ}.065$	
	Third	0	286	$90^{\circ}.442$	
$D_{36}$	First	437	920	$0^{\circ}.108$	780
	Second	140	780	$45^{\circ}.185$	
	Third	0	780	$90^{\circ}.221$	

3. *CMD and Isochrone Fitting.* The main photometric parameters including reddening  $E(B-V)$  and distance modulus  $(m-M)$  can be determined from the CMD using fitting with the theoretical Padova isochrones<sup>1</sup>, as in an example given by Marigo et al. [20] and Girardi et al. [21]. In our study, we construct CMDs for  $(J, J-H \ \& \ Ks, J-Ks)$  of the  $D_{32}$  and  $D_{36}$  open clusters. The fitting of isochrones with the observed CMDs of  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are shown in Fig.3. In our results, the best fit was obtained with solar metallicity ( $Z = 0.019$ ) isochrones with  $\log(\text{age}) = 6.0 \pm 0.05$  and  $8.85 \pm 0.05$  [yrs], respectively.

As we know, reddening determination is one of the major steps in cluster compilation. Therefore, the reddening of the cluster has been determined using

<sup>1</sup> <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

Schlegel et al. [22] and Schlafly and Finkbeiner [23]. To calculate the color excess transformations, we used the coefficient ratios  $A_J/A_V=0.276$  and  $A_H/A_V=0.176$ , which are derived using absorption ratios by Schlegel et al. [22], while the ratio  $A_K/A_V=0.118$  was derived by Dutra et al. [24]. In our calculation we used the following results for the color excess of photometric system by Fiorucci and Munari

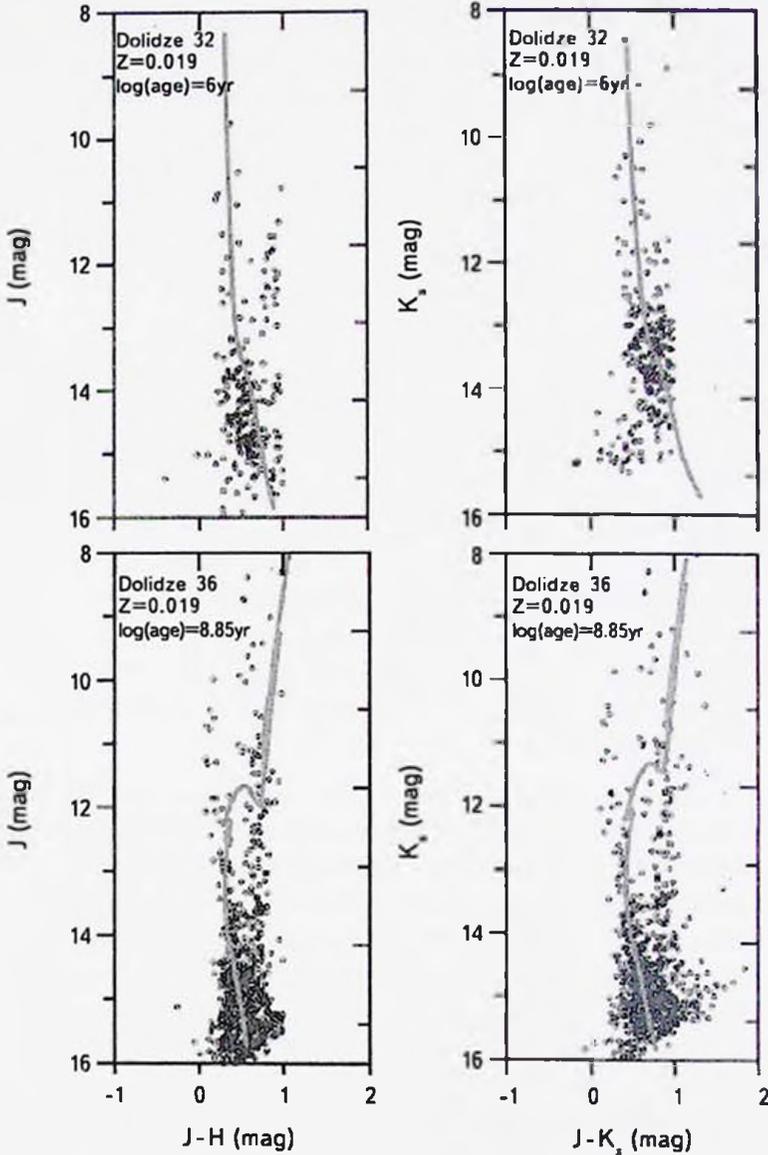


Fig.3. Padova CMD solar like stars ( $Z = 0.019$ ), and  $\log(\text{age})$  over  $[J, (J-H)]$  and  $(K_s, (J-K_s)]$  isochrones for  $D_{12}$  and  $D_{36}$  open clusters.

[25]:  $E_{J,H}/E_{B,V} = 0.309 \pm 0.130$ ,  $E_{J,K}/E_{B,V} = 0.485 \pm 0.150$ , where  $R_V = A_V/E_{B,V} = 3.1$ . By applying the last relations to correct the effects of reddening in the CMDs with an extinction coefficient equal to 0.833 mag. and 0.117 mag. for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively. We obtained, for  $D_{32}$  ( $A_K/E_{B,V} = 0.368$  and  $A_J/E_{B,V} = 0.848$ ) and for  $D_{36}$  ( $A_K/E_{B,V} = 0.368$  and  $A_J/E_{B,V} = 0.845$ ).

By comparing our results of  $\log(\text{age})$ ,  $E(B-V)$ ,  $E(J-H)$ ,  $E(J-Ks)$  and  $(m-M)$  with that obtained by Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3] as listed in Table 1, we notice that:

- For  $D_{32}$ : Our calculation of  $\log(\text{age})$  is in agreement with that of both Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3]. While the obtained value of reddening  $E(B-V)$  by Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3] is greater than our results by about 0.047 mag. Our results of the distance modulus  $(m-M)$  is greater than that of Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3] by about 0.66. Finally, our calculations of  $E(J-H)$  and  $E(J-Ks)$  are less than that of Kharchenko et al. [3] by about 0.031 mag., and 0.016 mag., respectively.

- For  $D_{36}$ : Our  $\log(\text{age})$  is greater than that of Dias et al. [4] by about 0.02, and smaller than that of Kharchenko et al. [3] by about 0.07. Both reddening  $E(B-V)$  of Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3] are greater than our estimation with 0.03 and 0.018 mag., respectively. Our distance modulus  $(m-M)$  is greater than that of Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3] with about 0.33 and 0.16, respectively. Finally, our calculations of  $E(J-H)$  and  $E(J-Ks)$  are less than that of Kharchenko et al. [3] by about 0.007 mag., and 0.008 mag., respectively.

Our calculation indicates that the cluster distance for  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are equals to  $1276 \pm 35$  pc [i.e.  $(2.63 \pm 0.07) \times 10^{-5}$  arcmin] and  $992 \pm 31$  pc [i.e.  $(2.04 \pm 0.06) \times 10^{-5}$  arcmin], respectively. By comparing our result of distances with those listed by Dias et al. [4] and Kharchenko et al. [3] catalogs, we notice that our calculated distance for  $D_{32}$  is smaller than of them by about 105 pc, while for  $D_{36}$  our calculated distance is greater than of them by about 92 and 22 pc, respectively.

On the other hand, the cluster-Sun distance is used to determine the cluster's distance to the Galactic center  $R_*$ , and the projected distance to the Galactic plane ( $X_\odot$  and  $Y_\odot$ ), and the distance from the Galactic plane  $Z_\odot$ . As based on Tadross [14], our calculations for  $R_*$ ,  $X_\odot$ ,  $Y_\odot$  and  $Z_\odot$  are represented by:

- For  $D_{32}$ :  $8595 \pm 93$  pc,  $1126 \pm 36$  pc,  $602 \pm 25$  pc and  $9.81 \pm 3.00$  pc, respectively.
- For  $D_{36}$ :  $8558 \pm 93$  pc,  $211 \pm 15$  pc,  $965 \pm 31$  pc, and  $89 \pm 9$  pc, respectively.

4. *Luminosity and Mass Function.* The total number of the stars as a function of absolute magnitudes in a certain region of surface area can be described in our study as the luminosity function LF. The main attributes of studying the open clusters are to study the mass function MF, which describes the mass distribution (i.e. histogram of stellar masses) of a population stars in terms of their

theoretical initial mass (the mass they were formed before with). The Initial Mass Function IMF is defined in terms of a power law as follows:

$$\frac{dN}{dM} \propto M^{-\Gamma}, \quad (3)$$

where,  $dN/dM$  is the number of stars on mass interval ( $M: M + dM$ ), and  $\Gamma$  is a dimensionless exponent. From Salpeter [26], the IMF for massive stars ( $>1 M_{\odot}$ ) has been studied and well established i.e.  $\Gamma = 2.35$ . The steep slope of the IMF indicates that the number of low-mass stars is greater than the high-mass ones. MF correlated with LF by a relation called mass-luminosity relation MLR.

To determine the cluster LF, we count the observed stars in terms of absolute magnitude after applying the distance modulus. LF of these two open clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are constructed as shown in Fig.4, we can infer that the massive bright stars seem to be centrally concentrated more than the low masses and fainter ones [27].

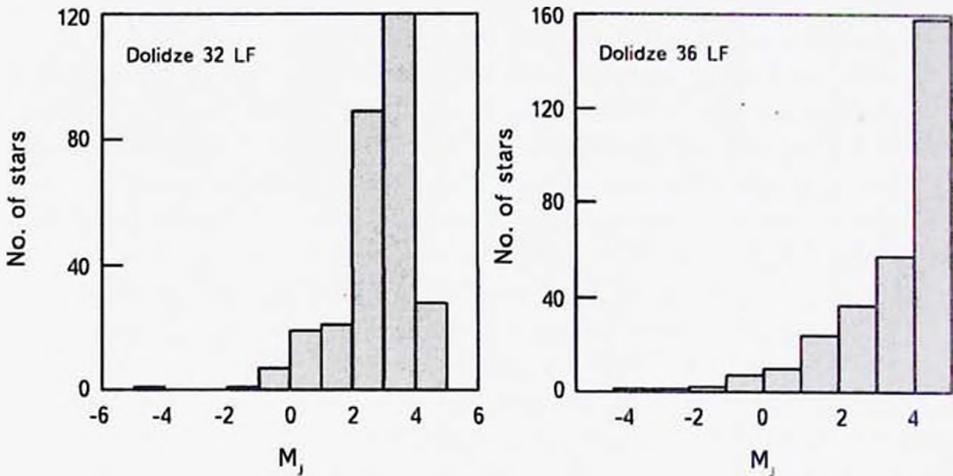


Fig.4. The distribution of the LF of  $D_{32}$  and  $D_{36}$  open clusters.

In our study the MF will be estimated due to MLR, which constructed based on the adopted isochrones Marigo et al. [20] and Girardi et al. [21], the relation is a polynomial function of second order. i.e.

- For  $D_{32}$ :  $M/M_{\odot} = (2.910 \pm 0.007) - (0.610 \pm 0.004)M_J + (0.035 \pm 0.0003)M_J^2$ .
- For  $D_{36}$ :  $M/M_{\odot} = (2.370 \pm 0.008) - (0.423 \pm 0.005)M_J + (0.020 \pm 0.0009)M_J^2$ .

From last polynomials we can get the total estimated mass  $M_c$  as  $437 \pm 21 M_{\odot}$  and  $678 \pm 26 M_{\odot}$  for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively. Fig.5, shows the MF of these open clusters, the slopes are  $-2.56 \pm 0.62$  and  $-2.01 \pm 0.70$  for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ . Our results are in agreement with Salpeter [26].

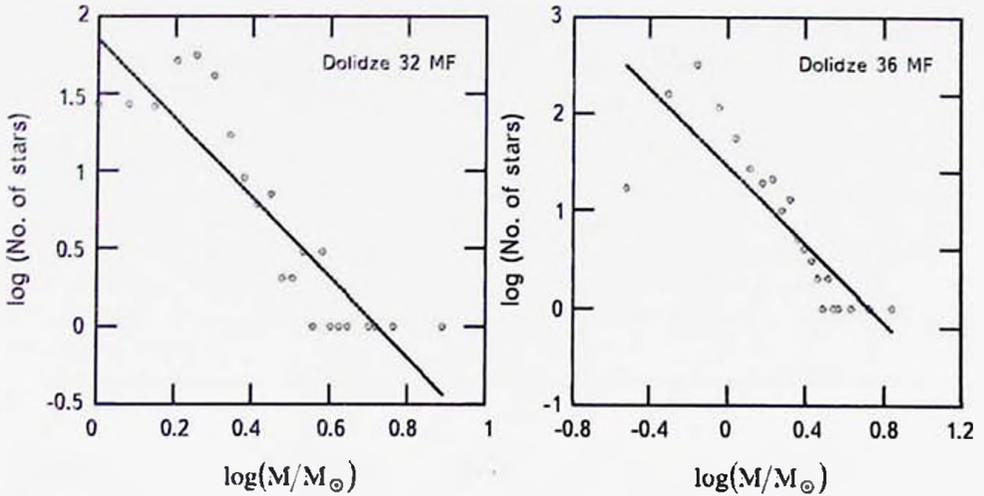


Fig.5. The MF of  $D_{32}$  and  $D_{36}$  open clusters.

By using our total estimated mass  $M_c$  and the relation 4, which is given by Jeffries et al. [28], our results give a tidal radius  $r_t$  of about 11.08 pc and 12.83 pc for  $D_{32}$  and  $D_{36}$ , respectively.

$$r_t = 1.46^3 \sqrt{M_c}. \quad (4)$$

5. *Dynamical State.* To describe the dynamical state of the open clusters, we calculate the dynamical evolution parameter (i.e.  $\tau = T_{\text{age}}/T_{\text{relax}}$ ) where  $T_{\text{relax}}$  is the dynamical relaxation time, which defined as the time the cluster needs to reach a stability (Maxwellian state). During that time, the low mass star in a cluster possesses the largest random velocity, occupying a larger volume than the high mass does [29]. If  $\tau \gg 1$ , then the cluster may be called dynamically relaxed and vice versa. Mathematically, the relaxation time has the form [30]:

$$T_{\text{relax}} = \frac{8.9 \times 10^5 \sqrt{N} R_h^{3/2}}{\langle m \rangle^{1/2} \log(0.4N)}, \quad (5)$$

where  $R_h$  is the radius containing half of the cluster mass,  $N$  is the number of the cluster members and  $\langle m \rangle$  is the average mass of the cluster stars. Assuming that the  $R_h$  is equal to half of the cluster radius linear units estimated in this study, we have adopted  $R_h$  for these clusters. Table 5 presents the numerical values of these parameters for both  $D_{32}$  and  $D_{36}$ . As seen from Table 5 the dynamical evolution parameter (i.e.  $\tau$ ), of both clusters  $D_{32}$  and  $D_{36}$  are 0.56 and 249, respectively. So that  $D_{36}$  can be considered as a dynamically relaxed cluster.

Table 5

THE DYNAMICAL STATE PARAMETERS OF  
D<sub>32</sub> AND D<sub>36</sub> OPEN CLUSTERS

Parameter	D <sub>32</sub>	D <sub>36</sub>
No. of members (N)	286	780
T <sub>age</sub> (log) yrs	6.00 ± 0.05	8.85 ± 0.05
$\left\{ \begin{matrix} m \\ R_n \end{matrix} \right.$ (pc)	1.53 ± 0.18	0.844 ± 0.350
R <sub>n</sub> (pc)	0.450 ± 0.001	0.41 ± 0.01
T <sub>max</sub> (Myr)	1.78	2.85
$\tau$	0.56	249

6. *Conclusion.* Our aim of this study is to find main photometric parameters as a first study of open clusters Dolidze 32 and Dolidze 36. Our calculations based on near infrared region JHKs using PPMXL catalog.

Our calculated results are summarized as the following points:

- In our study, we have re-calculate the center of the clusters. For D<sub>32</sub>, our right ascension is less than that given by Dias et al. [4] by about 0<sup>h</sup>.812, and declination is greater than that given by him by about 6<sup>m</sup>.144. While for D<sub>36</sub>, both right ascension and the declination are less than that given by Dias et al. [4] by about 0<sup>h</sup>.05 and 10<sup>m</sup>.8, respectively.

- We have determined the membership probability, by means of maximum likelihood method . The results of the memberships are 286 and 780 for D<sub>32</sub> and D<sub>36</sub>, respectively.

- We have constructed the RDP, showing that the limiting radius and for D<sub>32</sub> is 0.94 ± 0.03 pc and about 0.81 ± 0.03 pc for D<sub>36</sub>.

- Construction of CMD of solar metallicity (Z = 0.019), allows us to calculate some of the photometric parameters of these clusters, like distance modulus (m - M) = 11.36 ± 0.20 mag and 10.10 ± 0.30 mag, which indicated the distance about 1276 ± 35 pc and 992 ± 31 pc for D<sub>32</sub> and D<sub>36</sub>, respectively. In the same manner the reddening E(B - V) = 1.41 ± 0.03, and 0.19 ± 0.04 for D<sub>32</sub> and D<sub>36</sub>, respectively.

- The LF and MF are determined by applying the MLR, for LF showed a gradual increase towards low luminosity stars from the high luminous ones. On the other hand, the value of MF slopes was about -2.56 ± 0.62 and -2.01 ± 0.70 for D<sub>32</sub> and D<sub>36</sub> open clusters, respectively, which were found to be around the Salpeter's value.

- The total mass was calculated for these two open clusters to be around 437 ± 21 M<sub>☉</sub> and 678 ± 26 M<sub>☉</sub>, for D<sub>32</sub> and D<sub>36</sub> respectively.

- Finally, we have calculated the dynamical evolution parameter  $\tau$ , for both clusters, from our calculations, we can reveal that the  $D_{32}$ , can be considered as dynamically relaxed cluster.

<sup>1</sup> Astronomy Dept., Faculty of Science, Cairo University, Cairo, Egypt

<sup>2</sup> Physics Dept., College of Sciences and Humanities, Hawtat Sudair, Majmaah University, Saudi Arabia, e-mail: m.saleh@mu.edu.sa

<sup>3</sup> Astronomy Dept., National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG), 11421, Helwan, Cairo, Egypt, e-mail: welsanhoury@gmail.com

<sup>4</sup> Physics Dept., Faculty of Science, Northern Border University, Ralha Branch, Saudi Arabia

<sup>5</sup> King Abdul Aziz university, Jeddah, Saudi Arabia, e-mail: aaharoon@kau.edu.sa

## ПЕРВЫЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОТКРЫТЫХ СКОПЛЕНИЙ ДОЛИДЗЕ 32 И 36

М.АМИН<sup>1,2</sup>, В.Г.ЕЛСАНУРИ<sup>3,4</sup>, А.А.АРУН<sup>3,5</sup>

Представлено первое исследование 2-х открытых скоплений Долидзе 32 и 36 в ближнем УК диапазоне JHK с помощью каталога PRMXL. Использован метод для выделения звезд скопления из звезд фона. Вычисления показали, что вероятное количество звезд в скоплениях Долидзе 32 и 36 составляет, соответственно 286 и 780. Определены центры координат скоплений Долидзе 32 и 36 -  $\alpha = 18^{\text{h}}41^{\text{m}}4^{\text{s}}.188$ ,  $\delta = -04^{\circ}04'57''.144$  и  $\alpha = 20^{\text{h}}02^{\text{m}}29^{\text{s}}.95$ ,  $\delta = 42^{\circ}05'49''.2$ , соответственно. Радиусы скоплений примерно равны  $0.94 \pm 0.03$  пк и  $0.81 \pm 0.03$  пк. Оценены величины покраснений -  $E(B-V) = 1^{\text{m}}.41 \pm 0^{\text{m}}.03$  для Долидзе 32 и  $E(B-V) = 0^{\text{m}}.19 \pm 0^{\text{m}}.04$  для Долидзе 36, а также модули расстояний (m-M) -  $11.36 \pm 0.02$  и  $10.10 \pm 0.03$ , соответственно. Получены также функции светимости и масс. Массы скоплений равны  $437 \pm 21 M_{\odot}$  и  $678 \pm 26 M_{\odot}$ , с крутизной функции масс  $-2.56 \pm 0.62$  и  $-2.01 \pm 0.70$ . Рассмотрение динамического состояния этих двух открытых скоплений показало, что скопление Долидзе можно рассмотреть как динамически релаксированное.

Ключевые слова: *звездные скопления; вероятность членства звезд; диаграмма цвет-величина; фотометрия*

## REFERENCES

1. *Y.C.Joshi, A.K.Dambis, A.K.Pandey et al.*, arXiv:1606.06425v1, 2016.
2. *L.Bukowiecki, G.Maciejewski, P.Konorski et al.*, *Strobel, A.: Acta Astron.*, **61**, 231, 2011.
3. *N.V.Kharchenko, A.E.Piskunov, S.Roeser et al.*, *Astron. Astrophys.*, **558**, A53, 2013.
4. *W.S.Dias, B.S.Alessi, A.Moitinho et al.*, *Astron. Astrophys.*, **389**, 871, 2002.
5. *S.Roeser, M.Demleitner, E.Schilbach*, *Astron. J.*, **139**, 2440, 2010.
6. *G.Maciejewski, A.Niedzielski*, *Astron. Astrophys.*, **467**, 1065, 2007.
7. *G.Maciejewski, B.Mihov, Ts.Georgiev*, *Astron. Nachr.*, **330**, 851, 2009.
8. *A.A.Haroon, H.A.Ismail, F.Y.Alnagahy*, *Astrophys. Space Sci.*, **352**, 665, 2014.
9. *A.A.Haroon, H.H.Ismail, W.H.Elsanhoury*, *Astrophysics*, **60**, 173, 2017.
10. *I.King*, *Astron. J.*, **67**, 471, 1962.
11. *I.King*, *Astron. J.*, **71**, 64, 1966.
12. *A.L.Tadross, R.Bendary*, *J. Kor. Astron. Soc.*, **47**, 137, 2014.
13. *S.R.Nilakshi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **383**, 153, 2002.
14. *A.L.Tadross*, *Research in Astron. Astrophys.*, **12**, 158, 2012.
15. *Zhao Jun-Liang, Tian Kai-Ping, Xu Zong-Haiand, Yin Ming-Guan*, *Chin. Astron. Astrophys.*, **6**, 293, 1982.
16. *M.Y.Amin, W.H.Elsanhoury*, *Serbian Astron. J.*, **194**, 59, 2017.
17. *W.Sanders*, *Astron. Astrophys.*, **14**, 226, 1971.
18. *S.Vasilevskis, R.A.Rach*, *Astron. J.*, **62**, 175, 1957.
19. *M. El Nazer*, M. Sc. Thesis, Cairo University, 2014.
20. *P.Marigo, L.Girardi, A.Bressan et al.*, *Astron. Astrophys.*, **482**, 883, 2008.
21. *L.Girardi, B.F.Williams, K.M.Gilbert et al.*, *Astrophys. J.*, **724**, 1030, 2010.
22. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astron. J.*, **500**, 525, 1998.
23. *E.F.Schlafly, D.P.Finkbeiner*, *Astron. J.*, **737**, 103, 2011.
24. *C.M.Dutra, B.X.Santiago, E.Bica*, *Astron. Astrophys.*, **381**, 219, 2002.
25. *M.Fiorucci, U.Munari*, *Astron. Astrophys.*, **401**, 781, 2003.
26. *E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **121**, 161, 1955.
27. *K.A.Montgomery, L.A.Marschall, K.A.Janes*, *Astron. J.*, **106**, 181, 1993.
28. *R.D.Jeffries, M.R.Thurston, N.C.Hambly*, *Astron. Astrophys.*, **375**, 863, 2001.
29. *R.D.Mathieu, D.W.Latham*, *Astron. J.*, **92**, 1364, 1986.
30. *L.Spitzer, M.H.Hart*, *Astrophys. J.*, **166**, 483, 1971.

ВОЗМОЖНО ЛИ ЧАСТИЧНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ  
ВЕЩЕСТВА В КОМПОНЕНТАХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ?

Е.И.СТАРИЦИН

Поступила 23 августа 2017

Принята к печати 7 марта 2018

Данные об абсолютных элементах компонент двойных систем, находящихся на стадии горения водорода и относящихся к ранним спектральным подклассам В, проанализированы с привлечением моделей звезд, построенных с учетом частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра. Частичное перемешивание способствует большему увеличению светимости и меньшему увеличению размера звезды в процессе ее эволюции на главной последовательности (ГП). Имеющиеся данные о массах, размерах и светимостях компонент двойных систем допускают возможность частичного перемешивания в их недрах аналогично перемешиванию в одиночных В-звездах ГП таких же спектральных подклассов. Механизм частичного перемешивания может служить альтернативой или дополнением к механизму дополнительного перемешивания на границе конвективного ядра при анализе наблюдаемых характеристик двойных систем, в частности при решении проблемы повышенной светимости оптических компонент рентгеновских двойных, и нуждается в дальнейшем исследовании. Имеющихся данных об абсолютных элементах компонент недостаточно для того, чтобы наложить строгие ограничения на величину частичного перемешивания и выявить количественные различия в перемешивании у компонент двойных систем и одиночных звезд, если таковые имеются.

Ключевые слова: *звезды - строение и эволюция: двойные*

1. *Введение.* Одиночные В-звезды ранних спектральных подклассов показывают увеличение поверхностного содержания гелия к концу эволюции на ГП [1,2]. Доля ядер гелия относительно ядер водорода  $N_{He}/N_H$  в атмосферах звезд с массами  $4M_{\odot} \leq M \leq 12M_{\odot}$  увеличивается на  $26\% \pm 10\%$ , а у звезд с массами  $12M_{\odot} \leq M \leq 19M_{\odot}$  на  $\sim 67\%$  [1]. Согласно [2], увеличение составляет  $23\% \pm 13\%$  у звезд с массами  $8M_{\odot} \leq M \leq 16M_{\odot}$ , причем это увеличение в среднем больше у звезд с большей проекцией скорости вращения на луч зрения. Исследованные звезды обладают медленным и умеренным вращением. Звезды типа Ве, пульсирующие и химически некулярные звезды были исключены из исследуемых выборок.

Причина увеличения поверхностного содержания гелия может заключаться в частичном перемешивании вещества лучистой оболочки и конвективного ядра во вращающейся звезде вследствие действия гидродинамических явлений переноса: сдвиговой турбулентности, полуконвекции и дополнительного перемешивания вещества в центральной части звезды (overshooting) [3,4].

Перемешивание вещества в лучистых оболочках В-звезд с устойчивой стратификацией осуществляется вследствие расхода  $\sim 2\%$ - $3\%$  кинетической энергии вращения на генерацию сдвиговой турбулентности. При этом интенсивность частичного перемешивания получается больше в моделях звезд с большим значением момента импульса [4]. Частичное перемешивание способствует увеличению массы синтезированного гелия и сопутствующему дополнительному увеличению светимости звезды на стадии ГП. Учет частичного перемешивания вещества оказывает, таким образом, влияние на теоретическое соотношение масса-светимость звезд ГП.

Повышенное поверхностное содержание гелия наблюдается также в некоторых химически пекулярных В-звездах ГП ранних спектральных подклассов. Для объяснения повышенного содержания гелия в атмосферах звезд этого типа предложены модели диффузии гелия в верхнем слое звезды с учетом звездного ветра [5] и выпадения гелия из звездного ветра обратно в атмосферу звезды [6]. Модели рассмотрены без учета магнитного поля и могут быть применены к нормальным звездам. В отличие от частичного перемешивания вещества эти модели не ведут к дополнительному синтезу гелия и сопутствующему дополнительному увеличению светимости звезды на ГП и, поэтому, не влияют на соотношение масса-светимость. Однако эти модели обладают серьезными недостатками: диффузия может увеличить содержание гелия в атмосфере только в случае звездного ветра с заниженными темпами потери массы, кулоновские взаимодействия между протонами и ионами гелия достаточно сильны, чтобы увлечь гелиевую составляющую звездного ветра и разогнать ее до скоростей, необходимых для преодоления гравитационного поля звезды [7].

Наиболее надежным источником информации о массах и светимостях звезд являются двойные системы. Частичное перемешивание вещества может иметь место также и в компонентах двойных систем. Наблюдаемое повышение содержания гелия в атмосферах компонент двойных систем, не проходивших через стадию обмена веществом, в  $\sim 2$  раза больше, чем у одиночных звезд [8-11]. По сравнению с одиночными звездами, в компонентах двойных систем действуют дополнительные механизмы переноса, которые могут повлиять на результирующее частичное перемешивание вещества. Среди таких механизмов - тепловая циркуляция вещества, вызванная приливной деформацией компоненты [12]. В случае, когда вращение компоненты не синхронизировано с обращением по орбите, может происходить механическая циркуляция вещества [13,14]. Изменение момента импульса компоненты вследствие приливного взаимодействия в отсутствие синхронизма может оказать воздействие на явления переноса, связанные как с приливной, так и с вращательной деформациями.

Описание гидродинамических явлений переноса, связанных с вращательной деформацией звезды, может быть сведено к одномерному [15,16]. Приливное взаимодействие в отсутствие синхронизма активизирует процессы переноса, связанные с вращательной деформацией компоненты [17,18]. Поступление/отток момента импульса через поверхность компоненты в результате действия момента сил со стороны спутника приводит к усилению меридиональной циркуляции, которая отводит/подводит момент импульса внутрь/изнутри компоненты [18]. Увеличение скорости меридиональной циркуляции приводит к увеличению коэффициентов турбулентного переноса в горизонтальном и, следовательно, в вертикальном направлениях [19]. Несмотря на активизацию процессов переноса, заметного увеличения поверхностного содержания гелия в компонентах двойных систем в [18] не получено. Это может быть связано с тем, что коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии в [18] приняты одинаковыми. В случае, если турбулентное число Шмидта меньше единицы, коэффициент диффузии превосходит коэффициент вязкости, и увеличение поверхностного содержания гелия со временем в процессе эволюции становится возможным даже для одиночных звезд, при условии умеренного вращения [3,4].

В отличие от одиночных звезд, течение вещества в недрах компонент двойных систем является суммой как минимум двух слагаемых. Во-первых, это течение, вызванное вращательной деформацией, симметричное относительно оси вращения и плоскости экватора. Во-вторых, это течение, вызванное приливной деформацией, симметричное относительно линии, проходящей через центры масс компонент [12]. Скорость суммарного течения в этом случае имеет в пространстве три ненулевые компоненты. Описание гидродинамических явлений переноса в недрах компонент двойных систем остается трехмерным. Влияние циркуляции вещества на частичное перемешивание вещества в компонентах двойных систем остается не изученным. Не исследована также роль механических токов в случае не синхронного вращения.

В данной работе исследуется влияние возможного частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра в компонентах двойных систем на теоретическое соотношение масса-светимость в том же диапазоне масс, для которого найдено увеличение поверхностного содержания гелия к концу эволюции на стадии горения водорода у В-звезд ранних спектральных подклассов. Частичное перемешивание вещества в компонентах двойных систем описывается посредством грубой параметрической модели. Изменение поверхностного содержания гелия со временем в процессе эволюции компонент задается в диапазоне значений, типичных для В-звезд ГП ранних спектральных подклассов [1,2,8-11]. Теоретические соотношения масса-светимость, определенные с учетом частичного перемешивания вещества различной интенсивности, сопоставляются с надежными данными о массах

и светимостях компонент двойных систем в исследуемом диапазоне масс.

2. *Формальное моделирование частичного перемешивания в компонентах двойных систем.* Эволюция звезд с массами  $6M_{\odot}$ ,  $8M_{\odot}$ ,  $12M_{\odot}$ ,  $16M_{\odot}$ ,  $20M_{\odot}$  и  $24M_{\odot}$  рассчитана на стадии ядерного горения водорода в конвективном ядре с использованием программы Пачинского [20]. Химический состав вещества в начале эволюции задан близким к солнечному:  $(X, Z) = (0.70, 0.02)$ ,  $X$  и  $Z$  - содержание водорода и тяжелых элементов по массе, соответственно. Непрозрачности взяты из работ [21,22]. Эволюция звезды с массой  $6M_{\odot}$  рассчитана при постоянном значении массы. В звездах с большей массой учитывалась потеря массы звездным ветром. Темп потери массы в звездах  $8M_{\odot}$  и  $12M_{\odot}$  определялся по эмпирической формуле из работы [23]. В звездах  $16M_{\odot}$ ,  $20M_{\odot}$  и  $24M_{\odot}$  потеря массы учтена с использованием теоретических темпов [24].

Частичное перемешивание вещества лучистой оболочки и конвективного ядра моделируется следующей грубой схемой. Задается линейная связь поверхностного содержания водорода  $X_s$  и содержания водорода  $X_c$  в конвективном ядре:

$$X_s = a + bX_c. \quad (1)$$

Увеличение поверхностного отношения числа ядер гелия и водорода  $\Delta(N_{He}/N_H)$  к моменту времени, когда  $X_c = 0$ , принимается в качестве свободного параметра. Задание этого параметра определяет коэффициенты  $a$  и  $b$  в (1). Содержание водорода в лучистой оболочке считается постоянным и равным  $X_s$ . В каждой эволюционной модели масса водорода в лучистой оболочке уменьшается на величину, соответствующую текущему значению  $X_s$ . Масса водорода в конвективном ядре увеличивается на эту же величину. Масса гелия в конвективном ядре, соответственно, уменьшается, в лучистой оболочке - увеличивается.

Граница конвективного ядра помещается на расстоянии  $d = \alpha H_p$  от места, где радиативный и адиабатический температурные градиенты равны.  $H_p$  - высота шкалы по давлению в этом месте,  $\alpha$  - параметр. Диапазон возможных значений параметра  $\alpha$  ограничен наблюдаемой шириной ГП рассеянных скоплений [25,26]. В данной работе рассчитаны пять вариантов эволюции звезд. Три варианта при  $\alpha = 0.05$  и  $\Delta(N_{He}/N_H) = \{0\%, 40\%, 80\%\}$  и два варианта при  $\Delta(N_{He}/N_H) = 0$  и  $\alpha = \{0.15, 0.25\}$ .

Учет как частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра, так и дополнительного перемешивания в центральной части звезды приводит к увеличению массы гелия, синтезированного за время ядерного горения водорода в конвективном ядре. В результате, увеличение светимости звезды на стадии ГП становится больше (рис.1), а продолжительность этой стадии эволюции возрастает. Влияние частичного переме-

нивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра и дополнительного перемешивания в центре звезды на увеличение ее размера в процессе эволюции различное. Первый процесс ослабляет это увеличение, второй - усиливает.

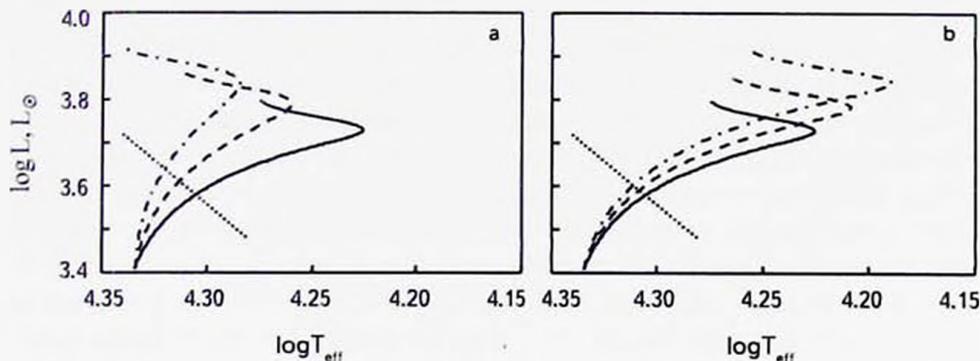


Рис.1. Эволюционный трек звезды с массой  $8 M_{\odot}$  на ГП в случаях а)  $\alpha = 0.05$  при  $\Delta(N_{He}/N_H)$  равном 0% (сплошная линия), 40% (штрих), 80% (штрих-пунктир) и б) без частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра при  $\alpha = 0.05$  (сплошная линия),  $\alpha = 0.15$  (штрих),  $\alpha = 0.25$  (штрих-пунктир); линия постоянного радиуса  $R = 5 R_{\odot}$  показана пунктиром.

Следует отметить, что грубый модельный учет частичного перемешивания не имитирует полностью результаты решений гидродинамических уравнений переноса во вращающихся одиночных звездах. В частности, в модельном учете отсутствует поступление водорода из лучистой оболочки в слой с переменным химическим составом. По этой причине условия для полуконвекции в слое с переменным химическим составом в звездах с массами  $6 M_{\odot}$  и  $8 M_{\odot}$  при  $\Delta(N_{He}/N_H) = \{0\%, 40\%\}$  не появляются. Слой с переменным химическим составом формируется только вследствие уменьшения массы конвективного ядра. Смещения этого слоя наружу по массе, как это имеет место при решении гидродинамических уравнений [3,4], не происходит. По этой причине увеличение размера звезды в процессе эволюции на ГП в случае, когда частичное перемешивание учтено, в данных расчетах недооценено. В целях получения однородной системы эволюционных треков полуконвективное перемешивание в звездах с массами  $8 M_{\odot}$  при  $\Delta(N_{He}/N_H) = 80\%$  и  $12-24 M_{\odot}$  также не учитывалось.

3. *Данные наблюдений двойных систем.* Для исследования влияния частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра на изменение светимости звезды во время эволюции на стадии горения водорода необходимы данные об абсолютных элементах компонент двойных систем, находящихся на этой стадии эволюции.

Некоторые процессы, протекающие в двойных системах, например обмен веществом, могут оказывать существенное влияние на характеристики компонент. Газовые потоки в двойной системе затрудняют надежное определение абсолютных элементов компонент системы. Звезда, теряющая вещество, может выйти из состояния теплового равновесия. В этом случае ее светимость заметно понижается. После окончания обмена веществом такая звезда имеет пониженную массу для своей светимости. Характеристики второй звезды определяются массой и химическим составом аккрецированного вещества. Вследствие увеличения массы аккрецирующей звезды увеличивается масса ее конвективного ядра и возрастает содержание водорода в нем. Происходит "омоложение" звезды. На заключительном этапе обмена компоненты обмениваются веществом, содержащим продукты ядерного горения. Содержание гелия в таком веществе повышено. Аккреция вещества с повышенным содержанием гелия также оказывает влияние на характеристики звезды, в частности на ее размеры. Поэтому двойные системы, испытывающие или испытывавшие влияние процессов обмена веществом, должны быть исключены из рассмотрения.

Выборка двойных систем с компонентами на стадии ГП, не подверженных процессу обмена веществом, взята из работы [27]. Эти двойные системы относятся к изученным наилучшим образом: для них получены кривые блеска и кривые лучевых скоростей для обеих компонент. Для исследования возможного частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра отобраны компоненты из того же диапазона масс  $7 M_{\odot} \leq M \leq 23 M_{\odot}$ , в котором у одиночных звезд ГП наблюдается увеличение поверхностного содержания гелия со временем эволюции. Более массивные звезды, для которых такое увеличение тоже установлено, не рассматриваются, так как характерный для них сильный звездный ветер также может влиять на соотношение масса-светимость. Абсолютные элементы отобранных компонент:  $M_i$  - масса,  $R_i$  - радиус,  $L_i$  - светимость и погрешности их определения даны в солнечных единицах (табл.1);  $i$  - номер компоненты (принят равным единице для более массивной компоненты системы). Ссылки на оригинальные работы с определениями абсолютных элементов и их погрешностей даны в [27].

Большинство исследуемых компонент входят в состав двойных систем с относительно небольшими периодами (рис.2). Наполнение полости Роша в этих системах произойдет до окончания эволюции компоненты на стадии горения водорода. Компоненты этих систем в настоящее время могут находиться только на ранних или средних этапах эволюции на ГП. Поэтому средний относительный возраст имеющейся выборки компонент  $t/t_{MS}$ , скорее всего, не превышает половины времени эволюции на ГП. Здесь:  $t$  - возраст

компоненты,  $t_{MS}$  - продолжительность стадии ядерного горения водорода в центре компоненты; усреднение производится по всем звездам выборки.

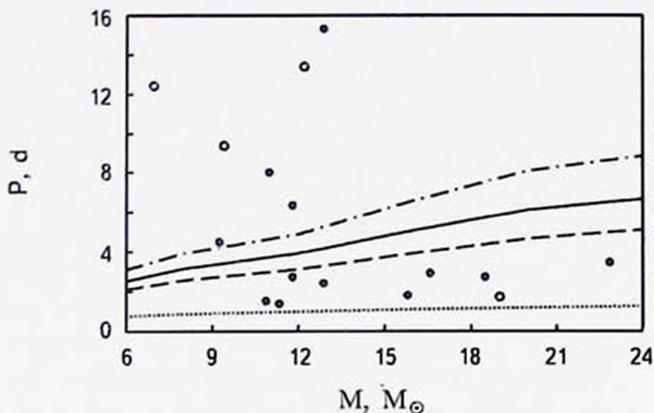


Рис.2. Период двойной системы в зависимости от массы первой компоненты (заполненные кружки) или спутника (открытые кружки), если масса первой компоненты находится вне исследуемого диапазона масс. Не показана система 31Cyg с периодом  $\sim 3784^d$ . Показаны зависимости периода двойной системы с отношением масс, равным единице, от массы компоненты, когда наполнение полости Роша происходит на начальной ГП (пунктир), а также в конце эволюции на ГП, когда радиус звезды имеет наибольшее значение, в случае  $\alpha = 0.05$  и  $\Delta(N_{He} / N_H) = 40\%$  (штрих) и в случаях без частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра при  $\alpha = 0.05$  (сплошная линия) и  $\alpha = 0.15$  (штрих-пунктир).

Поверхностные скорости осевого вращения компонент в экваториальной плоскости заключены в пределы от 20 до 180 км/с (рис.3). Вращение компонент систем V359 Cep, CW Cep, NY Cep и менее массивных компонент систем 31Cyg,  $\eta$  Ori A не синхронно с орбитальным. Данные о скоростях вращения этих компонент взяты из работ [28-32]. Средняя скорость вращения звезд выборки составляет  $\sim 118$  км/с. Средняя скорость вращения одиночных звезд из выборки, для которой найдено увеличение поверхностного содержания гелия со временем в процессе эволюции звезды на ГП, составляет  $\sim 174$  км/с на ранних стадиях горения водорода в ядре и  $\sim 134$  км/с на поздних [2,33]. Таким образом, имеющаяся выборка компонент двойных систем характеризуется более медленным вращением по сравнению с одиночными звездами тех же масс, для которых найдено увеличение поверхностного содержания гелия со временем.

Выборочный коэффициент корреляции  $\log R$  по  $\log M$  и  $\log L$  по  $\log M$  в рассматриваемом диапазоне масс равен, соответственно, 0.80 и 0.97. Линейные регрессии средних значений  $\log R$  и  $\log L$  по  $\log M$  определены методом наименьших квадратов [34]:

$$\log R = (0.08 \pm 0.10) + (0.64 \pm 0.09) \log M \quad (2)$$

$$\log L = (0.94 \pm 0.18) + (3.01 \pm 0.16) \log M. \quad (3)$$

Стандартная ошибка оценки среднего значения  $\log R$  составляет 0.07, для  $\log L$  - 0.11.

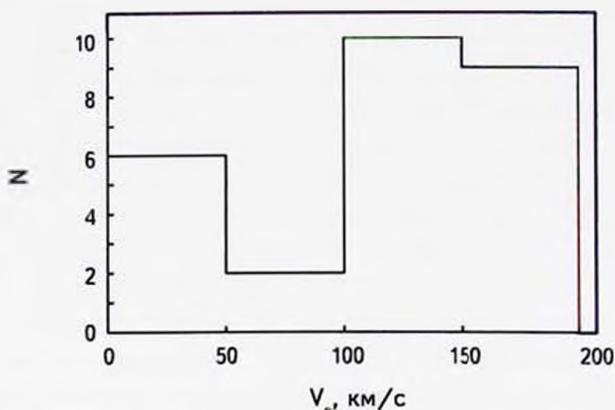


Рис.3. Распределение компонент двойных систем по экваториальной скорости вращения.

Соотношения масса-радиус и масса-светимость исследовались неоднократно. Основные усилия были направлены на привлечение многочисленных качественных данных об абсолютных элементах компонент двойных систем в широком диапазоне звездных масс [27,35-37]. В работе [38] на основе анализа среднего темпа ядерного энерговыделения на ГП по данным об абсолютных элементах 268 компонент двойных систем весь диапазон звездных масс разделен на четыре поддиапазона. Показано, что линейная аппроксимация  $\log L$  по  $\log M$  в каждом поддиапазоне лучше описывает данные, чем линейная, квадратичная или кубическая аппроксимации во всем диапазоне звездных масс. Свободный член и коэффициент регрессии в (3) совпадают с полученными в [38] в поддиапазоне  $M \geq 7 M_{\odot}$  с учетом погрешности их определения.

Несколько меньший наклон соотношения масса-светимость (в логарифмических единицах) получен для В-звезд раннего спектрального подкласса и О-звезд в [39]. В отличие от данной работы и [38] в работе [39] собраны все известные данные об абсолютных элементах компонент с массами  $M \geq 10 M_{\odot}$ , в том числе данные о компонентах, испытавших потерю/аккрецию вещества в процессе обмена веществом в двойной системе. Некоторые компоненты из выборки [39], вероятно, уже завершили эволюцию на ГП. Так как в данной работе исследуется возможность частичного перемешивания вещества лучистых оболочек и конвективных ядер В-звезд ГП ранних спектральных подклассов, в дальнейшем используются соотношения (2) и (3), полученные для этих звезд.

Как уже упоминалось, в исследуемой выборке компонент двойных систем, по-видимому, отсутствуют или имеется дефицит звезд, находящихся на поздних этапах стадии горения водорода в центре. Поэтому наблюдаемое соотношение масса-светимость (3) необходимо сравнивать с теоретическим соотношением, построенным для среднего относительного возраста выборки.

4. *Средний возраст выборки компонент с известными абсолютными элементами.* В процессе эволюции звезды на стадии ядерного горения водорода происходит увеличение ее радиуса и светимости, а также понижение эффективной температуры. Звездный ветер у В-звезд ГП слабый [23,24], поэтому уменьшение массы звезды на этой стадии эволюции незначительное [3]. Массы и радиусы компонент двойных систем определяются непосредственно из наблюдаемых кривых блеска и лучевых скоростей. Для определения эффективных температур и светимостей компонент требуется, кроме знания радиусов, еще и дополнительная информация [40], что приводит, в частности, к увеличению погрешности определения этих величин. Поэтому в качестве индикатора возраста компоненты двойной системы уместно выбрать ее радиус.

Предположение одновременности происхождения компонент тесной двойной системы означает совпадение их возраста, который естественно принять за возраст двойной системы. Погрешности определения масс и радиусов компонент вносят ошибки в определение возрастов компонент системы, причем возрасты компонент одной и той же системы могут оказаться разными. В настоящее время разработаны методы определения оптимальных возрастов двойных систем - это определенный на основе расчетов эволюции теоретический возраст, одинаковый для двух звезд с массами и радиусами, не сильно отличающимися, в единицах погрешности соответствующих величин, от масс и радиусов компонент двойной системы [41].

В десяти системах из имеющейся выборки обе компоненты попадают в исследуемый диапазон звездных масс. Еще в семи системах в указанный диапазон попадает только одна компонента. Поэтому в данной работе возрасты компонент определяются индивидуально, а условие совпадения возрастов компонент одной системы используется для оценки качества полученных значений возрастов.

Схема определения относительного возраста компоненты двойной системы с массой  $M$  и радиусом  $R$  следующая. На основе рассчитанной системы эволюционных треков строится поверхность  $r(m, t/t_{MS})$ , где  $r$  - радиус звезды с массой  $m$  на момент времени  $t$ . Пересечение этой поверхности плоскостью  $r=R$  позволяет получить зависимость  $m(t/t_{MS})$  для моделей звезд с радиусом  $R$ . Эта зависимость далее используется для определения относительного

возраста  $t/t_{MS}$  звезды с массой  $M$ . Средний относительный возраст выборки определяется как среднее арифметическое относительных возрастов всех компонент.

Оценка абсолютного возраста компоненты и оценка погрешности определения возраста, вызванная погрешностями в определении масс и радиусов компонент двойной системы, осуществляются следующим образом. Результаты расчетов эволюции звезд используются для определения зависимости  $t_{MS}(m)$ . Время жизни звезды с массой  $M$  на стадии горения водорода может быть

Таблица 1

АБСОЛЮТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ (солн. ед.) И ВОЗРАСТЫ (млн лет)  
КОМПОНЕНТ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Звезда	$i$	$M_i \pm dM_i$	$R_i \pm dR_i$	$\log L_i \pm d\log L_i$	$t \pm dt$		
					0%	40%	80%
SZ Cam	1	18.500±0.700	8.500±0.300	4.730±0.040	5.04±0.31	6.04±0.37	6.92±0.41
	2	16.100±0.600	7.900±0.300	4.520±0.050	5.99±0.40	7.25±0.48	8.36±0.53
DW Car	1	11.340±0.120	4.558±0.045	4.055±0.063	1.06±0.37	1.29±0.47	1.53±0.57
	2	10.630±0.140	4.297±0.055	3.915±0.067	0.79±0.11	0.94±0.14	1.1±0.17
EM Car	1	22.890±0.320	9.350±0.170	5.000±0.100	3.77±0.13	4.45±0.15	5.05±0.16
	2	21.420±0.330	8.340±0.160	4.900±0.100	3.42±0.17	4.06±0.20	4.65±0.22
QX Car	1	9.267±0.122	4.289±0.091	3.720±0.040	4.44±1.02	5.67±1.31	6.86±1.58
	2	8.480±0.122	4.051±0.091	3.580±0.040	4.65±1.27	5.97±1.64	7.25±1.99
V649 Cas	1	12.900±1.290	6.100±0.610		5.80±1.92	7.23±2.39	8.52±2.77
V346 Cen	1	11.800±1.400	8.200±0.300	4.481	12.38±0.90	15.54±1.15	18.23±1.46
	2	8.400±0.800	4.200±0.200	3.727	7.08±2.82	9.12±3.64	11.04±4.40
AH Cep	1	15.800±1.580	6.300±0.630	4.460±0.030	3.03±1.69	3.69±2.06	4.29±2.39
	2	13.700±1.370	5.800±0.580	4.370±0.030	3.71±2.11	4.59±2.62	5.41±3.07
CW Cep	1	11.820±0.140	5.480±0.120	4.240±0.060	5.53±0.53	6.97±0.67	8.31±0.78
	2	11.090±0.140	4.990±0.120	4.120±0.070	4.70±0.75	5.96±0.95	7.14±1.13
NY Cep	1	12.900±1.000	6.840±0.700	4.468	7.78±1.57	9.69±1.94	11.35±2.20
	2	9.400±1.000	5.680±0.500	3.916	13.76±2.40	17.61±3.04	20.93±3.52
31 Cyg	2	7.100±0.800	5.200±0.500	3.512	26.39±3.93	34.55±5.17	41.54±6.07
V380 Cyg	2	6.950±0.250	3.740±0.070	3.350±0.040	9.89±1.66	13.02±2.20	15.96±2.70
V478 Cyg	1	16.600±0.900	7.430±0.120	4.630±0.015	4.97±0.37	6.01±0.45	6.95±0.51
	2	16.300±0.900	7.430±0.120	4.630±0.015	5.19±0.38	6.29±0.46	7.27±0.52
V1765 Cyg	2	12.200±1.220	5.900±0.590		6.15±2.09	7.72±2.61	9.13±3.04
η Ori A	1	11.000±0.500	6.300±0.600	4.251±0.146	10.48±1.90	13.25±2.37	15.64±2.71
	2	10.600±0.700	5.200±0.400	4.092	7.06±2.29	8.97±2.91	10.71±3.42
VV Ori	1	10.900±0.100	4.980±0.020	4.025±0.066	5.16±0.17	6.55±0.22	7.86±0.26
V431 Pup	2	9.400±0.940	6.500±0.650		16.99±2.15	21.72±2.75	25.71±3.18
V3903 Sgr	2	19.010±0.440	6.125±0.060	4.658±0.032	0.64±0.24	0.76±0.29	0.88±0.33

определено по этой зависимости. Зная  $t/t_{MS}$  и  $t_{MS}$  для звезды с массой  $M$  и радиусом  $R$ , найдем  $t$ . Для каждой компоненты двойной системы делается четыре определения возраста: при  $M = M_i \pm dM_i$  и  $R = R_i \pm dR_i$ . Полусумма наибольшего и наименьшего из четырех значений принимается в качестве оценки возраста компоненты, а полуразность - в качестве оценки погрешности определения возраста.

Относительные и абсолютные возрасты компонент получаются разными в зависимости от процессов перемешивания, учтенных при построении звездных моделей, и интенсивности этих процессов. В шести системах абсолютные возрасты компонент совпадают во всех рассмотренных вариантах эволюции звезд на ГП. В четырех системах разность возрастов компонент превышает сумму погрешностей их определения независимо от варианта эволюции. В табл.1 приведены возрасты компонент при  $\alpha = 0.05$  и различной интенсивности частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра, когда увеличение поверхностного отношения числа ядер гелия и водорода  $\Delta(N_{He}/N_H)$  составляет 0%, 40% и 80%. Погрешности в определении абсолютных элементов компонент системы отражают погрешности в исходных данных наблюдений. Однако абсолютные элементы могут содержать значительно большие неопределенности, связанные с используемой моделью двойной системы. Погрешности возрастов оценены в данной работе без учета этой неопределенности. В целом, согласие возрастов компонент, принадлежащих одной системе, удовлетворительное (рис.4).

Как и ожидалось, в исследуемой выборке компонент двойных систем

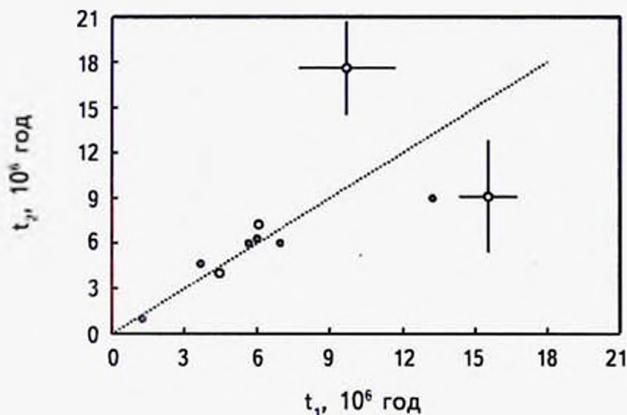


Рис.4. Возрасты первой  $t_1$  и второй  $t_2$  компонент двойной системы. Двойные системы показаны в случае совпадения возрастов компонент в пределах погрешности их определения (заполненные кружки) и в случае, когда возрасты не совпадают (открытые кружки). Погрешности определения возрастов компонент во втором случае показаны, если они превосходят размер значка для изображения двойной системы. Показана также линия равных возрастов (пунктир).

практически отсутствуют звезды, находящиеся на поздних этапах горения водорода в конвективном ядре (рис.5). Средний относительный возраст имеющейся выборки компонент двойных систем в случае  $\alpha = 0.05$  составляет 0.40, 0.43 и 0.47 при  $\Delta(N_{He}/N_H)$  равном, соответственно, 0%, 40% и 80%.

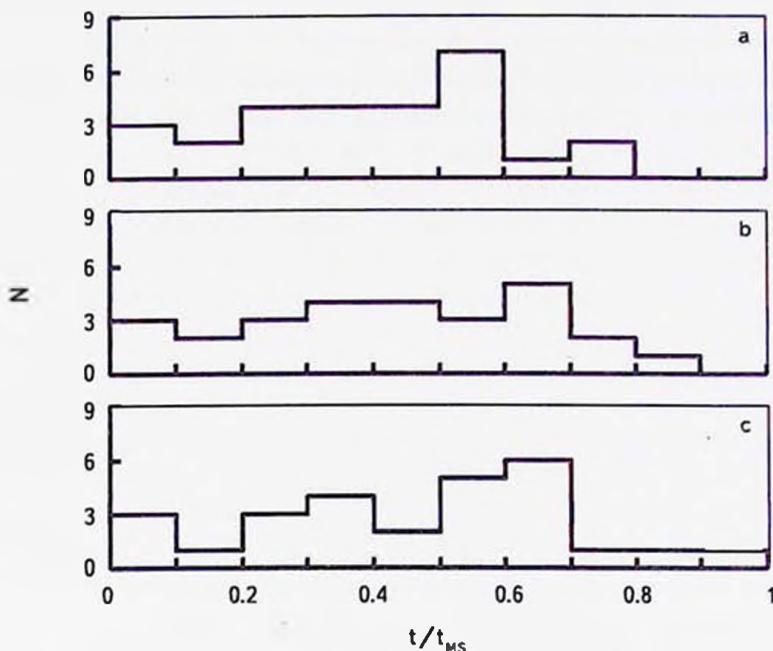


Рис.5. Распределение компонент двойных систем по относительным возрастам в случаях эволюции а) без частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра, и когда увеличение поверхностного отношения числа ядер гелия и водорода к концу эволюции на ГП  $\Delta(N_{He}/N_H)$  составляет б) 40%, в) 80%. Во всех случаях  $\alpha = 0.05$ .

Теоретическое соотношение масса-радиус определено для среднего относительного возраста выборки. Для этого в выбранном варианте звездной эволюции для каждого значения массы звезды из системы эволюционных трексов определяется среднее значение радиуса  $\overline{\log R}$  для среднего относительного возраста выборки:

$$\overline{\log R} = \sum_{j=1}^{10} w_j \overline{\log R_j},$$

где  $\overline{\log R_j}$  - среднее значение в интервале

$$0.1(j-1) \leq t/t_{MS} \leq 0.1j, \quad (4)$$

полученное по результатам расчета эволюции звезды,  $w_j$  - доля компонент выборки, попадающих в интервал (4). Потеря массы на стадии горения

водорода в рассматриваемом диапазоне масс не велика, и может не учитываться при построении соотношения масса-радиус.

Вследствие примененной методики (наблюдаемые значения радиуса и рассчитанная система эволюционных треков используются для определения относительного возраста, средний относительный возраст выборки и та же система эволюционных треков используются для определения среднего радиуса) теоретические соотношения масса-радиус, определенные для разных вариантов эволюции, удовлетворяют статистической оценке среднего значения радиуса (2) и практически совпадают друг с другом (рис.6). Это обстоятельство и совпадение возрастов компонент, принадлежащих одной системе, свидетельствует о надежности определения среднего относительного возраста имеющейся выборки компонент двойных систем.

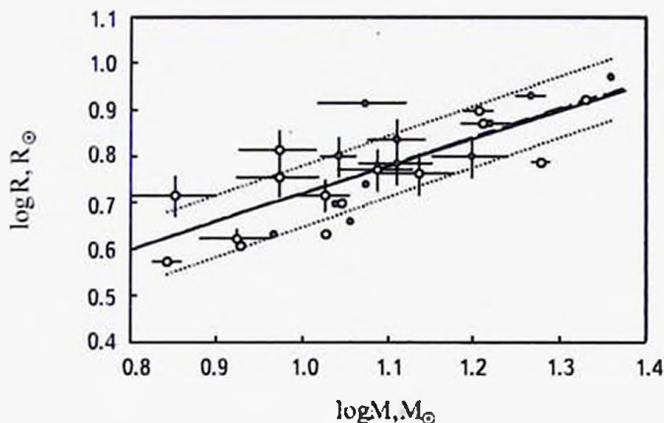


Рис.6. Соотношение масса-радиус. Показаны массивные компоненты (заполненные кружки) и спутники (открытые кружки) двойных систем. Погрешности определения массы и радиуса показаны, если они превосходят размер значка для изображения компоненты. Показаны отклонения вверх и вниз на величину стандартной ошибки от статистической оценки зависимости среднего значения радиуса звезды от массы (2) (пунктир), а также теоретические соотношения масса-радиус для вариантов эволюции без частичного перемешивания (сплошная линия), и когда увеличение поверхностного отношения числа ядер гелия и водорода к концу эволюции на ГП  $\Delta(N_{He}/N_H)$  составляет 40% (штрих) и 80% (штрих-пунктир). Во всех вариантах  $\alpha = 0.05$ .

5. *Соотношение масса-светимость.* Теоретическое соотношение масса-светимость определяется для среднего относительного возраста выборки. Для каждого варианта звездной эволюции и для каждого значения массы звезды из системы эволюционных треков вычисляется среднее значение светимости  $\overline{\log L}$ :

$$\overline{\log L} = \sum_{j=1}^{10} w_j \overline{\log L_j},$$

где  $\overline{\log L_j}$  - среднее значение в диапазоне (4), полученное по результатам расчета эволюции звезды. Теоретическое соотношение масса-светимость зависит от интенсивности частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра (рис.7).

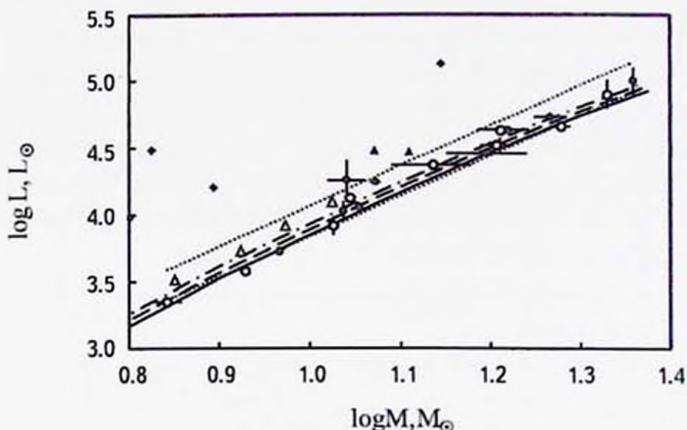


Рис.7. Соотношение масса-светимость. Показаны массивные компоненты (заполненные кружки) и спутники (открытые кружки) двойных систем. Погрешности определения массы и светимости показаны, если они превосходят размер значка для изображения компонента. Представлены также компоненты, для которых погрешность определения светимости не известна (треугольники). Показаны отклонения вверх и вниз на величину стандартной ошибки от статистической оценки зависимости среднего значения светимости звезды от массы (3) (пунктир), а также теоретические соотношения масса-светимость для вариантов эволюции без частичного перемешивания (сплошная линия), и когда увеличение поверхностного отношения числа ядер гелия и водорода к концу эволюции на ГП  $\Delta(N_{He}/N_H)$  составляет 40% (штрих) и 80% (штрих-пунктир). Во всех вариантах  $\alpha = 0.05$ . Для сравнения показаны компактные компоненты полуразделенных систем, в которых процесс перемены ролей произошел (ромбик).

Оценим влияние сделанных модельных предположений на полученные теоретические соотношения масса-светимость. Наибольшее отличие светимости модели звезды с однородным распределением водорода в оболочке от случая, когда распределение водорода получено в результате решения гидродинамических уравнений переноса во вращающейся звезде [4], достигается к концу эволюции на ГП. При одинаковом увеличении массы синтезированного гелия в двух этих подходах наибольшее отличие светимости составляет  $\Delta \log L \approx 0.01$ . При среднем возрасте выборки компонент  $\overline{t/t_{MS}} = 0.43$ , это отличие в 2 раза меньше (рис.8). Недооценка радиуса звезды в модельных расчетах может привести к завышению среднего относительного возраста выборки компонент и, следовательно, к завышению светимости в теоретическом соотношении масса-светимость. При среднем возрасте выборки компонент  $\overline{t/t_{MS}} = 0.43$ , недооценка радиуса звезды в модельных расчетах не превышает

3% [3,4]. Вычисляя теоретическое соотношение масса-светимость для выборки компонент с искусственно заниженными на 3% радиусами получим, что недооценка радиуса модели звезды не может приводить к завышению светимости в этом соотношении более, чем на  $\Delta \log L \approx 0.008$ . Таким образом, принятые модельные предположения могут завесить светимость в соотношении масса-светимость не более, чем на  $\Delta \log L \approx 0.013$ , что составляет  $\sim 10\%$  от величины стандартной ошибки статистической оценки (3). Следовательно, дополнительное увеличение светимости звезды, обусловленное увеличением массы водорода, преобразованного в гелий ко времени достижения возраста наблюдаемой выборки компонент, практически не зависит от модельных предположений.

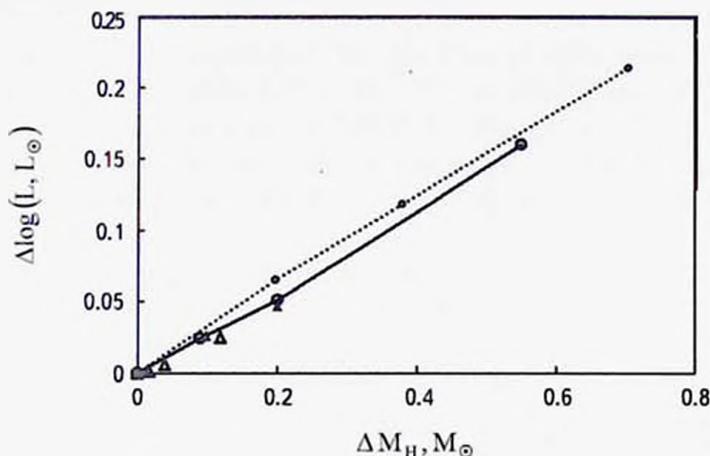


Рис.8. Дополнительное увеличение светимости звезды с массой  $8 M_{\odot}$  в зависимости от массы водорода, дополнительно преобразованного в гелий, ко времени окончания эволюции на III, согласно модельным расчетам (заполненные кружки, соединенные пунктиром) и работе [4] (открытые кружки, соединенные сплошной линией) и ко времени достижения среднего возраста  $t/t_{MS} = 0.43$ , согласно модельным расчетам (заполненные треугольнички) и работе [4] (открытые треугольнички).

Отклонение теоретических соотношений масса-светимость, полученных при различных значениях интенсивности частичного перемешивания, от статистической оценки среднего значения светимости в зависимости от массы (3) не превышает стандартной ошибки (рис.7). Имющиеся данные об абсолютных элементах компонент двойных систем в исследуемом диапазоне масс допускают возможность протекания эволюции компонент как с частичным перемешиванием такой же интенсивности, как требуется для объяснения наблюдаемого увеличения поверхностного содержания гелия в одиночных звездах, так и без такого перемешивания. Теоретическое соотношение масса-светимость для варианта эволюции, когда частичное перемешивание не учиты-

вается, смещено в сторону низких светимостей по сравнению со статистической оценкой (3). Возможно, анализ распределения разностей наблюдаемой и теоретической светимостей, рассчитанных для каждой компоненты выборки, позволит сделать более строгие заключения. В любом случае определение абсолютных элементов компонент для значительно большего числа двойных систем позволит получить более надежную статистическую оценку среднего значения светимости в зависимости от массы в исследуемом диапазоне масс.

Процесс перемены ролей в двойных системах вследствие наполнения полости Роша на ГП меняет характеристики звезды, теряющей вещество. Такая звезда приобретает "избыток" светимости для своей массы. Абсолютные элементы некоторых таких звезд надежно определены в двойных системах LY Aur [42], V337 Aql [43], XZ Cep [44], V Pup [45]. Процесс перемены ролей оказывает более сильное воздействие на соотношение масса-светимость теряющих вещество компонент, чем частичное перемешивание вещества лучистой оболочки и конвективного ядра (рис.7), если интенсивность этого перемешивания находится в пределах, необходимых для объяснения наблюдаемого увеличения содержания гелия в В-звездах ГП ранних спектральных подклассов.

Частичное перемешивание вещества наиболее сильно меняет светимость одиночных звезд на последних этапах ядерного горения водорода в центре [3,4]. Отсутствие компонент, находящихся на этих этапах эволюции, в имеющейся выборке затрудняет исследование частичного перемешивания в компонентах и возможных различий в протекании частичного перемешивания у одиночных звезд и компонент двойных систем.

Дополнительное перемешивание на границе конвективного ядра слабо влияет на теоретическое соотношение масса-светимость, полученного для среднего возраста выборки. Светимость звезды с заданной массой и радиусом возрастает незначительно с увеличением параметра  $\alpha$  (рис.1b). При вычислении теоретического соотношения масса-светимость для среднего относительного возраста выборки используются те части эволюционного трека, которые проходят возле наблюдаемого положения звезд. Поэтому вследствие небольшого смещения трека к большей светимости в данном месте диаграммы Гершпрунга-Рессела с увеличением  $\alpha$ , изменение теоретического соотношения масса-светимость с увеличением  $\alpha$  также не велико. Метод сравнения наблюдаемой и теоретически рассчитанной зависимостей масса-светимость не может быть применен для изучения перемешивания вещества на границе конвективного ядра, в частности для определения величины  $\alpha$ . Аналогичный вывод был получен ранее при анализе эффективных температур В-компонент двойных систем позднего спектрального подкласса [46]. Сопоставление наблюдаемых и определенных по эволюционным трекам эффективных температур компонент не чувствительно

к параметру  $\alpha$ .

Попытки объяснить светимость компонент некоторых двойных систем только дополнительным перемешиванием ведут к неоправданно большим значениям  $\alpha \approx 0.3 - 0.6$  [47-49]. Параметр  $\alpha$  ограничен сверху наблюдаемой шириной ГП [50]. Два механизма: частичное перемешивание оболочки и ядра и дополнительное перемешивание в центре звезды способствуют увеличению светимости звезды, но по-разному влияют на ее размер. Первый механизм сокращает увеличение размера звезды на ГП, второй - увеличивает. Сочетание этих двух механизмов может быть более гибким инструментом для объяснения светимости компонент двойных систем. Эти механизмы могут быть важными также для решения проблемы повышенной светимости оптических компонент рентгеновских двойных [51].

**6. Заключение.** Имеющиеся данные о массах и светимостях компонент двойных систем, находящихся на стадии ГП, допускают возможность частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра аналогичного перемешиванию в одиночных звездах тех же масс. Следовательно, дополнительное увеличение светимости, сопутствующее частичному перемешиванию в одиночных В-звездах, необходимому для объяснения наблюдаемого увеличения поверхностного содержания гелия, не приводит к противоречиям с надежными данными о массах и светимостях звезд.

Интенсивность частичного перемешивания в одиночных звездах определяется моментом импульса. Скорости осевого вращения компонент двойных систем в среднем меньше, чем у одиночных звезд. Приливное взаимодействие компонент активизирует процессы переноса, инициированные осевым вращением [18]. Циркуляция вещества, вызванная приливным возмущением [12], также может вносить дополнительный вклад в частичное перемешивание вещества в компонентах двойных систем по сравнению с одиночными звездами.

Теоретическое соотношение масса-светимость, построенное для среднего относительного возраста наблюдаемой выборки компонент двойных систем, зависит от интенсивности частичного перемешивания вещества. Чем больше интенсивность, тем больше светимость при том же значении массы. Однако отклонение теоретических соотношений от статистической оценки среднего значения светимости в зависимости от массы для наблюдаемой выборки компонент не превышает стандартной ошибки. Чтобы получить более жесткие ограничения на величину частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра, необходимо определить абсолютные элементы компонент для большего числа двойных систем, в том числе для систем с относительно большими периодами, допускающими протекание всех этапов ядерного горения водорода, включая заключительные, до наступления фазы

обмена веществом между компонентами.

Часть работ проведена при финансовой поддержке государства в лице Министерства образования и науки Российской Федерации (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7), а также при финансовой поддержке постановления №211 Правительства Российской Федерации, контракт №02.А03.21.0006.

Уральский федеральный университет им. Ельцина, Екатеринбург,  
Россия, e-mail: evgeny.staritsin@urfu.ru

## IS THERE PARTIAL MIXING IN THE BINARY SYSTEM COMPONENTS?

E.I.STARITSIN

The absolute elements of binary system components which are main sequence early type B-stars are analysed on the base of stellar models taking into account partial mixing of material in the radiative envelope and convective core. Partial mixing enlarges the luminosity increase of a star during its evolution on main sequence and diminishes the increase of its radius. The data on masses, radiuses and luminosities of components we have got by now confirm the presence of partial mixing in the bowels of components. The mechanism of partial mixing may be an addition to the mechanism of convective core overshooting in the decision of problem of the enlarge luminosity of optical components of X-ray binaries. The mechanism of partial mixing needs the further investigation. The data on absolute elements we have got by now are not enough to put a restriction on the power of partial mixing and to find out a difference of partial mixing in the binary components and the single stars.

Key words: *stars - structure and evolution: binaries*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *I.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, D.Lambert*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **351**, 745, 2004.
2. *W.Huang, D.R.Gies*, Astrophys. J., **648**, 591, 2006.
3. *Е.И.Старушин*, Астрон. ж., **91**, 914, 2014.
4. *Е.И.Старушин*, Астрон. ж., **94**, 447, 2017.
5. *G.Michaud, J.Dupuis, G.Fontaine et al.*, Astrophys. J., **322**, 302, 1987.
6. *K.Hunger, D.Groote*, Astron. Astrophys., **351**, 554, 1999.
7. *J.Krtićka, J.Kubát, D.Groote*, Astron. Astrophys., **460**, 145, 2006.
8. *Л.Любимков, Т.Рачковская, С.Расстончин и др.*, Астрон. ж., **72**, 212, 1995.
9. *А.Тарасов, Р.Хартманес, Ж.Порт et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **110**, 59, 1995.
10. *Л.Любимков, Т.Рачковская, С.Расстончин и др.*, Астрон. ж., **73**, 55, 1996.
11. *Л.Любимков, Т.Рачковская, С.Расстончин и др.*, Астрон. ж., **74**, 710, 1997.
12. *J.L.Tassoul, M.Tassoul*, Astrophys. J., **261**, 265, 1982.
13. *J.L.Tassoul*, Astrophys. J., **322**, 856, 1987.
14. *J.L.Tassoul, M.Tassoul*, Astrophys. J., **359**, 155, 1990.
15. *J.-P.Zahn*, Astron. Astrophys., **265**, 115, 1992.
16. *A.Maeder, J.-P.Zahn*, Astron. Astrophys., **334**, 1000, 1998.
17. *S.E. de Mink, M.Cantiello, N.Langer et al.*, Astron. Astrophys., **497**, 243, 2009.
18. *H.F.Song, A.Maeder, G.Meynet et al.*, Astron. Astrophys., **556**, 100, 2013.
19. *S.Talon, J.-P.Zahn*, Astron. Astrophys., **317**, 749, 1997.
20. *B.Paczynski*, Acta Astron., **20**, 47, 1970.
21. *C.A.Iglesias, F.J.Rogers*, Astrophys. J., **464**, 943, 1996.
22. *D.R.Alexander, J.Ferguson*, Astrophys. J., **437**, 879, 1994.
23. *C. de Jager, H.Nieuwenhuijzen, K.A. van der Hucht*, Astron. Astrophys. Suppl., **72**, 259, 1988.
24. *J.S.Vink, A. de Koter, H.J.Lamers*, Astron. Astrophys., **362**, 295, 2000.
25. *G.Schaller, D.Schaerer, G.Meynet et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **96**, 269, 1992.
26. *G.Meynet, J.-C.Mermilliod, A.Maeder*, Astron. Astrophys. Suppl., **98**, 477, 1993.
27. *O.Yu.Malkov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **382**, 1073, 2007.
28. *A.Gimenez, J.V.Clausen, J.Andersen*, Astron. Astrophys., **160**, 310, 1986.
29. *K.Pan*, Astron. Astrophys., **321**, 202, 1997.
30. *S.Albrecht, J.N.Winn, J.A.Carter et al.*, Astrophys. J., **726**, 68, 2011.
31. *J.A.Eaton*, Astron. J., **106**, 2081, 1993.
32. *K. De Mey, C.Aerts, C.Waelkens et al.*, Astron. Astrophys., **310**, 164, 1996.
33. *W.Huang, D.R.Gies*, Astrophys. J., **648**, 580, 2006.
34. *А.Афифу, С.Эйзен*, Статистический анализ. Подход с использованием ЭВМ. М., Мир, 1982.
35. *O.Demircan, G.Kahraman*, Astrophys. Space Sci., **181**, 313, 1991.
36. *С.Ю.Горда, М.А.Свечников*, Астрон. ж., **75**, 896, 1998.
37. *С.Ю.Горда, М.А.Свечников*, Астрон. ж., **76**, 598, 1999.
38. *Z.Eker, F.Soydugan, E.Soydugan et al.*, Astron. J., **149**, 131, 2015.

39. Э.Витриченко, Д.К.Надежин, Т.Л.Разинкова, Письма в Астрон. ж., 33, 287, 2007.
40. Д.Я.Мартынов, Курс общей астрофизики, М., Наука, 1979.
41. Д.А.Ковалева, Астрон. ж., 78, 1104, 2001.
42. P.Mayer, H.Drechsel, P.Harmanec et al., Astron. Astrophys., 559, 22, 2013.
43. M.Tüysüz, F.Soydugan, S.Bilir et al., New Astron., 28, 44, 2014.
44. T.J.Harries, R.W.Hilditch, G.Hill, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 285, 277, 1997.
45. D.Stickland, C.Lloyd, I.Pachoulakis et al., The Observatory, 118, 356, 1998.
46. Д.А.Ковалева, Астрон. ж., 79, 259, 2002.
47. А.Ткаченко, P.Degroote, С.Аerts et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 438, 3093, 2014.
48. K.Pavlovski, E.Tamajo, P.Koubsky et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 400, 791, 2009.
49. E.F.Guinan, I.Ribas, E.L.Fitzpatrick et al., Astrophys. J., 544, 409, 2000.
50. Е.И.Попова, А.В.Тутуков, Астрон. ж., 67, 428, 1990.
51. В.С.Петров, А.В.Тутуков, А.М.Черепанчук, Астрон. ж., 84, 165, 2007.

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ФОТОСФЕРЫ НА  
ВЫШЕЛЕЖАЩИЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗДЫО.М. БЕЛОВА<sup>1</sup>, К.В. БЫЧКОВ<sup>2</sup>

Поступила 22 ноября 2017

Принята к печати 7 марта 2018

На примере атома водорода исследовано влияние теплового излучения фотосферы на расположенные выше слои. Показано, что при температуре излучения выше 5000 К скорости вынужденных процессов при свободно-связанных, связанно-связанных и свободно-свободных переходах сравнимы с соответствующими скоростями спонтанных процессов. Существенную роль играют также фотовозбуждение и фотоионизация из возбужденных состояний.

Ключевые слова: *вынужденные процессы; фотоионизация; звездные атмосферы*

1. *Введение.* В предлагаемой работе мы оцениваем влияние излучения фотосферы на процессы ионизации, рекомбинации, возбуждения вышележащих слоев газа и их тормозного излучения.

Во-первых, такими слоями могут быть хромосферы Солнца и звезд спектральных классов G-M в спокойных условиях или во время вспышки. Температура спокойной фотосферы  $T$  лежит в диапазоне от 3000 К до 7000 К, а в случае вспышки в ней может образоваться горячее пятно с температурой (10000 + 20000 К). Brown [1], Костюк и Пикельнер [2] при исследовании солнечных вспышек, пользуясь модифицированной формулой Саха, учли фотоионизацию водорода со второго уровня излучением фотосферы в бальмеровском континууме. Гринин и Катышева [3,4] впервые показали важность учета ионизации фотосферным излучением из возбужденных состояний водорода в околозвездных оболочках. Температуру фотосферы авторы приняли равной 5000 К, типичной для звезд типа T Tauri. Кацова и др. [5] рассмотрели рассеяние излучения в частотах линии  $\text{Ly}\alpha$ . Более поздние газодинамические NLTE-расчеты [6] учитывают процессы ионизации, возбуждения, деактивации и рекомбинации в 6-уровневом атоме водорода с учетом рассеяния в линиях.

Во-вторых, в пульсирующих звездах - цефеидах, долгопериодических переменных типа Миры Кита и полуправильных переменных - над фотосферой может находиться вызванная пульсациями ударная волна. Расчеты высвечивания газа за фронтом ударной волны для условий в холодных звездах ( $T_e = 3000$  К) выполнены в работах [7,8] с учетом четырех уровней, а также

в [9] в модели 25-уровневой системы. Результаты работы [8] использовали Gillet&Fokin [10] для случая звезд типа RR Lyrae ( $T_e = 7000$  К). Во всех этих статьях фотосферное излучение не учитывалось.

Ниже мы изложим результаты расчетов, позволяющих выяснить, в каких случаях влиянием фотосферы действительно можно пренебречь, а при каких оно оказывается существенным. Излучение фотосферы рассматриваем в рамках модели черного тела. Отсутствие излучения, идущего сверху вниз, учитываем фактором диллюции  $W = 0.5$ . Полагаем, что на фотосферный газ состоит из чистого водорода. В разделах 2, 3 и 4 оценен вклад вынужденных процессов в коэффициент фоторекомбинации, в мощность рекомбинационных и тормозных потерь. В 5-м разделе рассмотрены роль фотоионизации из возбужденных состояний и фотовозбуждение субординатных переходов, в 6-м - бальмеровский декремент.

2. *Коэффициент вынужденной фоторекомбинации.* Сечения вынужденной  $s_k^{(i)}$  и спонтанной  $s_k^{(s)}$  фоторекомбинации связаны известным соотношением

$$s_k^{(i)} = s_k^{(s)} \cdot n_{\omega} \quad (1)$$

Здесь  $n_{\omega}$  - число заполнения фотонов, в случае диллютированного поля теплового излучения равно

$$n_{\omega} = \frac{W}{e^{h\nu/k_B T_e} - 1}, \quad (2)$$

где  $T_e$  - температура излучения. В случае атома водорода сечение спонтанной фоторекомбинации на дискретный уровень с главным квантовым числом  $k$  выражается через сечение фотоионизации [11]:

$$s_k^{(s)} = \sigma_k \frac{\alpha^2}{2} k^2 \left( \frac{h\nu}{Ry} \right)^2 \frac{Ry}{E}, \quad (3)$$

которое в приближении Крамера имеет вид [11]:

$$\sigma_k = \frac{64}{3\sqrt{3}} \alpha \pi a_0^2 \frac{1}{k^5} \left( \frac{Ry}{h\nu} \right)^3. \quad (4)$$

Коэффициент вынужденной фоторекомбинации  $r_k^{(i)}$  получается суммированием по всем возможным значениям скорости свободного электрона и произведения  $s_k^{(i)}$  и с учетом распределения электронов по энергии  $E$ :

$$r_k^{(i)} = \int_0^{\infty} s_k^{(i)} u \cdot f(E) dE. \quad (5)$$

Для функции распределения пользуемся формулой Максвелла:

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (k_B T_e)^{-3/2} \sqrt{E} \cdot e^{-E/k_B T_e} \quad (6)$$

Подставляя в (5) формулы (1)-(4) и (6), получаем:

$$r_k^{(i)} = \int_0^{\infty} s_k^{(i)} n_{\omega} u f(E) dE = \frac{64}{3\sqrt{3\pi}} \frac{W}{k^3} \alpha^4 \pi a_0^2 c \beta_k^{3/2} e^{\beta_k} \cdot J_1(\rho, b_k) \quad (7)$$

Здесь введены обозначения:

$$\beta_k = \frac{1}{k^2} \frac{Ry}{k_B T_e}, \quad b_k = \frac{1}{k^2} \frac{Ry}{k_B T_*}, \quad \rho = \frac{T_*}{T_e}, \quad J_1(x, y) = \int_y^{\infty} \frac{e^{-t}}{t(e^t - 1)} dt.$$

Алгоритм вычисления интеграла  $J_1$  приведен в разделе 8. Если в подынтегральной функции (7) исключить множитель  $n_{\omega}$ , то мы получим известное определение коэффициента спонтанной рекомбинации

$$r_k^{(s)} = \int_0^{\infty} s_k^{(s)} u f(E) dE,$$

в принятом нами приближении равный

$$r_k^{(s)} = \frac{64}{3\sqrt{3\pi}} \frac{W}{k^3} \alpha^4 \pi a_0^2 c \beta_k^{3/2} e^{\beta_k} \cdot Ei_1(\beta_k),$$

где  $Ei_1(\beta_k)$  - интегральная показательная функция.

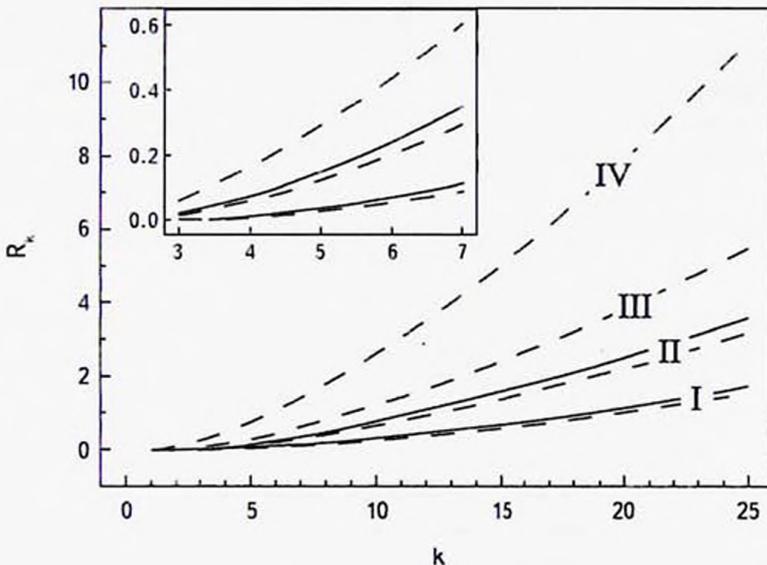


Рис.1. Отношение  $R_k$  коэффициентов вынужденной и спонтанной рекомбинации при трех значениях температуры излучения  $T_e$ : I - 3000 К, II - 6000 К, III - 10000 К, IV - 20000 К; сплошные кривые соответствуют электронной температуре 6000 К, штриховые - 10000 К; во врезке - графики I-III для уровней  $k = 3 + 7$ .

На рис.1 показано отношение  $R_k = r_k^{(i)}/r_k^{(s)}$  как функция главного квантового числа  $k$  для различных температур излучения и газа. Верхнюю границу  $K_{IT}$  определяем по критерию Инглиса-Теллера [12] через электронную плотность  $N_e$ , выраженную в  $\text{см}^{-3}$ :

$$K_{IT} = 3.10 - 0.13 \lg(2 N_e).$$

В случае атмосфер звезд-гигантов величину  $N_e$  примем равной  $10^{12} \text{см}^{-3}$ , ей соответствует  $K_{IT} = 25$ ; для карликов, соответственно  $N_e = 10^{14} \text{см}^{-3}$  и  $K_{IT} = 13$ .

Для основного и первого возбужденного состояний ( $k < 3$ ) в рассматриваемом диапазоне  $T. \leq 20000$  К вынужденная рекомбинация относительно невелика. Ее вклад становится существенным у более высоких уровней. Например, вклад 25% при  $T. = 20000$  К дает рекомбинация уже на третий уровень, а при  $T. = 10000$  К - на пятый. В звездах спектрального класса G, которым соответствует  $T. = 6000$  К, областью заметного влияния вынужденной рекомбинации ( $R_k > 20\%$ ) является  $k > 5$ . В случае звезд класса M ( $T. = 3000$  К) вынужденная рекомбинация пренебрежимо мала вплоть до  $k = 12$ . Как нами показано в работе [13], тройная рекомбинация начинает доминировать уже при  $k = 10$ , т.е., для звезд класса M вынужденную рекомбинацию учитывать не обязательно. Таким образом, вынужденная фоторекомбинация существенна при  $T. > 5000$  К в диапазоне значений главного квантового числа  $3 < k < 10$ .

3. *Вклад в рекомбинационное излучение.* Коэффициент интегрального по частоте излучения  $\epsilon_k$  при рекомбинации на  $k$ -й уровень в расчете на одну пару "ион-электрон" получается при включении излучаемой энергии  $h\nu$  в подынтегральную функцию:

$$\epsilon_k^{(s,i)} = \int_0^\infty s_k^{(s)} u \cdot h\nu \left\{ \frac{1}{n_\omega} \right\} f(E) dE.$$

По аналогии с предыдущим разделом приходим к формулам

$$\begin{aligned} \epsilon_k^{(s)} &= \frac{64}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot R_y \cdot \frac{\sqrt{\beta_k}}{k^2}, \\ \epsilon_k^{(i)} &= \frac{64}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot \frac{\beta_k^{3/2}}{k^2} k_B T \cdot e^{\beta_1} \cdot W \cdot J_0(\rho, b_k), \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$J_0(x, y) = \int_y^\infty \frac{e^{-xt}}{e^t - 1} dt.$$

Алгоритм вычисления интеграла  $J_0$  приведен в *Приложении*.

Относительный вклад вынужденного излучения характеризуем отношением  $\rho_s = \epsilon_k^{(i)}/\epsilon_k^{(s)}$ , которое приведено на рис.2. Как и в предыдущем разделе, этот

вклад при фиксированной температуре возрастает с номером уровня, оставаясь пренебрежимо малым при  $T_e = 3000$  К. Его величина достигает 20%, начиная с седьмого уровня для  $T_e = 6000$  К, пятого - для  $T_e = 10000$  К и третьего - для  $T_e = 20000$  К.

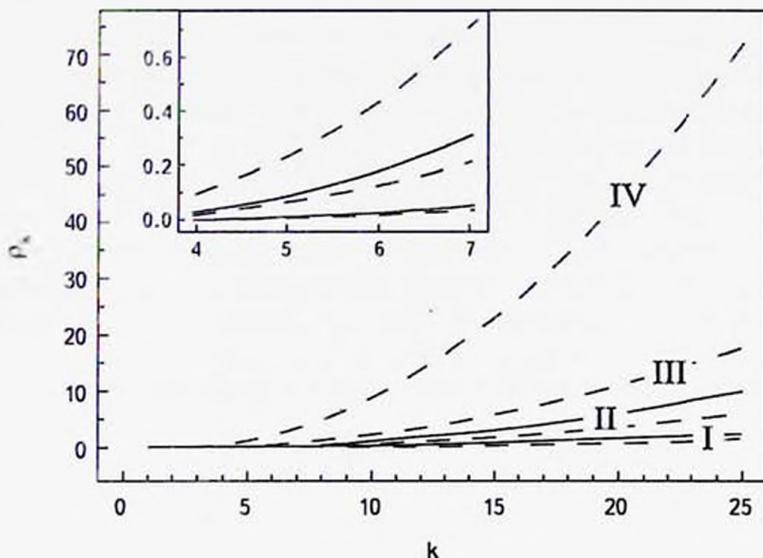


Рис.2. Отношение мощности радиационных потерь при вынужденной и спонтанной рекомбинации; обозначения кривых соответствуют рис.1.

4. *Тормозное излучение.* Сечение спонтанного тормозного излучения  $\zeta_v^{(s)}$  в расчете на единицу линейной частоты и на пару электрон-протон в приближении Крамерса [11] равно

$$\zeta_v^{(s)} = \frac{h}{Ry} \frac{16}{3\sqrt{3}} \alpha^3 \pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{E}\right) \left(\frac{Ry}{h\nu}\right).$$

Спектральная мощность излучения  $\varepsilon_v^{(s)}$  получается интегрированием скорости потери энергии по всем возможным значениям энергии электрона в диапазоне  $E > h\nu$ :

$$\varepsilon_v^{(s)} = \int_{h\nu}^{\infty} \zeta_v^{(s)} u \cdot h\nu \cdot f(E) dE = h \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot \sqrt{\frac{Ry}{k_B T_e}} \cdot e^{-h\nu/k_B T_e}.$$

Сечение вынужденного излучения  $\zeta_v^{(i)}$ , как и в случае рекомбинации, равно произведению  $\zeta_v^{(s)} n_{\omega}$ . Множитель  $n_{\omega}$  не зависит от энергии электронов, поэтому для спектральной мощности имеем:

$$\varepsilon_v^{(i)} = \varepsilon_v^{(s)} \cdot n_{\omega} = W \cdot h \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot \sqrt{\frac{Ry}{k_B T_e}} \cdot \frac{e^{-h\nu/k_B T_e}}{e^{h\nu/k_B T_e} - 1}.$$

Полные тормозные потери получаются в результате интегрирования по всему диапазону частот. Коэффициент спонтанного излучения равен

$$\varepsilon^{(s)} = \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot Ry \sqrt{\frac{k_B T_e}{Ry}}.$$

В случае дилютированного теплого поля излучения интеграл, описывающий вклад вынужденного излучения, логарифмически расходится на нижнем пределе. Поэтому введем отличную от нуля минимальную частоту  $\nu_{\min}$ . Тогда имеет место формула, аналогичная (8):

$$\varepsilon^{(f)} = \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot k_B T_e \cdot W \cdot J_0(\rho, \gamma_*), \quad (9)$$

где

$$\gamma_* = \frac{h \nu_{\min}}{k_B T_e}.$$

Соответственно, полный коэффициент тормозного излучения равен

$$\varepsilon^{(f)} = \varepsilon^{(s)} + \varepsilon^{(f)} = \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \alpha^4 \pi a_0^2 c \cdot Ry \sqrt{\frac{k_B T_e}{Ry}} \cdot [1 + F_{\text{ind}}].$$

где

$$F_{\text{ind}} = W \cdot \frac{T_e}{T_*} \cdot J_0(\rho, \gamma_*).$$

Величина  $F_{\text{ind}}$  равна отношению мощностей вынужденного и спонтанного излучения.

Нижний предел  $h \nu_{\min}$  принимаем равным частоте, на которой возмущенный газ становится непрозрачным по тормозному излучению:

$$\tau_{ff}(\nu_{\min}) = 1. \quad (10)$$

Большая точность в определении частоты  $\nu_{\min}$  не нужна в силу того, что зависимость интеграла от нее только логарифмическая. В диапазоне частот  $\nu < \nu_{\min}$  вынужденное излучение при необходимости учитываем обычным путем, следуя закону Кирхгофа.

Коэффициент тормозного поглощения вычисляем по формуле

$$\kappa_{\nu}^{(ff)} = \frac{256}{3\sqrt{3}} \alpha \pi^{5/2} a_0^2 \left( \frac{Ry}{h\nu} \right)^3 \sqrt{\frac{Ry}{k_B T_e}} N_e N_i.$$

Сечение поглощения в центре линии  $\text{Ly}\alpha$  атома водорода равно

$$\sigma_{12} = 4\pi^{3/2} a_0^2 \sqrt{\frac{M_H}{m_e}} \frac{Ry}{E_{12}} f_{12} \sqrt{\frac{Ry}{k_B T_{ei}}},$$

где  $M_H$  и  $m_e$  - массы, соответственно, атома водорода и электрона,  $f_{12}$  - сила

осциллятора в поглощении,  $E_{12}$  - энергия перехода. Найдем отношение  $\nu$  оптических глубин по тормозному поглощению  $\tau_{ff}(\nu)$  на частоте  $\nu$  и в линии Ly $\alpha$ :

$$\nu = \frac{\tau_{ff}(\nu)}{\tau_{Ly\alpha}} = \frac{\kappa_e^{(ff)}}{\sigma_{12} N_1} = \frac{64\pi \alpha a_0^3}{3\sqrt{3} f_{12}} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{M_H}} \cdot \frac{E_{12}}{Ry} \cdot \sqrt{\frac{T_{at}}{T_e}} \cdot \left(\frac{Ry}{h\nu}\right)^3 \cdot \frac{N_e N_i}{N_1}$$

Величину  $\nu_{min}$ , исходя из условия (10), выражаем через оптическую глубину в линии Ly $\alpha$ :

$$\frac{h\nu_{min}}{Ry} = \sqrt[3]{\frac{64\pi\alpha}{3\sqrt{3} f_{12}}} \cdot a_0 \cdot \sqrt[6]{\frac{m_e}{M_H}} \cdot \sqrt[3]{\frac{E_{12}}{Ry}} \cdot \sqrt[6]{\frac{T_{at}}{T_e}} \cdot \sqrt[3]{\frac{N_e N_i}{N_1} \tau_{Ly\alpha}} \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$$

Как видно из последней формулы, искомая частота слабо зависит от параметров высвечивающегося газа. Оптическую глубину в линии Ly $\alpha$  взяли из расчетов высвечивания ударной волны,  $\tau_{Ly\alpha} \approx 10^5$ . Мы приняли температуры равными,  $T_{at} = T_e \approx 20000$  К, а степень ионизации газа - половине:  $N_e = N_p = N_1$ . Таким образом, получаем оценку для  $\gamma_*$ :

$$\gamma_* = \frac{h\nu_{min}}{Ry} \cdot \frac{Ry}{k_B T_*} \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \frac{Ry}{k_B T_*}$$

В последней строке табл.1 приведены значения величины  $F_{ind}$ . Итак, в случае тормозного излучения вклад вынужденных процессов в охлаждение сравним с вкладом спонтанного излучения.

Таблица 1

ВКЛАД ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СКОРОСТЬ ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ СВОБОДНО-СВОБОДНЫХ ПЕРЕХОДАХ

$T, K$	3000	6000	10000	20000
$\gamma_*$	0.08	0.04	0.02	0.01
$J_0(\rho, \gamma_*)$	2.45	2.89	3.18	3.46
$F_{ind}$	0.2	0.4	0.8	1.7

5. Фотоионизация из возбужденных состояний и фотовозбуждение субординатных переходов. Скорость фотоионизации тепловым излучением также вычисляем в приближении Крамерса:

$$\Phi_k(T) = 4\pi W \int_{\nu_k}^{\infty} \sigma_k^{(ph)} \frac{B(T)}{h\nu} d\nu = \frac{8}{3\pi\sqrt{3}} \frac{W}{k_5} \alpha^4 \frac{c}{a_0} K_1(b_k), \quad k \geq 2,$$

где

$$K_1(y) = \int_y^{\infty} \frac{1}{t(e^t - 1)} dt.$$

Алгоритм расчета интеграла  $K_1(y)$  с учетом расходимости в точке  $y=0$  опубликован в [14]. Для сравнения скоростей фото- и ударной ионизации мы вводим величину  $\varphi_k$ , равную логарифму их отношения:

$$\varphi_k = \lg \left( \frac{\Phi_k(T_*)}{q_k(T_*) N_e} \right), \quad (11)$$

где  $q_k$  - коэффициент ионизации электронным ударом, вычисленный по формулам работы [15]. Графики  $\varphi_k$  приведены на рис.3, величина  $N_e$  принята равной  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Хорошо видно, что влияние фотоионизации существенно в случае состояний небольшого возбуждения,  $2 \leq k \leq 7$ , в то время как электронным ударом контролируется ионизация из высоковозбужденных состояний.

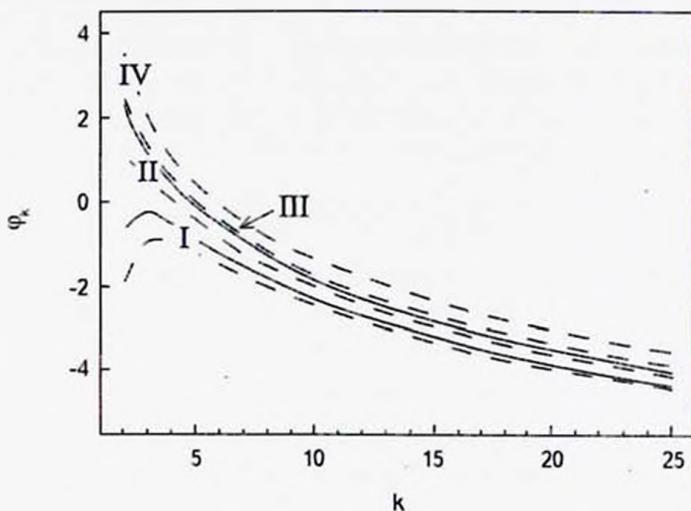


Рис.3. Логарифм отношения скорости фотоионизации и ударной ионизации для возбужденных состояний; обозначения кривых соответствуют рис.1.

Обращающий слой звезд спектральных классов М-С не сильно поглощает излучение в частотах линий бальмеровской серии, поэтому температуру излучения и в этом случае можно принять равной температуре фотосферы. Скорость фотовозбуждения  $\Phi_{lu}$  с нижнего уровня  $l$  на верхний  $u$  в расчете на один атом на нижнем уровне равна

$$\Phi_{lu}(T_*) = W \cdot n_{\omega}(T_*) \cdot B_{lu},$$

где коэффициент Эйнштейна  $B_{lu}$  выражается через вероятность спонтанного перехода  $A_{ul}$  и статистические веса уровней  $g_l, g_u$ :

$$B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} A_{ul}.$$

Аналогично (11) для линий бальмеровской серии составляем логарифм отношения

$$\psi_k = \lg \left( \frac{\Phi_{2k}(T_e)}{q_{2k}(T_e)N_e} \right),$$

в котором  $q_{2k}$  - коэффициент ударного возбуждения, рассчитанный по формуле из работы [15]. Как показывают графики рис.4, фотовозбуждение является существенным фактором для звезд класса G и горячее. Величина  $\psi_k$  как функция главного квантового числа  $k$  асимптотически стремится к некоторому конечному значению. Это объясняется тем, что при высоких значениях температуры коэффициент ударного возбуждения пропорционален силе осциллятора в поглощении.

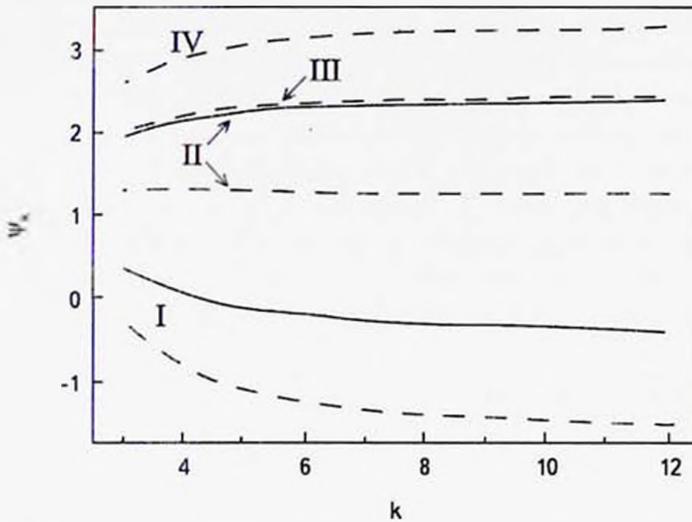


Рис.4. Логарифм отношения скорости фотовозбуждения и ударного возбуждения в линиях бальмеровской серии; обозначения кривых соответствуют рис.1.

6. *Бальмеровский декремент.* Степень влияния фотосферы на вышележащие слои зависит не только от ее температуры  $T_e$ , но и от параметров самих слоев -  $T_e$  и  $N_e$ . При  $N_e < 10^{12} \text{ см}^{-3}$  газ прозрачен в линиях бальмеровской серии, и в первом приближении можно не учитывать ударные переходы между возбужденными состояниями. С увеличением плотности возрастает роль ударных процессов, и при  $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  может возникнуть самопоглощение в линиях бальмеровской серии. Введем обозначения  $N_p$ ,  $N_k$  и  $N_a$ , соответственно, для концентрации протонов, атомов водорода на  $k$ -м уровне и полной концентрации атомов:

$$N_a = \sum_{k=1}^{K_{II}} N_k. \quad (12)$$

Полную концентрацию водорода обозначим  $N_H$ :

$$N_H = N_a + N_p. \quad (13)$$

Считаем выполненным условие электронейтральности. Для чисто водородной среды оно имеет вид:

$$N_e = N_p.$$

6.1. *Газ, прозрачный в линиях бальмеровской серии.* Здесь мы полагаем, что заселение уровней с  $k = 3$  до  $k = K_{II}$  происходит путем рекомбинации и возбуждения электронным ударом из основного состояния, а также радиационными переходами с более высоких уровней. Такая постановка задачи имеет некоторое сходство с расчетами рекомбинационного излучения межзвездного газа, но здесь мы рассматриваем все три канала рекомбинации: спонтанную, вынужденную и безызлучательную.

Результаты расчетов бальмеровского декремента приведены на рис.5 для следующих параметров газа:  $T_e = 10000$  К,  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Сплошная кривая построена без учета вынужденных переходов. Немонотонная зависимость интенсивности спектральных линий от квантового числа верхнего уровня  $k$  объясняется влиянием тройной рекомбинации, причем положение минимума

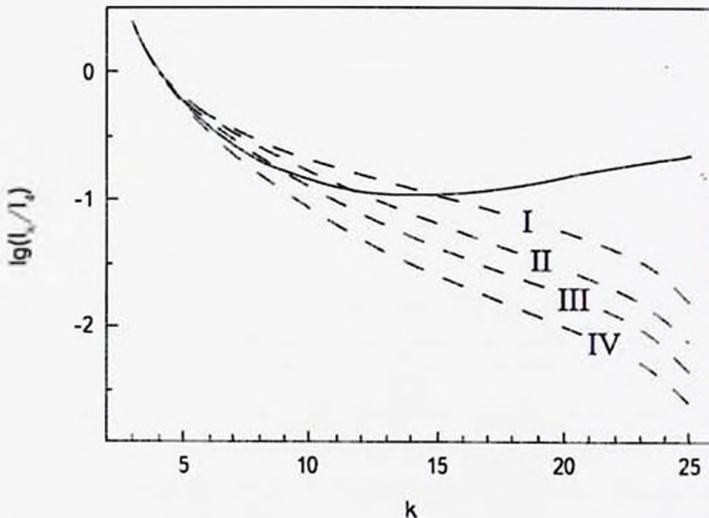


Рис.5. Бальмеровский декремент без самопоглощения в линиях субординатных переходов: штриховые кривые - с учетом вынужденных процессов, сплошная кривая - без учета; обозначения штриховых кривых соответствуют рис.1.

зависит от электронной плотности. Четыре штриховые кривые соответствуют разным значениям температуры излучения. Во всех случаях влияние вынужденного излучения проявляется у достаточно высоких членов серии, начиная с H $\zeta$ .

6.2. Самопоглощение в первых членах бальмеровской серии.

Хромосферный газ в стационарных условиях, как правило, прозрачен в линиях бальмеровской серии. Но нестационарное охлаждение за фронтом ударной волны сопровождается появлением слоя сильно нагретого ( $T_e > 15000$  К) и слабо ионизованного водорода ( $x < 0.5$ ). Он может оказаться непрозрачным в частотах первых четырех линий бальмеровской серии. Мы приняли  $T_e = 10000$  К,  $N_H = 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $T_e = 20000$  К. Толщину слоя  $L$  положили равной 300 км. (Обычно размеры возмущенных областей значительно меньше, но в модельных расчетах эта величина позволяет имитировать нестационарные условия).

Относительные населенности дискретных уровней  $v_k = N_k/N$  определялись одновременно с состоянием ионизации  $x$  путем решения системы уравнений баланса с учетом фотоионизации, спонтанной и вынужденной фоторекомбинации, спонтанных и вынужденных радиационных переходов с учетом рассеяния в спектральных линиях, а также процессов под действием электронного удара: дискретных переходов  $q_k$ , ионизации и тройной рекомбинации  $\gamma_k$

$$\left[ \Phi_k(T_e) + q_k N_e + \sum_{k>l} (A_{kl}^* + \Phi_{kl}^* + q_{kl} N_e) + \sum_{k<l} (\Phi_{kl}^* + q_{kl} N_e) \right] v_k - \sum_{i<k} (A_{ik}^* + \Phi_{ik}^* + q_{ik} N_e) v_i - \sum_{i<k} (\Phi_{ik}^* + q_{ik} N_e) v_i = x N_e (r_k^{(s)} + r_k^{(i)} + \gamma_k N_e).$$

Из формул (12) и (13) следует условие нормировки для  $v_k$  и  $x$ :

$$\sum_{k=1}^{N_H} v_k + x = 1.$$

Знак "\*" означает, что учтено рассеяние в частотах спектральных линий при вычислении скорости  $V_{ik}$  некоторого радиационного перехода между дискретными состояниями:  $V_{ik}^* = V_{ik}/\zeta_{ik}$ . Число рассеяний  $\zeta_{ik}$  мы вычисляем по оптической глубине в центре линии  $\tau_{ik}$ , используя модель Соболева-Бибермана-Холстейна для доплеровского и холцмарковского контуров, расчетные формулы приведены в [9]. Оптическая глубина в центре линии выражается через сечение  $\sigma_{ik}$ , населенность нижнего уровня, полную концентрацию водорода и толщину слоя:

$$\tau_{ik} = \sigma_{ik} v_i N_H L.$$

Выпишем формулу для сечения поглощения в центре линии в приближении доплеровского контура:

$$\sigma_{ik} = 4\pi^{3/2} a_0^2 \sqrt{\frac{M_H}{m_e}} \frac{Ry}{E_{ik}} f_{ik} \sqrt{\frac{Ry}{k_B T_{at}}}$$

Результаты расчетов приведены на рис.6. Сплошной кривой изображен бальмеровский декремент без учета излучения фотосферы. Как видно из рисунка, при  $T_e < 8000$  К излучение практически не влияет на декремент, а при  $T_e > 10000$  К меняет результат примерно на 10-20%. Причиной является доминирование электронного удара над радиационными процессами.

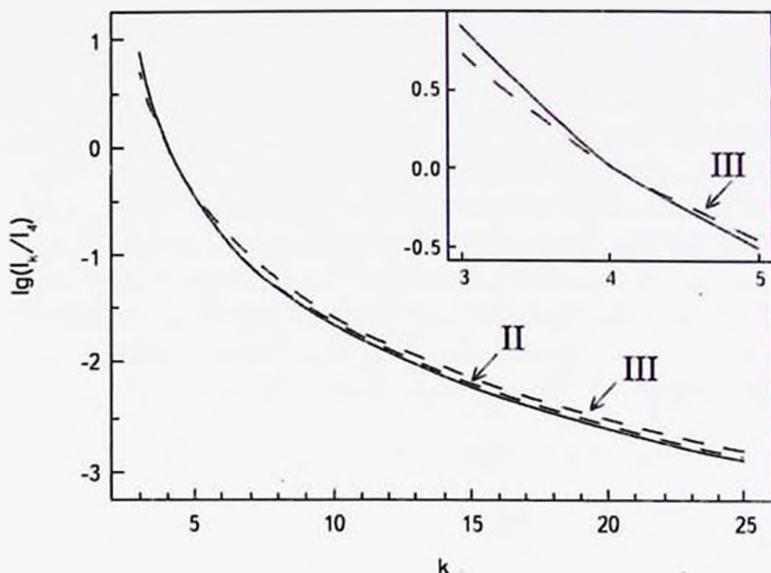


Рис.6. Бальмеровский декремент в случае самопоглощения в линиях субординатных переходов: штриховые кривые - с учетом излучения фотосферы, сплошная кривая - без учета; обозначения штриховых кривых соответствуют рис.1

**7. Заключение.** Излучение фотосферы при  $T_e > 5000$  К может оказывать влияние на состояние вышележащего газа путем вынужденных процессов рекомбинации и тормозного излучения, а также путем фотоионизации и фотовозбуждения в частотах субординатных линий.

1. Относительный вклад вынужденной фоторекомбинации в полную скорость фоторекомбинации растет с номером уровня  $k$ , а при фиксированном значении  $k$  - по мере увеличения температуры излучения. Аналогичная ситуация имеет место и для потерь энергии при рекомбинационном излучении.

2. Полная по спектру скорость энергетических потерь путем вынужденного тормозного излучения сравнима со спонтанным излучением при  $T_e > 5000$  К.

3. Фотоионизация наиболее эффективна в случае состояний среднего возбуждения,  $2 \leq k \leq 7$ .

4. Скорость фотовозбуждения в частотах линий бальмеровской серии при  $T_e > 5000$  К может значительно превышать скорость ударного возбуждения при  $T_e = 10000$  К и  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

5. Излучение фотосферы существенно влияет на бальмеровский декремент натрийоферного газа, прозрачного в линиях бальмеровской серии ( $N_e < 10^{12}$  см<sup>-3</sup>).

6. Бальмеровский декремент плотного газа ( $N_e > 10^{13}$  см<sup>-3</sup>), не прозрачного в первых четырех линиях бальмеровской серии, практически не зависит от температуры излучения.

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

## ПРИЛОЖЕНИЕ

*Алгоритм вычисления интегралов  $J_0$  и  $J_1$*  В обоих случаях алгоритм зависит от величины аргумента  $y$ . В диапазоне

$$y \geq 1$$

выполняем разложение по малому параметру  $e^{-y}$ . Интеграл  $J_0$  представим в виде ряда:

$$J_0(x, y) = \int_y^{\infty} \frac{e^{-xt}}{e^t - 1} dt = \sum_{n=1}^{\infty} \int_y^{\infty} e^{-(x+n)t} dt = e^{-xy} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-ny}}{x+n},$$

сходимость которого обусловлена множителем  $e^{-ny}$ . Последнюю сумму напишем в виде двух слагаемых:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-ny}}{x+n} = \Sigma_m^{(0)} + R_m^{(0)},$$

где  $\Sigma_m^{(0)}$  - конечная сумма:

$$\Sigma_m^{(0)} = \sum_{n=1}^m \frac{e^{-ny}}{x+n},$$

а  $R_m^{(0)}$  - остаток, верхнюю границу которого получаем из неравенства  $n \geq m+1$ :

$$R_m^{(0)} = \sum_{n=m+1}^{\infty} \frac{e^{-ny}}{x+n} < \frac{1}{x+m+1} \sum_{n=m+1}^{\infty} e^{-ny} = \frac{e^{-(m+1)y}}{x+m+1} \frac{1}{1-e^{-y}}.$$

Интеграл  $J_1$  раскладываем в ряд по интегральным показательным функциям:

$$J_1(x, y) = \int_y^{\infty} \frac{e^{-xt}}{e^t - 1} \frac{dt}{t} = \sum_{n=1}^{\infty} \int_y^{\infty} e^{-(x+n)t} \frac{dt}{t} = \sum_{n=1}^{\infty} \text{Ei}_1[(x+n)y].$$

Как и выше, представляем ряд в виде конечной суммы и остатка:

$$J_1(x, y) = \Sigma_m^{(1)} + R_m^{(1)},$$

где

$$\Sigma_m^{(1)} = \sum_{n=1}^m \text{Ei}_1[(x+n)y], \quad R_m^{(1)} = \sum_{n=m+1}^{\infty} \text{Ei}_1[(x-n)y]. \quad (14)$$

Для определения верхней границы остатка воспользуемся неравенством

$$\text{Ei}_1(a) = \int_1^{\infty} e^{-at} \frac{dt}{t} < \int_1^{\infty} e^{-at} \frac{dt}{1} = \frac{e^{-a}}{a}. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получаем:

$$R_m^{(1)} < \sum_{n=m+1}^{\infty} \frac{e^{-(x+n)y}}{(x+n)y} < \frac{e^{-xy}}{(x+m+1)y} \sum_{n=m+1}^{\infty} e^{-ny} = \frac{e^{-(x+m+1)y}}{(x+m+1)y} \frac{1}{1-e^{-y}}.$$

Рассмотрим область малых значений аргумента  $y$ . Хотя оба ряда (14) и (15) сходятся при любых его положительных значениях, при  $y \ll 1$  требуется слишком много слагаемых. Это связано с расходимостью обоих интегралов на нижнем пределе. Разбиваем область интегрирования  $J_1$  на три интервала:

$$J_1 = I_1^{(1)} + I_2^{(1)} + I_3^{(1)} = \int_y^{\varpi} + \int_{\varpi}^1 + \int_1^{\infty},$$

величину  $\varpi$  примем равной 0.2. Если  $y > \varpi$ , то первый интервал отсутствует. Интервал  $y \geq 1$  рассмотрен выше, его вклад равен

$$I_3^{(1)} = J_1(x, 1).$$

Для  $y < \varpi$  пользуемся разложением

$$\frac{t}{e^t - 1} = \sum_{k=0}^{\infty} B_k \frac{t^k}{k!},$$

где  $B_k$  - числа Бернулли; оно позволяет получить аналитическое выражение для интеграла. При выбранном значении  $\varpi$  достаточно сохранить слагаемые до  $B_{10} t^{10}/10!$  включительно; выпишем необходимые числа Бернулли:

$k$	0	1	2	4	6	8	10
$B_k$	1	-1/2	1/6	-1/30	1/42	-1/30	5/66

В интервале  $\varpi < y < 1$  применяем метод Гаусса.

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: bychkov@sai.msu.ru

INFLUENCE OF PHOTOSPHERIC RADIATION ON  
ABOVE LAYERS OF STAR ATMOSPHEREO.M.BELOVA<sup>1</sup>, K.V.BYCHKOV<sup>2</sup>

It is investigated the influence of the photosphere thermal radiation on above located pure hydrogen gas. Rates of induced free-bound, bound-bound, and free-free processes are shown to be comparable to ones of the spontaneous processes, if the radiation temperature exceeds 5000 K. Photoexcitation and photoionization from the excited states also play the important role.

Key words: *induced process: photoionization: stellar atmospheres*

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.C.Brown, *Solar Phys.*, **29**, 421, 1973.
2. Н.Д.Костюк, С.Б.Пикельнер, *Астрон. ж.*, **51**, 1002, 1974.
3. В.П.Гришин, Н.А.Катышева, *Изв. КрАО*, **62**, 59, 1980.
4. В.П.Гришин, Н.А.Катышева, *Изв. КрАО*, **62**, 66, 1980.
5. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.М.Лившиц, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981.
6. J.C.Allred, A.F.Kowalski, M.Carlsson, *Astrophys. J.*, **809**, 104, 2015.
7. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, *Astron. Astrophys.*, **354**, 349, 2000.
8. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, *Astron. Astrophys.*, **420**, 423, 2004.
9. О.М.Белова, К.В.Бычков, Е.С.Морченко и др., *Астрон. ж.*, **91**, 745, 2014, (*Astron. Reports*, **58**, 650, 2014).
10. D.Gillet, A.V.Fokin, *Astron. Astrophys.*, **565**, 423, 2014.
11. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков, *Сечения возбуждения атомов и ионов атомами*, М., Наука, 1973.
12. Ч.Каули, *Теория звездных спектров*, М., Мир, 1974.
13. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **60**, 127, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 111, 2017).
14. К.В.Бычков, Е.С.Морченко, *Вестник МГУ Серия 3, Физика Астрономия*, **89**, 2011.
15. L.C.Johnson, *Astrophys. J.*, **174**, 227, 1972.



## МОШНЫЕ ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ В СЕНТЯБРЕ 2017. СРАВНЕНИЕ С САМЫМИ КРУПНЫМИ ВСПЫШКАМИ 24 ЦИКЛА

Е.А.БРУЕВИЧ, В.В.БРУЕВИЧ

Поступила 13 ноября 2017

Принята к печати 7 марта 2018

Изучается вспышечная активность Солнца в 24 цикле. Используются данные спутниковых наблюдений рентгеновских потоков GOES-15, линий УФ-излучения эксперимента SDO/EVE. Самые мощные вспышки 24 цикла классов X9.3 и X8.2, произошедшие в сентябре 2017г., рассматриваются в сравнении с крупными вспышками классов M5-X6.9. Для 21 крупной вспышки проведено сравнение времени начала вспышечного усиления потоков в линиях 30.4 нм и 9.4 нм, а также в рентгеновском интервале 0.1-0.8 нм. Для 25 вспышек 2011 и 2012гг. вычислены значения полной энергии, пришедшей от вспышек на Землю в линиях 30.4 нм и 9.4 нм, а также в рентгеновском интервале 0.1-0.8 нм -  $E_{10.4}$ ,  $E_{9.4}$  и  $E_{0.1-0.8}$ . Показано, что энергии вспышек, рассчитанные в анализируемых линиях SDO/EVE и рентгеновском интервале GOES-15, тесно взаимосвязаны между собой.

**Ключевые слова:** *Солнце: 24 цикла: вспышечная активность: Вспышки: развитие вспышки в линиях: полная энергия вспышки*

1. *Введение.* Мощнейшие вспышки, наблюдаемые на Солнце, выбрасывают в окружающее пространство огромную энергию - примерно пятую часть энергии, излучаемой Солнцем за одну секунду (для сравнения это равно всей энергии, которую выработает человечество за миллион лет при условии ее производства современными темпами). При этом Солнце в ряду звезд с активностью солнечного типа (например, вспыхивающие звезды типа UV Кита) отличается относительно низкой вспышечной активностью [1,2].

Текущий 24 цикл солнечной активности в настоящее время практически приблизился к самым минимальным значениям по числу солнечных пятен и величинам других глобальных индексов. Число крупных вспышек в 24 цикле согласно рентгеновской классификации, базирующейся на измерениях спутников серии GOES (классы >M1 соответствуют вспышкам с амплитудой более  $1 \cdot 10^{-5}$  Втг/м<sup>2</sup> в диапазоне 0.1-0.8 нм), за весь цикл набралось около 800, тогда как в предыдущие, более сильные циклы 22 и 23, эта величина была в 2 раза больше. Самой крупной вспышкой 24 цикла до сентября 2017г. считалась вспышка рентгеновского класса X6.9, произошедшая 09.08.2011 и обладающая не совсем стандартными характеристиками для такой крупной

вспышки, в частности, по количеству энергии, поступившей на Землю в соответствующем рентгеновском диапазоне 0.1-0.8нм, она не вошла даже в первую десятку. До сентября 2017г. вспышка 09.08.2011 была самой значительной в 24 цикле. Особенности этой вспышки класса X6.9 детально рассматривались, в частности, в [3,4].

2. *Вспышки в сентябре 2017г.* 29 августа из-за восточного лимба в южной полусфере Солнца вышла группа 2673, с площадью 70 МДП (1 МДП -  $10^6$  видимой полусферы Солнца), и числом пятен, равным 1. Через двое суток площадь группы уменьшилась до 60 МДП, число пятен увеличилось до 4, магнитная конфигурация усложнилась. 3 сентября группа достигла центрального меридиана с площадью 130 МДП, число пятен превысило 10. На следующие сутки площадь группы увеличилась до 680 МДП, число пятен выросло до 28, магнитная конфигурация еще больше усложнилась. Серия солнечных вспышек началась в понедельник 4 сентября, в этот день в группе было зарегистрировано 7 крупных вспышек класса M.

6 сентября эта группа с числом пятен, равным 33, и площадью 880 МДП уже находилась в западной полушарии вблизи центрального меридиана. В 12.10 МСК в группе зарегистрирована вспышка X2.2 продолжительностью 20мин, а в 15.02 МСК зарегистрирована еще одна более мощная вспышка X9.3, продолжавшаяся 17мин, (см. рис.1, 2). Обе вспышки сопровождались протонными событиями. За последние двадцать лет были зарегистрированы лишь пять вспышек большей амплитуды, чем вспышка X9.3, а последняя из них класса X17.0 произошла почти ровно 12 лет назад - 7 сентября 2005г.

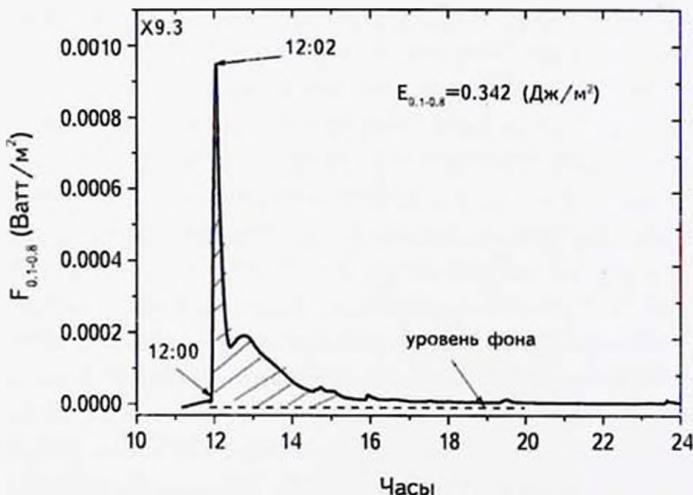


Рис.1. Вспышка 06.09.2017 - максимальная по рентгеновской классификации в 24 цикле - X9.3. По оси X - гринвичское время GMT.

На рис.1 представлен поток излучения в диапазоне 0.1-0.8 нм (линейная шкала). Отмечена полная энергия, поступившая от вспышки на Землю, вычисленная как площадь интеграла под заштрихованной временной кривой потока в диапазоне 0.1-0.8 нм с учетом уровня фона.

06.09.2017 в 12.55 по гринвичскому времени, на фоне продолжающегося вторжения протонов от вспышки M5.5, началось вторжение потоков протонов от вспышки X9.3 в широком диапазоне энергий. Для протонов с энергиями  $\geq 100$  МэВ это было заметное событие, произошедшее впервые с 2014г.

Рис.2 демонстрирует протонное событие, вызванное вспышкой 06.09.2017, согласно данным наблюдений потоков протонов на спутнике GOES-15 в диапазонах  $\geq 10$  МэВ и  $\geq 100$  МэВ. Видно, что после достижения максимума протонов с энергиями  $\geq 100$  МэВ в 12.35 GMT, начался постепенный спад потока протонов. Для протонов с энергиями  $\geq 10$  МэВ усиление потока протонов от данной вспышки практически незаметно наложилось на увеличенный поток протонов от вспышек 4 сентября, после чего началось дальнейшее увеличение потока протонов с энергиями  $\geq 10$  МэВ.

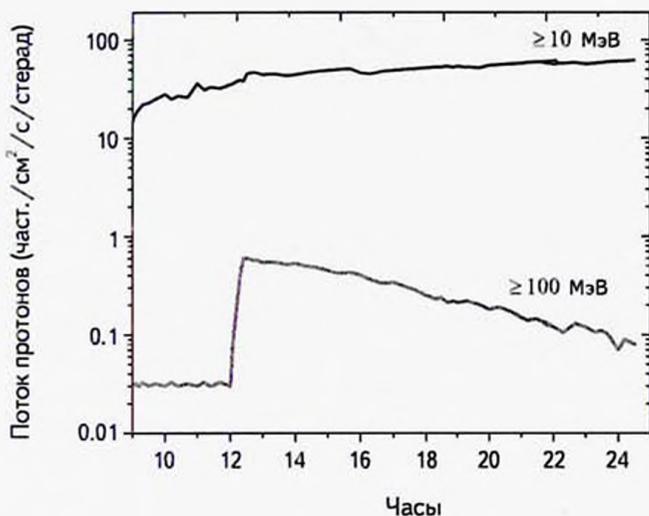


Рис.2. Вспышка 06.09.2017. Сверху - поток протонов с энергиями  $\geq 10$  МэВ, снизу - поток протонов с энергиями  $\geq 100$  МэВ.

10.09.2017 около 16 ч по гринвичскому времени произошла еще одна мощнейшая вспышка класса X8.2 (см., рис.3, 4). Она явилась продолжением мощнейшей вспышки 6 сентября X9.3, и стала второй по силе с 2005г., уступая лишь своей прямой предшественнице, случившейся четырьмя днями ранее. Эта вспышка, связанная с той же активной областью 7623, произошла

практически на лимбе, на следующий день активная область 7623 зашла за край Солнца, но источник жестких протонов, связанный с этой вспышкой и расположенный над активной областью в короне, светился над лимбом еще более суток. На рис.3 представлен поток излучения в диапазоне 0.1-0.8 нм (линейная шкала). Отмечена полная энергия  $E_{0.1-0.8}$ , поступившая от вспышки на Землю, вычисленная как площадь интеграла под заштрихованной временной кривой потока в диапазоне 0.1-0.8 нм.

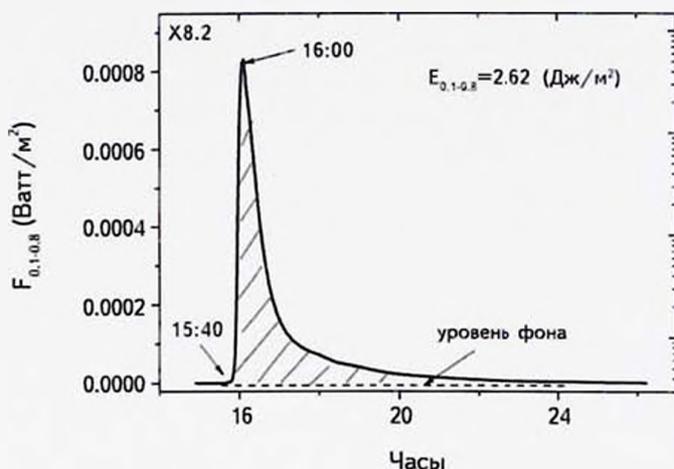


Рис.3. Вспышка 10.09.2017 - одна из двух максимальных по рентгеновской классификации в 24 цикле. По оси X - гринвичское время GMT.

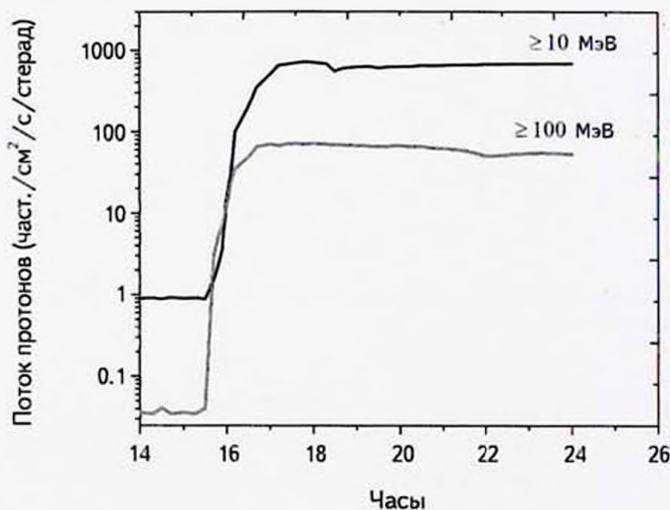


Рис.4. Вспышка 10.09.2017. Сверху - поток протонов с энергиями  $\geq 10$  МэВ, снизу - поток протонов с энергиями  $\geq 100$  МэВ.

10.09.2017 примерно в 16.30 по гринвичскому времени - GMT, началось вторжение потоков протонов от вспышки X8.2 в широком диапазоне энергий, значительно превосходящее событие, последовавшее за вспышкой X9.3 от 06.09.2017.

Усиление потоков протонов во вспышке 10 сентября достигло рекордных показателей в этом цикле как для протонов с энергиями  $\geq 10$  МэВ, так и для более жестких протонов  $\geq 100$  МэВ. Потоки протонов во вспышке 10 сентября превышали потоки протонов во вспышке 6 сентября более чем на порядок (см., рис.4), что явилось рекордом по величине во всем 24 цикле. Воздействие этих протонов на атмосферу Земли было грандиозным: магнитные бури, последовавшие за этой вспышкой, также были рекордными по величине и длительности.  $K_p$  - индекс, характеризующий степень возмущения магнитосферы Земли, достигал значений в 6 единиц в течение трех суток согласно данным NOAA/SWPC (см. архив сайта [http://www.n3kl.org/sun/noaa\\_archive](http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive)).

Вероятно, что воздействие этой протонной вспышки на земную атмосферу было бы значительнее, если бы источник протонов не переместился вместе со вспышечной областью за лимб Солнца.

Подчеркнем, что в 24 цикле такие мощные вспышки произошли на фоне солнечного минимума. Активная область 7623 просуществовала в течение еще двух оборотов Солнца, но заметной вспышечной активности у этой области больше не наблюдалось.

3. *Крупные вспышки в 24 цикле. Время начала и максимума вспышки в линиях 30.4 нм, 9.4 нм и интервале 0.1-0.8 нм.* В 24 цикле в сравнении с циклами 21-23 отмечается слабая вспышечная активность - всего 133 вспышки X-класса  $>M5.0$ , из них 49 вспышек X-класса  $>X1$ . Наибольшее количество всех вспышек наблюдалось вблизи первого и второго максимумов цикла (при этом из 10 самых крупных вспышек только две произошли на ветви спада - это самые крупные вспышки 24 цикла, произошедшие 06.09.17 и 10.09.17) (см., [5,6]). Если сравнить с циклами 21-23, то наиболее крупные рентгеновские вспышки X-класса  $>X15$  наблюдались на ветвях спада циклов 21 и 23, а также в максимуме 22 цикла [7-9]. Наблюдения вспышек на спутниках с высоким временным разрешением позволяют исследовать проблему задержки времени начала вспышек в линиях, относящихся как к нижней части солнечной атмосферы (хромосфера и переходная область), так и к верхней части (корона). Наблюдения SDO/EVE в линиях, относящихся к крайнему ультрафиолету, доступны с усреднением в 1 мин. Наблюдения GOES-15 в интервалах 0.1-0.8 нм и 0.05-0.4 нм доступны с временным разрешением в 2.5с. Таким образом, для каждой исследуемой вспышки мы можем получить данные о времени начала и максимума этой

вспышки в выбранных линиях.

На рис.5 представлены потоки в рентгеновском диапазоне GOES-15 - 0.1-0.8 нм и в 5 линиях SDO/EVE для крупной вспышки класса M8.8, длящейся более 4ч. Это одна из самых крупных вспышек по величине полной энергии ( $E_{0.1-0.8} = 0.389 \text{ Дж/м}^2$ ) в 24 цикле. На рисунке видны характерные моменты перегиба кривой, соответствующие началу вспышки и ее максимуму (в линиях 30.4 нм и 13.3 нм видны по 2 максимума). Время начала и максимума вспышки, указанное на рис.5, уточнялось непосредственно по временным массивам данных наблюдений, используемым для построения графиков. Видно, что характерный временной профиль вспышки в интервале наблюдений GOES-15 0.1-0.8нм более всего соответствует временному профилю

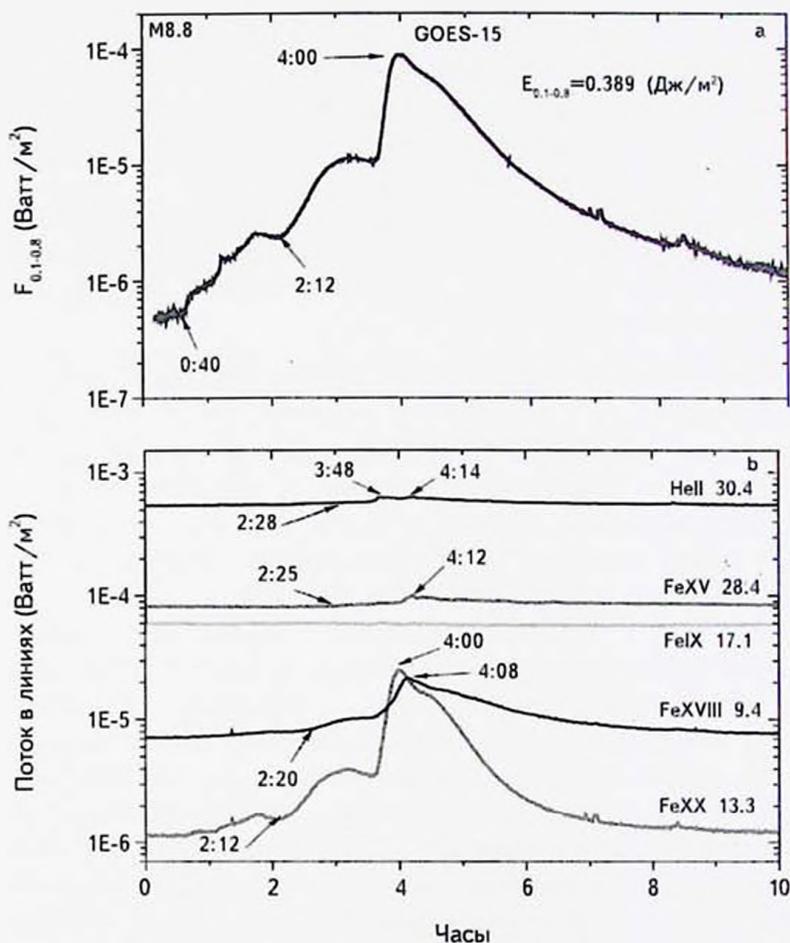


Рис 5. Вспышка M8.8 от 23.01.12. а - поток в интервале GOES-15 0.1-0.8 нм, б - потоки в УФ-линиях SDO/EVE.

в корональной линии FeXX 13.3 нм и чуть хуже соответствует временному профилю корональной линии FeVIII 9.4 нм. Максимальные концентрации ионов FeVIII и FeXX наблюдаются в верхней короне при  $T \sim 10^7$  К, излучение в интервале 0.1-0.8 нм формируется примерно в этой же части короны [10,11].

Как видно из рис.5 для данной вспышки 23.01.2012 раньше происходит усиление в корональных линиях и интервале 0.1-0.8 нм (2:12-2:20), а затем в линиях хромосферы и переходной области (2:25-2:28).

4. *Связь полной энергии, излученной вспышками в диапазоне 0.1-0.8 нм, с областью первичного энерговыделения.* Для дальнейшего анализа определения области первоначального энерговыделения для 21 вспышки мы выбрали линии 30.4 нм и 9.4 нм. С одной стороны, эти линии формируются на разной высоте в атмосфере Солнца (30.4 нм - линия переходной области, 9.4 нм - корональная линия). С другой стороны, эти линии обладают дополнительными полезными свойствами: линия 30.4 нм - одна из самых сильных в УФ-диапазоне и играет заметную роль в формировании ионосферы Земли, линия 9.4 нм - очень чувствительна к вспышечной активности Солнца и при этом на порядок интенсивнее подобной линии 13.3 нм. К сожалению, ряды наблюдений в линиях 30.4 нм и 9.4 нм прервались в мае 2014 г. в связи с выходом из строя части измерительных приборов на спутнике SDO.

Мы собрали данные о 21 вспышке класса  $>M5$  (наблюдения 2011-2012 гг.) и проанализировали их в линиях 30.4 нм и 9.4 нм и интервале 0.1-0.8 нм.

14 из этих 21 крупных вспышек (помечены символом К в первой колонке табл.1) оказались подобными вспышке 23.01.2012, в которой усиление потоков началось с корональной линии 9.4 нм и интервала 0.1-0.8 нм. В качестве примера такой вспышки рассмотрим вспышку X1.9 в соответствующих УФ-линиях и рентгеновском интервале, произошедшую 03.11.2011 (см., рис.6).

На рис.6 представлена вспышка 03.11.2011 класса X1.9, довольно длительная по времени (около полутора часов) и характеризующаяся значительной полной энергией, пришедшей от нее на Землю в диапазоне 0.1-0.8 нм -  $E_{0.1-0.8} = 0.167$  Дж/м<sup>2</sup>. В верхней части рис.6 приводится та же вспышка в линиях 30.4 нм и 9.4 нм. Сравнение временных потоков от вспышки 03.11.11 в интервале 0.1-0.8 нм и в линиях 30.4 нм и 9.4 нм показало, что начальное усиление вспышки происходит в короне, а через 3-4 мин в переходной области. При этом максимум вспышки совпадает по времени в обеих линиях и диапазоне 0.1-0.8 нм.

Анализ 6 крупных вспышек из исследуемых двадцати одной (помеченные символами К, ПО в табл.1) показал, что для этих вспышек усиление потоков происходит примерно в одно время (с точностью до 1 мин) в исследуемых линиях и рентгеновском интервале. В качестве примера такой вспышки

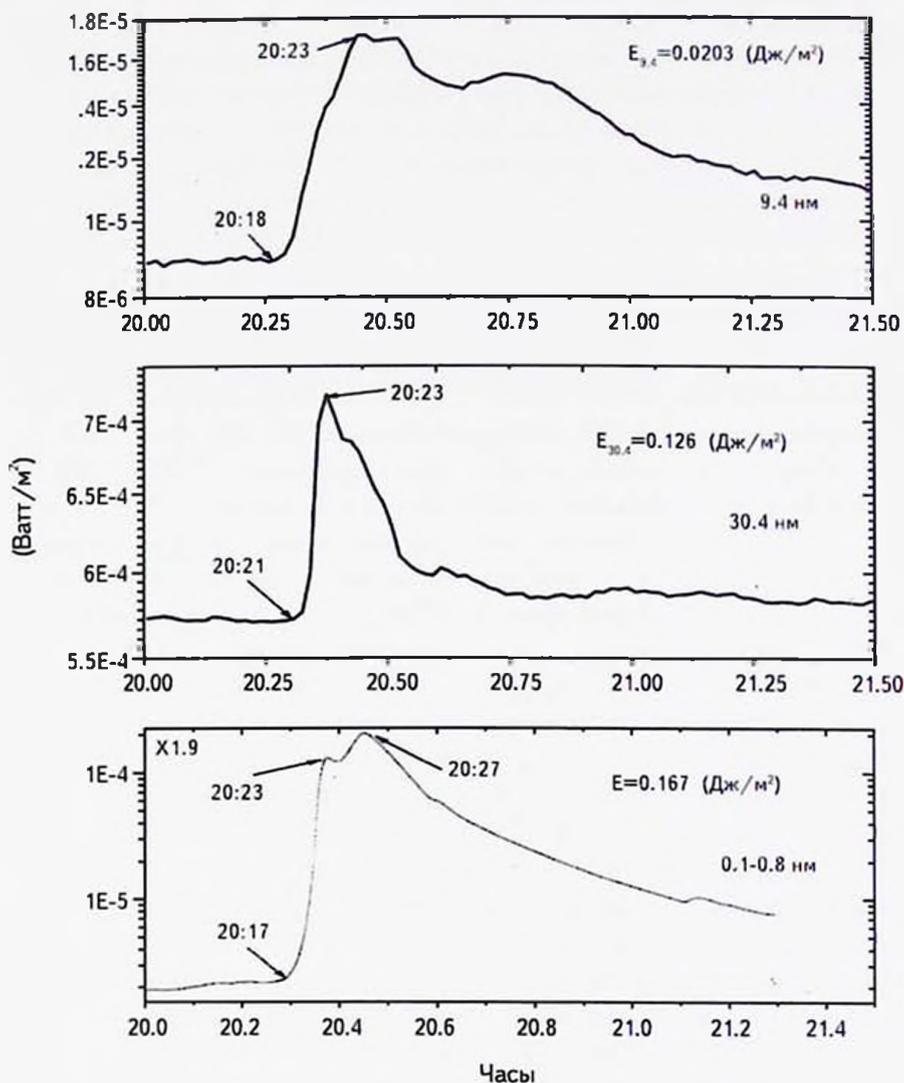


Рис.6. Вспышка X1.9 от 03.11.11.

рассмотрим вспышку 09.03.2011 (см., рис.7). Видно, что эта вспышка не очень длительная (менее часа), и соответственно, не очень крупная по энергетике.

Сравнение временных потоков от вспышки 09.03.11 в интервале 0.1-0.8 нм и в линиях 30.4 нм и 9.4 нм показало, что начальное усиление вспышки происходит практически одновременно и в короне, и в переходной области. Максимум вспышки немного запаздывает в линии 9.4 нм.

У одной из самых небольших вспышек M3.5, произошедшей 24.02.2011 и

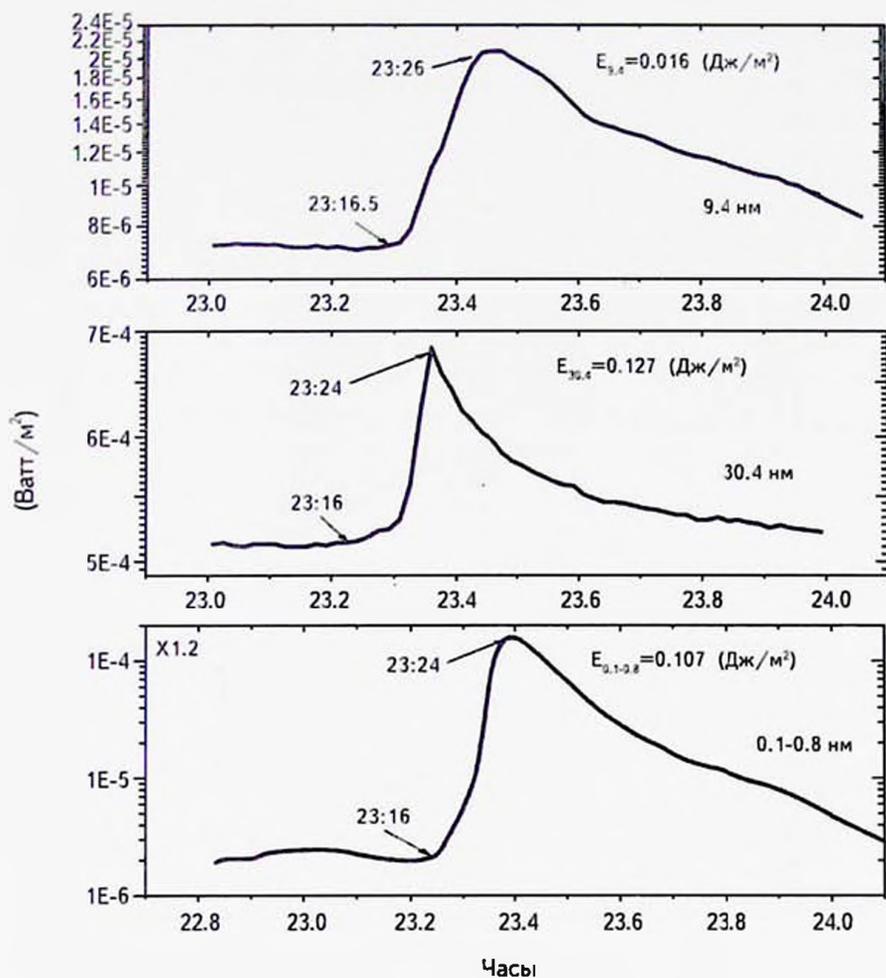


Рис.7. Вспышка X1.2 от 09.03.11.

длящейся около часа (помечена символом ПО в табл.1), четко видно, что усиление начинается с нижней части атмосферы в линии переходной области 30.4 нм, и позже, через 2-3 мин - в корональной линии 9.4 нм и интервале 0.1-0.8 нм (см., рис.8).

Таким образом, прослеживается связь между энергией вспышки и областью ее первичного энерговыделения. Очевидно, что требуется увеличение массива исследуемых вспышек путем добавления более слабых вспышек, начиная с вспышек класса  $\geq M1$ , для подтверждения предположения, что у вспышек с малой энергией область первичного энерговыделения находится не в короне, а в хромосфере и переходной области.

Параметры 21 вспышки, которые мы рассматриваем в настоящей работе,

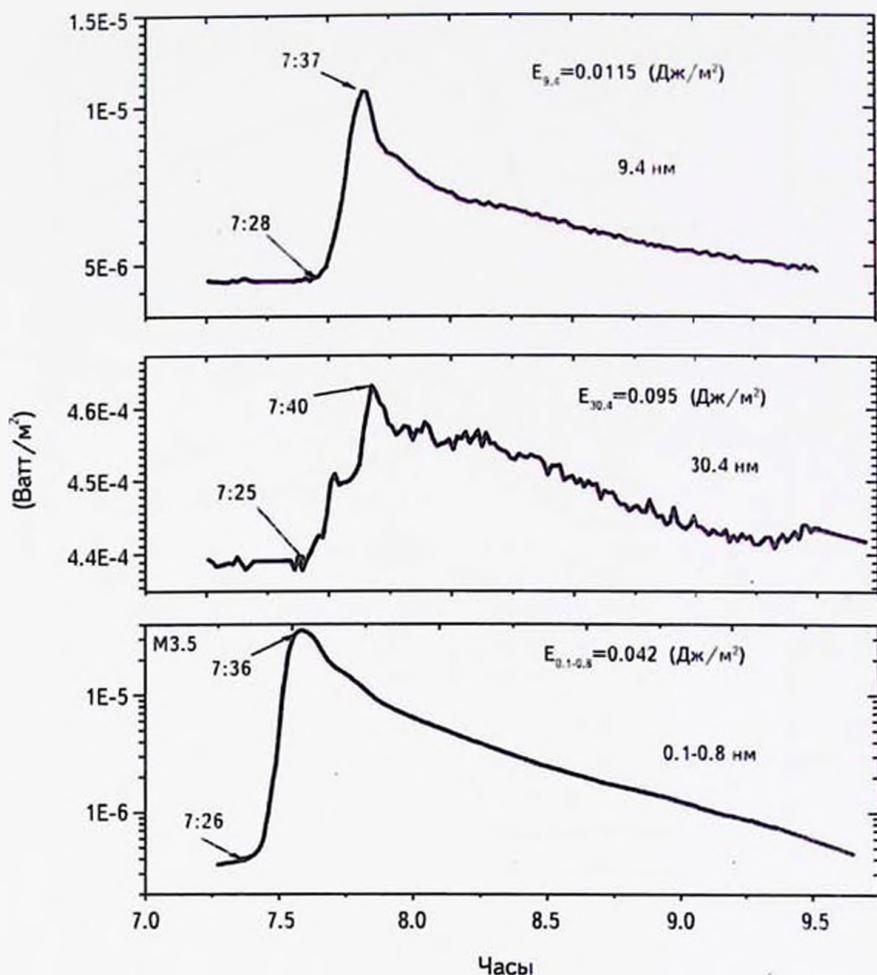


Рис.8. Вспышка М3.5 от 24.02.11.

представлены в табл.1. Для каждой вспышки приводятся данные об уровне фонового потока, величине и времени начала и максимума вспышек в диапазоне 0.1–0.8 нм.

Вспышки из нашей выборки относятся к относительно крупным вспышкам 2011–2012 гг. Подчеркнем, что в табл.1 они расположены по мере убывания полной энергии, излученной в диапазоне 0.1–0.8 нм. Энергия  $E_{0.1-0.8}$  рассчитана для каждой вспышки в диапазоне 0.1–0.8 нм как площадь под временной кривой потока от вспышки за вычетом фонового потока. Для вспышек 06.09.2017 и 10.09.2017 эти площади под заштрихованными кривыми, соответствующие полной энергии  $E_{0.1-0.8}$ , показаны на рис.1, 3 (к сожалению,

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ 21 КРУПНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК 2011-2012ГГ.  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ GOES-15 В ДИАПАЗОНЕ 0.1-0.8 нм

Дата вспышки/ Обл. первичного энерговыделения	Уровень фона ( $W/m^2$ )/время	Начало вспышки ( $W/m^2$ )/время	Максимум вспышки ( $W/m^2$ )/время	$E_{0.1-0.8}$ (Дж/ $m^2$ )
22.09.11/К	1.05E-6/09:00	7.4E-6/10:35	1.5E-4/11:00	0.756
15.02.11/К	1.12E-6/01:44	1.25E-6/01:47	2.3E-4/01:56	0.2628
09.08.2011/К	8E-7/07:45	1E-6/08:00	7.4E-4/08:05	0.2574
08.03.2011/К, ПО	1.4E-6/18:05	2.0E-6/18:10	4.45E-5/18:27	0.0806
07.03.2011/К	2.2E-6/19:20	3.73E-6/20:12	5.0E-5/20:42	0.179
03.11.2011/К	2.06E-6/20:06	2.35E-6/20:17	2.04E-4/20:27	0.168
03.08.2011/К	1.3E-6/17:45	2E-6/18:10	4.44E-5/18:28	0.148
24.09.2011/К	1.8E-6/09:31	4.00E-6/9:34	1.91E-4/09:40	0.143
06.09.2011/К	1.8E-6/22:03	2.02E-6/22:13	2.16E-4/22:20	0.118
04.08.2011/К	6E-7/03:43	2E-6/03:44	9.5E-5/03:57	0.112
07.09.2011/К, ПО	6.0E-7/22:13	3.0E-6/22:35	1.8E-4/22:38	0.1008
08.03.11-1/К	1.87E-6/10:33	3E-6/10:30	5.42E-5/10:44	0.0803
09.03.11/К, ПО	2.4E-6/23:00	3.0E-6/23:16	1.58E-4/23:23	0.107
13.02.2011/К	6.5E-7/17:26	2.0E-6/17:32	6.9E-5/17:38	0.072
25.09.2011/К	3E-6/14:55	6E-6/15:22	3.7E-5/15:43	0.064
08.09.2011/К	5E-7/15:31	1E-6/15:36	6.76E-5/15:46	0.059
18.02.2011/К	1.2E-6/09:44	3.0E-6/10:11	7.38E-5/10:12	0.053
26.12.2011/ПО	1.13E-6/20:00	1.6E-6/20:15	2.4E-5/20:30	0.0422
24.02.2011/К, ПО	4.0E-7/07:22	1.0E-6/07:26	3.55E-5/07:35	0.0421
14.03.2011/К, ПО	5.0E-7/19:32	3.0E-6/19:46	4.43E-5/19:52	0.022
31.12.2011/К, ПО	6.8E-7/13:09	1.7E-6/13:12	2.49E-5/13:15	0.0126

в 2017г. данных УФ-наблюдений SDO/EVE нет).

В табл.1 мы разделили вспышки по области первичного энерговыделения.

Символ К в первом столбце табл.1 соответствует вспышкам, где усиление вспышечных потоков началось с короны. Символы К, ПО вместе соответствуют вспышкам, где усиление вспышечных потоков происходит примерно одновременно как в короне, так и в переходной области.

Одна вспышка 24.02.2011 класса M3.5 с символом ПО соответствует более раннему усилению потока в линии переходной области 30.4нм, а затем в корональной линии 9.4нм и интервале 0.1-0.8 нм.

Видно, величина энергии  $E_{0.1-0.8}$  (пятая колонка табл.1), пришедшая от вспышки, связана с начальной фазой развития вспышечного процесса - в какой по высоте части атмосферы начинается усиление в линиях. Из табл.1 следует, что для более энергичных вспышек усиление начинается с короны. Для менее энергичных вспышка начинается либо в короне, либо одновременно

в короне и переходной области. Для одной из самых слабых вспышек в данной выборке, занимающей 19 место из 21, усиление вспышечного потока начинается в нижней части атмосферы. Подобная зависимость от класса вспышки (его амплитуды в максимуме - четвертая колонка табл.1) не столь очевидна, так как мощные вспышки рентгеновского класса X могут быть кратковременными, при этом более длительные вспышки класса M могут характеризоваться большими значениями  $E_{0.1-0.8}$ .

5. *Взаимосвязь энергий, излученных вспышкой, в линиях 30.4 нм и 9.4 нм и диапазоне 0.1-0.8 нм.* В табл.2 приводятся величины полной энергии, пришедшей на Землю от 25 крупных вспышек в линиях 30.4 нм, 9.4 нм, а также диапазоне 0.1-0.8 нм. Величины энергии  $E_{0.1-0.8}$ ,  $E_{30.4}$  и  $E_{9.4}$  рассчитаны для каждой вспышки как площадь под временной кривой потока излучения от вспышки за вычетом фонового потока. В первой колонке рядом с датой вспышки помечены вспышки, сопровождающиеся выбросом протонов (пр).

Таблица 2

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИЙ 25 КРУПНЫХ ВСПЫШЕК  
2011-2012гг. ПО ДАННЫМ GOES-15 И SDO/EVE

Дата вспышки	$E_{0.1-0.8}$ (Дж/м <sup>2</sup> )	$E_{30.4}$ (Дж/м <sup>2</sup> )	$E_{9.4}$ (Дж/м <sup>2</sup> )
12.07.2012 пр	0.792	0.956	0.118
22.09.2011 пр	0.756	0.66	0.097
23.01.2012 пр	0.389	0.91	0.1123
15.02.2011 пр	0.263	0.27	0.028
09.08.2011 пр	0.257	0.099	0.0187
07.03.2011 пр	0.179	0.274	0.024
03.11.2011 пр	0.168	0.126	0.0203
03.08.2011 пр	0.148	0.183	0.0205
24.09.2011 пр	0.143	0.11	0.021
31.12.2011 пр	0.126	0.035	0.0031
23.10.2012 пр	0.1188	0.084	0.0195
06.09.2011 пр	0.118	0.124	0.0116
04.08.2011 пр	0.112	0.237	0.256
09.03.2011 пр	0.107	0.127	0.016
07.09.2011 пр	0.101	0.197	0.0154
08.03.2011-2	0.081	0.012	0.0179
08.03.2011-1	0.080	0.081	0.0124
13.02.2011	0.072	0.101	0.082
25.09.2011	0.064	0.0761	0.0078
08.09.2011 пр	0.059	0.153	0.009
18.02.2011	0.053	0.103	0.006
26.12.2011	0.042	0.065	0.0054
24.02.2011	0.042	0.095	0.0115
14.03.2011	0.022	0.057	0.0045
20.10.2012	0.064	0.594	0.0098

Табл.2 демонстрирует, что величина энергии вспышки связана с тем, будет ли вспышка сопровождаться протонным событием. Величина  $E_{0.1-0.8}$ , равная примерно  $0.1 \text{ Дж/м}^2$ , является примерным значением, ниже которого вспышки, вероятно, не связаны с последующим выбросом протонов.

На рис.9 показана зависимость между энергиями  $E_{0.1-0.8}$ ,  $E_{30.4}$  и  $E_{9.4}$ . Мы видим достаточно тесную связь между вычисленными величинами энергий. Очевидно, что добавление новых вспышек, характеризующихся большими значениями энергий (вспышек, произошедших до середины 2014г., когда одновременно с наблюдениями GOES-15 проводились полноценные наблюдения в УФ-линиях SDO/EVE), позволит уточнить зависимости, представ-

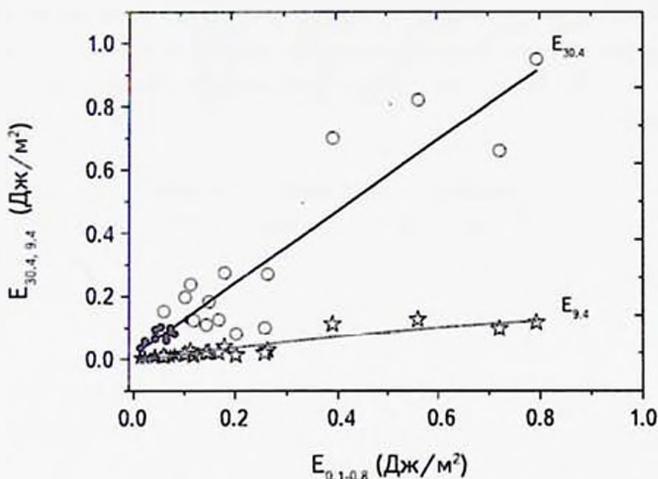


Рис.9. Взаимосвязь между полной энергией, излученной вспышкой в УФ-линиях 30.4, 9.4 нм и X-диапазоне 0.1-0.8 нм. Кружки относятся к линии 30.4 нм, звездочки к линии 9.4 нм. Крупные полые кружки и звездочки обозначают, что вспышки сопровождались выбросом протонов.

ленные на рис.9. Поскольку данные наблюдений GOES 0.1-0.8 нм доступны практически в режиме реального времени, а наблюдения SDO/EVE в УФ-линиях прервались в середине 2014г., связь между энергиями становится актуальной для оценки энергий, излученных в линиях, по величине  $E_{0.1-0.8}$ .

## 6. Выводы.

1. 24 цикл характеризуется низкой вспышечной активностью. Число крупных вспышек было примерно в 2 раза меньше, чем в циклах 22 и 23. Самые сильные вспышки в сентябре 2017г. характеризовались классами X9.4 и X8.3, тогда как в 23 цикле были вспышки классов X13-X17.

2. Наиболее важной характеристикой вспышек является полная энергия,

послужившая от вспышки на  $m^2$  земной поверхности: энергия вспышки является входным параметром для анализа воздействия вспышки на верхнюю атмосферу Земли.

Энергии вспышек в линиях переходной области 30.4 нм и короны 9.4 нм тесно взаимосвязаны между собой и с потоком в рентгеновском диапазоне 0.1-0.8 нм, тогда как амплитуды вспышек в этих линиях и рентгеновском интервале не показывают четкой взаимосвязи. Величина энергии вспышки определяет, является ли вспышка протонной: начиная с  $E_{0.1-0.8} \geq 0.1$  Дж/м<sup>2</sup>, вспышки сопровождаются выбросом протонов.

3. Энергия вспышки связана с областью первичного усиления потока вспышечного излучения (по анализу линий переходной области 30.4 нм и короны 9.4 нм, а также в рентгеновском диапазоне 0.1-0.8 нм) - чем больше энергия вспышки, тем более вероятно, что область первичного усиления находится в короне.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия, e-mail: red-field@yandex.ru brouev@sai.msu.ru

## THE MOST POWERFUL SOLAR FLARES IN SEPTEMBER 2017. THE COMPARISON WITH THE LARGEST FLARES OF CYCLE 24

E.A.BRUEVICH, V.V.BRUEVICH

The Sun's flare activity in the 24 cycle is studied. The satellite observations of GOES-15 X-ray fluxes and of SDO/EVE UV-radiation were used. The most powerful flares of cycle 24 of X9.3 and X8.2 classes, which occurred in September, 2017, are discussed in comparison with the large flares of 24-th cycle of classes M5-X6.9. For 21 large flares we have made the comparison of starting time of flares in the EUV-lines 30.4 nm and 9.4 nm and in the X-ray interval 0.1-0.8 nm. For 25 flares in 2011 and 2012 the have calculated the values of the total energy that came from the flares to the Earth in the lines 30.4 nm and 9.4 nm, and in the X-ray interval 0.1-0.8 nm -  $E_{30.4}$ ,  $E_{9.4}$  and  $E_{0.1-0.8}$ . It is shown that calculated energy of the flares in the lines SDO/EVE and X-interval GOES-15 are closely interrelated.

Key words: *Sun: cycle 24: flare activity: flares: flare evolution in different lines: full flare energy*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *P.L. Гершберг*, Активность солнечного типа звезд главной последовательности. Одесса, Астропринт, 2002.
2. *E. Shimanovskaya, V.V. Bruevich, E.A. Bruevich*, Research in Astronomy and Astrophysics, **16**, №9, 148, 2016.
3. *И.И. Шарикин, А.Б. Струминский, И.В. Зимовец*, Письма в Астрон. ж., **41**, 15, 2015.
4. *А.И. Бабин, Э.А. Барановский, А.И. Коваль*, Изв. КрАО, **112**, 15, 2016.
5. *Е.А. Бруевич, Г.В. Якунина*, Астрофизика, **60**, 419, 2017, (Astrophysics, **60**, 396, 2017).
6. МЦД "Preliminary Current Catalog of Solar Flare Events with X-ray Classes M1-X17.5 24 cycle of Solar Activity (I.2009–II.2017)", [http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar\\_Flare\\_Events/FI\\_XXIV.pdf](http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/FI_XXIV.pdf).
7. National Geophysical Data Center, Solar Data Service, <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/sgd.html>.
8. GOES-15, [http://www.n3kl.org/sun/noaa\\_archive/](http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/).
9. SIDO DATA, <http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/dataaccess.php>.
10. *J.R. Lemen et al.*, Solar Phys., **275**, 17, 2012.
11. *Г.С. Иванов-Холодный, Г.М. Никольский*, Солнце и ионосфера, М., Наука, 1969.



## МАГНИТНЫЕ ТРАНЗИЕНТЫ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК 9 МАЯ 2012г. В NOAA 11476 И 4 ИЮЛЯ 2012г. В NOAA 11515

О.С.ГОПАСЮК

Поступила 7 декабря 2017

Принята к печати 7 марта 2018

Проведены исследования изменений продольного магнитного поля в NOAA 11476 и NOAA 11515 во время вспышек M-класса. Наблюдения магнитного поля были получены Solar Dynamics Observatory с инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (SDO/HMI) с временным и пространственным разрешением 45 с и 0".5 пиксел<sup>2</sup>, соответственно. Во время максимальной фазы вспышек M5.7/2B 9 мая 2012г. в NOAA 11476 и M5.3/2B 4 июля 2012г. в NOAA 11515 в магнитном поле активных областей произошли резкие изменения. В сильных магнитных полях отрицательной полярности возникли транзиентные структуры с обратным знаком. Транзиенты располагались в тени пятен и существовали в течение нескольких минут. Мы детально исследуем эти особенности магнитного поля.

**Ключевые слова:** *Солнце: активность: вспышки: магнитные поля*

1. *Введение.* Во время вспышек X- и M-класса происходит существенное изменение фотосферного магнитного поля (см., например, [1-11]). Наблюдения показывают два вида изменений. Первый вид, это необратимые изменения измеренного магнитного поля от состояния перед вспышкой до состояния после вспышки [4,6,12-14]. Такие изменения обычно наблюдаются в виде появления или исчезновения магнитного потока и рассматриваются как реальные изменения магнитного поля. Анализ таких изменений продольного магнитного поля, проведенный для некоторых вспышек X- и M-класса показал, что в этом случае средняя продолжительность изменений составляет около 15 мин, средняя величина изменения магнитного поля - 69 Гс [7,8]. Второй вид, изменения, происходящие только во время вспышки, так называемые "транзиенты" или "магнитные аномалии". При этом измеренные магнитные поля возобновляют свое предвспышечное состояние после события [1,5,10,15]. Общеизвестно, что измерения магнитных полей во время вспышек значительно искажены. Искажения могут быть вызваны либо необычными условиями вспышечной атмосферы, такими как движение или нагрев, которые сильно изменяют профиль линии, либо инструментальными проблемами - насыщение (нелинейность в реакции инструмента на сильные магнитные поля), рассеянный свет (который может доминировать в темных областях

солнечного пятна). Оба эффекта приведут к тому, что измеренное магнитное поле будет намного слабее, чем фактическая напряженность поля. В некоторых крайних случаях магнитная аномалия принимает форму обращения знака, т.е. измеренные магнитные поля временно меняют свои полярности на противоположные.

В этой статье мы исследуем пространственные и временные взаимосвязи между аномальными изменениями продольного магнитного поля во время двух вспышек М-класса, полученными с SDO/HMI, с различными аспектами вспышки.

*2. Данные наблюдений.* Нами были использованы данные космических инструментов HMI [16], установленного на борту SDO, и GOES [17], а также данные наземных обсерваторий Kanzelhoehe Solar Observatory<sup>1</sup> (KSO) и входящих в Global Oscillation Network Group<sup>2</sup> (GONG), Udaipur Solar Observatory (USO) и Mauna Loa Solar Observatory (MLSO).

SDO/HMI получает изображения в континууме, магнитограммы продольного поля и доплерограммы полного диска Солнца в фотосферной линии поглощения FeI 6173.3 Å с пространственным и временным разрешением 0".5 пиксел<sup>-1</sup> и 45 с, соответственно. Магнитограммы, доплерограммы и изображения в континууме активных областей получены на SDO/HMI во время вспышек M5.7/2B в NOAA 11476 10 мая 2012г. и M5.3/2B в NOAA 11515 4 июля 2012г. Эти наблюдения предоставляют информацию о временной и пространственной эволюции фотосферных магнитных полей, движений плазмы и интенсивностей в активных областях.

Для определения местоположения вспышки были использованы наземные хромосферные H $\alpha$  наблюдения, полученные солнечными обсерваториями KSO, USO и MLSO. Пространственное разрешение этих данных ~1" пиксель<sup>-1</sup>. Для вспышки M5.7/2B 10 мая 2012г. были использованы данные USO и MLSO, для вспышки M5.3/2B 4 июля 2012г. - данные KSO. H $\alpha$  изображения активных областей были совмещены с HMI магнитограммами, доплерограммами и изображениями активных областей в континууме.

*3. Анализ данных наблюдений.* За время прохождения по диску Солнца активные области (АО) NOAA 11476 и NOAA 11515 показали высокую вспышечную активность. 10 мая 2012г. в активной области NOAA 11476 произошло 17 вспышек C- и M-класса. АО находилась в южном полушарии, на момент вспышки M5.7/2B ее координаты были N13E22. В активной области NOAA 11515 4 июля 2012г. произошло 15 вспышек C- и M-класса.

---

<sup>1</sup> <http://www.kso.ac.at>

<sup>2</sup> <https://gong2.nso.edu>

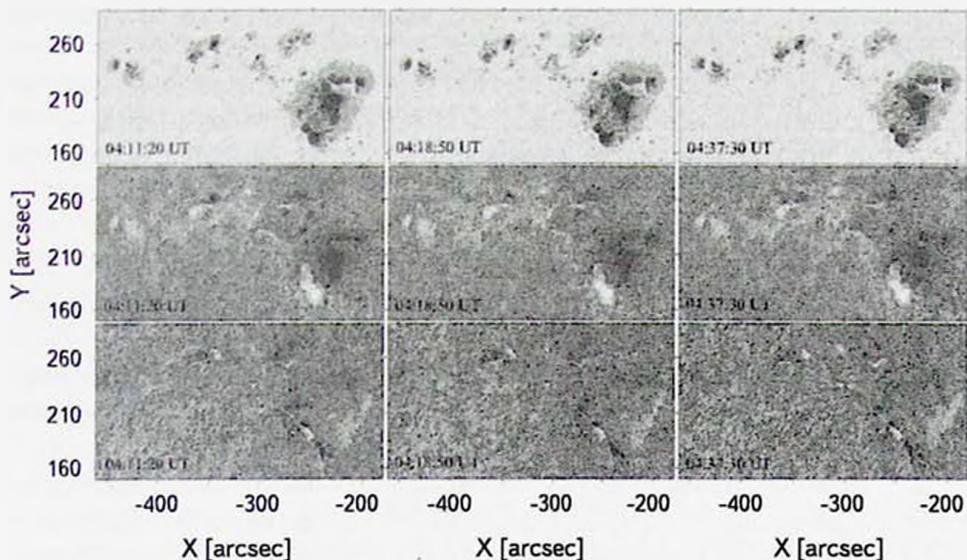


Рис. 1. Изображения в континууме (верхняя панель), магнитограммы (центральная панель) и доплерограммы (нижняя панель) активной области NOAA 11476, полученные на SDO/HMI 10 мая 2012г. в начале импульсной фазы (04:11:20 UT), во время максимальной фазы (04:18:50 UT) и на фазе спада (04:37:30 UT) вспышки M5.7/2B.

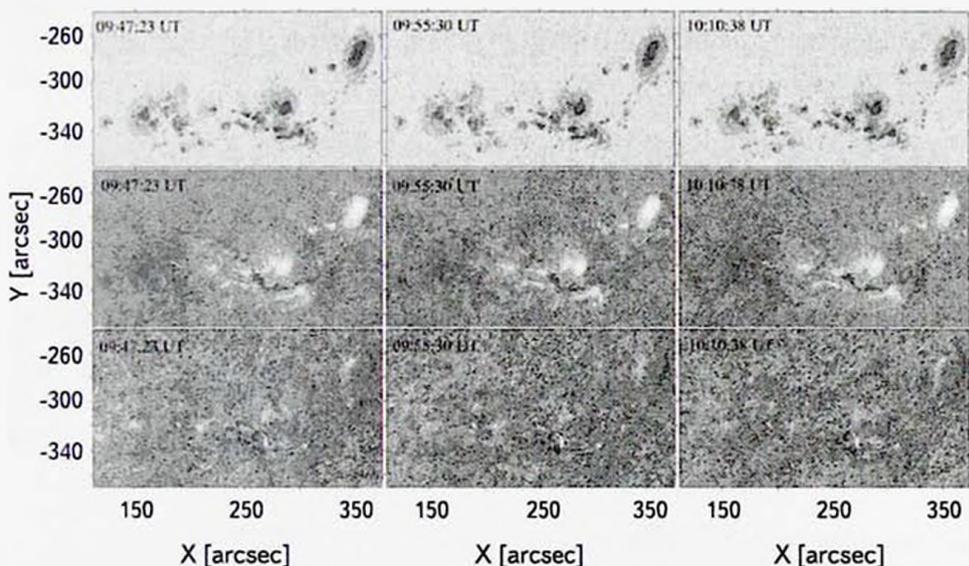


Рис. 2. Изображения в континууме (верхняя панель), магнитограммы (центральная панель) и доплерограммы (нижняя панель) активной области NOAA 11515, полученные на SDO/HMI 4 июля 2012г. в начале импульсной фазы (09:47:23 UT), во время максимальной фазы (09:55:30 UT) и на фазе спада (10:10:38 UT) вспышки M5.3/2B.

АО находилась в северном полушарии, во время вспышки M5.3/2B ее координаты были S16W18.

На рис.1 и рис.2 представлены магнитограммы, доплеровграммы и изображения в континууме активных областей NOAA 11476 и NOAA 11515, полученные на SDO/HMI во время вспышек M5.7/2B 10 мая 2012г. и M5.3/2B 4 июля 2012г., соответственно. Данные рис.1 и рис.2 относятся к разным фазам вспышки - импульсной, максимальной и фазе спада вспышки.

В обеих активных областях во время максимальной фазы вспышки в тени пятен в сильных магнитных полях отрицательной полярности наблюдалась инверсия знака поля - область сильных полей положительной полярности (магнитный транзиент или магнитная аномалия). В NOAA 11476 транзиент наблюдался в тени пятна простой конфигурации, в то время как в NOAA 11515 - в тени пятна дельта конфигурации.

Для обеих активных областей был исследован магнитный поток вдоль горизонтальной линии АВ (рис.3, верхняя панель) во время импульсной и максимальной фазы вспышки. Линия АВ была выбрана путем построения профилей магнитного потока вдоль горизонтального раскра, движущегося снизу вверх выбранных магнитограмм.

Изменения магнитного потока вдоль линии АВ для NOAA 11476/NOAA 11515 показаны на нижней панели рис.3, где пунктирные и сплошная кривые представляют магнитный поток во время импульсной (04:11:20/09:47:23 UT) и максимальной (04:18:50 UT/09:55:30 UT) фазы вспышек, соответственно. Профили магнитного потока перед вспышкой и во время ее максимальной

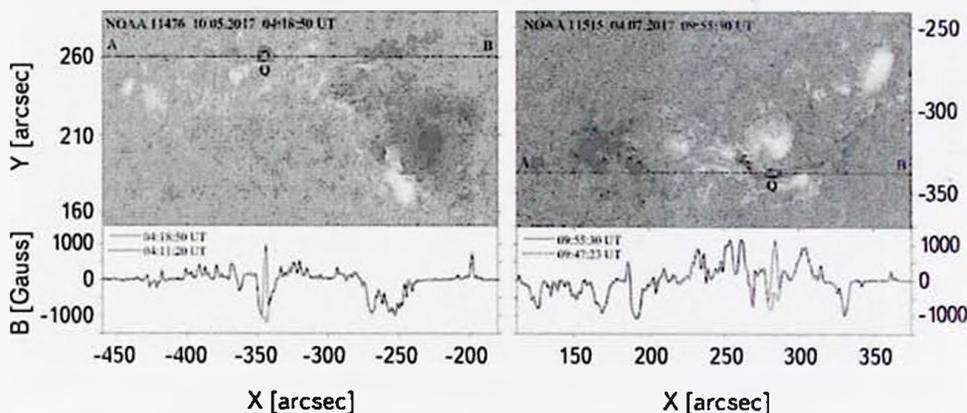


Рис.3. HMI магнитограммы активных областей NOAA 11476 и NOAA 11515 во время максимальной фазы вспышек M5.7/2B и M5.3/2B, соответственно (верхняя панель). На нижней панели соответствующий магнитный поток вдоль линии АВ во время импульсной (пунктирная кривая) и максимальной фазы вспышки (сплошная кривая). Прямоугольником "Q" показана область магнитной аномалии.

фазы совпали во всех точках вдоль АВ, за исключением области "Q", что дает четкие доказательства аномального изменения знака полярности в магнитном потоке в области "Q" во время максимальной фазы. В обоих случаях в области аномалии напряженность магнитного поля менялась от  $\sim -1000$  Гс (во время импульсной фазы) до  $+1000$  Гс (во время максимальной фазы вспышки).

Чтобы изучить вариации магнитного потока аномалии со временем мы построили пространственно-временные карты магнитного потока в активных областях вдоль линии АВ, указанной на рис.3. Временной промежуток включает периоды времени 04:00:05 UT - 04:37:30 UT для вспышки M5.7/2B (NOAA 11476) и 09:35:23 UT - 10:10:38 UT для вспышки M5.3/2B (NOAA 11515). Созданные таким образом пространственно-временные карты для обеих активных областей представлены на рис.4 (верхняя панель). По осям X и Y отложены время и долгота наблюдаемого магнитного потока вдоль линии АВ, соответственно. Эти карты показывают четкую структуру аномалий в магнитном поле вдоль линии АВ. Таким же образом были построены пространственно-временные карты интенсивностей АО в линии  $H\alpha$ . Соответствующие значения  $H\alpha$  вспышечных интенсивностей на рис.4 нанесены белыми сплошными линиями. В обоих случаях магнитная аномалия располагалась в узле вспышки и сохраняла свое местоположение со временем. Следует отметить, что площадь, занимаемая транзитом, существенно меньше площади узла вспышки в линии  $H\alpha$ .

Временные изменения магнитного потока вдоль линии LM показаны

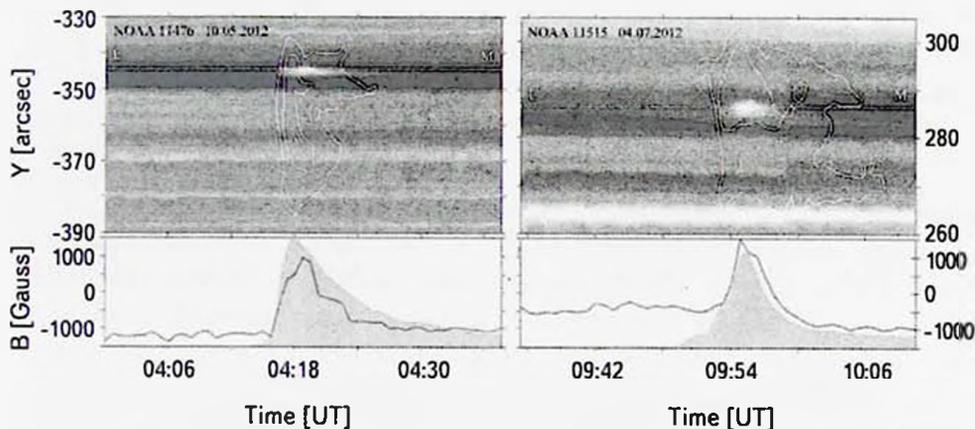


Рис.4. Верхняя панель - пространственно-временные карты магнитного потока активных областей NOAA 11476 и NOAA 11515 вдоль линии АВ (рис.3) в области магнитной аномалии с соответствующими  $H\alpha$  вспышечными контурами (белые сплошные кривые). Нижняя панель - временные вариации магнитного потока вдоль линии LM (сплошная кривая) и интегрального потока излучения в мягком рентгене по данным GOES-15 в диапазоне 1.0-8.0 Å (закрашенный профиль) в NOAA 11476 и NOAA 11515.

сплошными кривыми на рис.4 (нижняя панель). Закрашенным контуром представлен интегральный поток мягкого рентгеновского излучения, полученный на GOES-15 в диапазоне 1-8 Å. Рентгеновское излучение начинает расти на 1-2 мин раньше магнитного потока. Максимум напряженности поля в магнитной аномалии NOAA 11476 наступает на 2 мин позже максимума рентгеновского излучения. В NOAA 11515 напряженность в магнитной аномалии достигает своего максимального значения практически одновременно с максимумом рентгеновского излучения. К моменту окончания вспышки профили магнитного потока в обеих активных областях возвращаются к своему до вспышечному уровню. Все это позволяет предположить, что инверсия магнитной полярности в обеих АО была вызвана вспышкой.

Во время максимальной фазы вспышек наблюдались вариации магнитного поля в области "Q", отражающие изменения напряженности существующих магнитных полей. На верхней панели рис.5 показаны среднеквадратичные

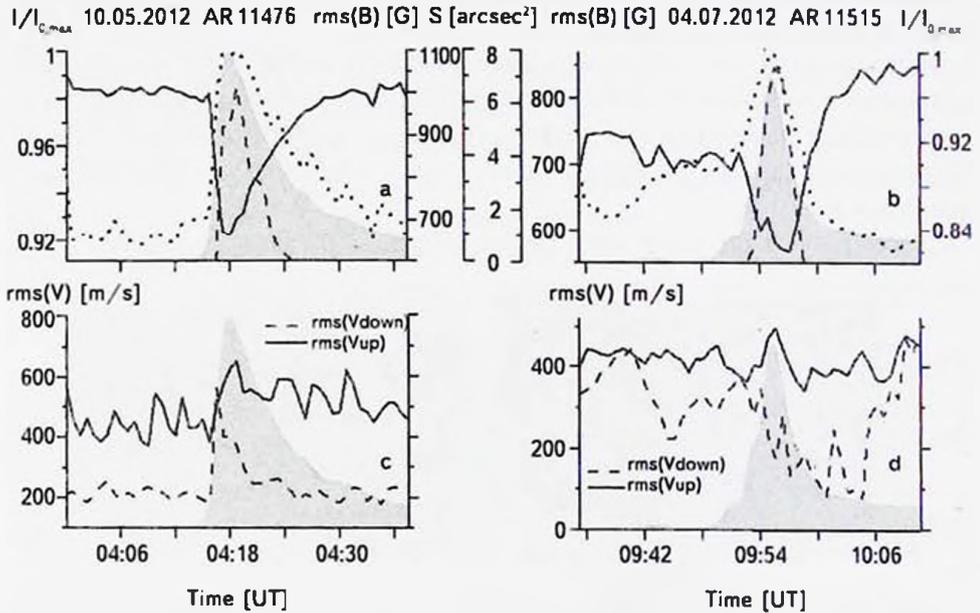


Рис.5. Верхняя панель - временные вариации rms магнитного поля,  $\langle B^2 \rangle^{1/2}$  (сплошная кривая), средней относительной интенсивности в фотосферной линии,  $I/I_{0,rms}$  (пунктирная кривая), площади магнитной аномалии, S (штриховая кривая), в области "Q" активных областей NOAA 11476 и NOAA 11515 и соответствующего интегрального потока мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 1-8 Å по GOES-15 (закрашенный профиль). На соответствующих нижних панелях временные вариации rms лучевых скоростей нисходящих, Vdown (штриховая кривая), и восходящих, Vup (сплошная кривая), потоков плазмы в области "Q" активных областей NOAA 11476 и NOAA 11515 и соответствующего интегрального потока мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 1-8 Å по GOES-15 (закрашенный профиль).

значения магнитного поля  $(B^2)^{1/2}$  в областях магнитных аномалий как функция времени и соответствующие изменения площади магнитной аномалии  $S$ , средней относительной интенсивности в фотосферной линии  $I/I_{\text{полн}}$  и потока мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 1-8 А, полученного на GOES-15.

Напряженность поля постоянна с разными значениями до и после вспышки. Существенные изменения магнитного поля происходили только вблизи максимума рентгеновского излучения. Эти изменения происходили в тени пятен отрицательной полярности и сопровождалось импульсным увеличением средней интенсивности. Для NOAA 11476 интенсивность увеличилась в среднем на 8%. Для NOAA 11515 - на 17%. В обоих случаях максимальные площади аномалий составили примерно 7 кв. с дуги и пришлось на максимальную фазу вспышек. В NOAA 11476 транзиент существовал в течение 8 мин; в NOAA 11515 - 6 мин.

Изменения среднеквадратичных скоростей нисходящих  $V_{\text{down}}$  и восходящих  $V_{\text{up}}$  потоков в области магнитной аномалии и соответствующего потока мягкого рентгеновского излучения представлены на нижней панели рис.5. Восходящая скорость демонстрирует только плоский тренд порядка 400-500 м/с, который в основном определяется вращением Солнца. Видно, что при нарастании вспышечного излучения в NOAA 11476 скорость нисходящих потоков импульсно увеличивается примерно в три раза, и уже через 4-5 мин возвращается к довыспышечным значениям. В NOAA 11515 скорость нисходящих потоков не показывает существенного изменения.

В целом, восходящие потоки в обоих случаях доминируют над областью аномалии. При этом ни нисходящие, ни восходящие потоки не испытывают существенных изменений со временем и не показывают никакой корреляции с областями изменения знака магнитного поля.

4. *Выводы.* Проведены исследования продольного магнитного поля активных областей NOAA 11476 и NOAA 11515 по данным инструмента SDO/HMI. Обе АО во время вспышек находились вблизи центрального меридиана. В течение максимальной фазы вспышек M5.7/2B (NOAA 11476, 10 мая 2012г.) и M5.3/2B (NOAA 11515, 4 июля 2012г.) в магнитном поле АО появились транзиентные структуры. Этот феномен не совсем понятен, потому что есть вопросы относительно их физического механизма и связи с наблюдаемым аномальным изменением знака магнитной полярности, ядрами вспышки в H $\alpha$  и т.д. Из данных наблюдений нами были получены следующие важные характеристики этих особенностей, возникших во время максимальной фазы вспышек M5.7/2B и M5.3/2B:

- 1) В сильных магнитных полях отрицательной полярности возникли

области сильных полей положительной полярности. Напряженности магнитного поля менялись от  $-1000$  Гс в предвспышечный момент до  $+1000$  Гс во время максимальной фазы вспышек. Изменение магнитного поля в транзитных структурах сопровождалось сильным импульсным увеличением средней относительной интенсивности (до 17%). Эти структуры располагались в тени пятен, существовали в течение 6–8 мин и показали пространственное и временное соответствие ядрам вспышек, наблюдаемым в  $H\alpha$ . В обоих случаях площадь, занимаемая аномалиями, составила примерно 7 кв. с дуги, что существенно меньше площади соответствующего узла  $H\alpha$  вспышки.

2) Между изменениями потока мягкого рентгена в диапазоне 1–8 Å, магнитного потока в аномалии, ее площади и изменениями средней относительной интенсивности в фотосферной линии наблюдается хорошая корреляция. Аномальные изменения знака магнитной полярности во время вспышек M5.7/2B 10 мая 2012г. в NOAA 11476 и M5.3/2B 4 июля 2012г. в NOAA 11515 были схожими по своим характеристикам с событиями, наблюдаемыми во время вспышек X-класса, например, в NOAA 10486 и в NOAA 11515 во время вспышек X10/2B 29 октября 2003г. и X2.2 15 февраля 2011г., соответственно [10,18].

Аномальное изменение знака магнитной полярности во время мощных вспышек наблюдалось и по данным инструментов GONG и MDI, которые в своих измерениях используют линию Ni I 6768 Å (см., например, [5,18]), тогда как данные HMI для вспышек M5.7 и M5.3, исследованные в этой статье, основаны на измерениях в линии FeI 6173.3 Å. Таким образом, транзитные структуры, возникающие во время максимальной фазы вспышек, по-видимому, не связаны с линией и инструментом, используемыми в измерениях. Эти обстоятельства являются дополнительным аргументом, позволяющим рассматривать наблюдаемые магнитные транзисты как наблюдательные характеристики физических процессов, происходящих в фотосфере активных областей во время максимальной фазы вспышки.

В этой работе используются данные GONG NSO под управлением AURA в соответствии с соглашением о сотрудничестве с NSF и при дополнительной финансовой поддержке NOAA, NASA и BBC США.

Автор благодарен NASA/SDO и HMI научной команде за возможность доступа к базам данных по сети Интернет. Данные о мягких рентгеновских потоках GOES доступны в NASA/GSFC Solar Data Analysis Center (SDAC). Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках научного проекта РФФИ 16-02-00221 А.

MAGNETIC TRANSIENTS DURING THE FLARES  
ON 2012 MAY 9 IN NOAA 11476 AND ON 2012  
JULY 4 IN NOAA 11515

O.S.GOPASYUK

Longitudinal magnetic field changes in NOAA 11476 and NOAA 11515 during M-class solar flares were studied. Observations of the line-of-sight magnetic flux were carried out by the Solar Dynamics Observatory Helioseismic and Magnetic Imager (SDO/HMI) with temporal and spatial resolutions of 45 s and  $0".5 \text{ pixel}^{-1}$ , respectively. During the peak phase of the M5.7/2B flare in NOAA 11476 on 2012 May 9 and the M5.3/2B flare in NOAA 11515 on 2012 July 4 an abrupt change in the magnetic field of active regions occurred. The transient features with the opposite sign appeared in strong magnetic fields of negative polarity. Transients were located in sunspot umbrae and existed for a few minutes. These magnetic field features are studied in detail.

Key words: *Sun: activity: flares: magnetic fields*

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.Patterson, H.Zirin, *Astrophys. J.*, **243**, L99, 1981.
2. N.I.Loiziskaya, V.G.Loiziskii, *Sov. Astron. Lett.*, **8**, 270, 1982.
3. H.Wang, *Solar Phys.*, **140**, 85, 1992.
4. H.Wang, Jr.M.W.Ewell, H.Zirin et al., *Astrophys. J.*, **424**, 436, 1994.
5. A.G.Kosovichev, V.V.Zharkova, *Astrophys. J.*, **550**, L105, 2001.
6. H.Wang et al., *Astrophys. J.*, **576**, 497, 2002.
7. J.J.Sudol, J.W.Harvey, *Astrophys. J.*, **635**, 647, 2005.
8. G.J.D.Petrie, J.J.Sudol, *Astrophys. J.*, **724**, 1218, 2010.
9. S.Wang et al., *Astrophys. J.*, **745**, L17, 2012.
10. R.A.Maurya, P.Vemareddy, A.Ambastha, *Astrophys. J.*, **747**, 134, 2012.
11. O.Burtseva, J.C.Martinez-Oliveros, G.J.D.Petrie et al., *Astrophys. J.*, **806**, 173, 2015.
12. T.J.Spirock, V.B.Yurchyshyn, H.Wang, *Astrophys. J.*, **572**, 1072, 2002.
13. H.Wang, *Astrophys. J.*, **649**, 490, 2006.
14. Y.L.Song, M.Zhang, *Astrophys. J.*, **826**, 173, 2016.
15. A.Patterson, *Astrophys. J.*, **280**, 884, 1984.
16. J.Schou et al., *Solar Phys.*, **275**, 229, 2012.
17. S.M.White, R.J.Thomas, R.A.Schwartz, *Solar Phys.*, **227**, 231, 2005.
18. R.A.Maurya, A.Ambastha, *Solar Phys.*, **258**, 31, 2009.



## ОБЗОРЫ

### ЛЕГКИЕ ХИМИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В ЗВЕЗДАХ: ЗАГАДКИ И НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Л.С.ЛЮБИМКОВ

Поступила 30 ноября 2017

Принята к печати 7 марта 2018

Рассмотрены первые восемь элементов периодической системы химических элементов: H, He, Li, Be, B, C, N и O. Их называют ключевыми элементами, учитывая их важную роль в звездной эволюции. Примечательно, что все они первоначально были синтезированы в Большом Взрыве. В обзоре приведены первичные содержания изотопов этих элементов, рассчитанные на основе СМБВ (Стандартная Модель Большого Взрыва). Отмечено хорошее согласие между СМБВ и наблюдаемыми первичными содержаниями изотопов водорода и гелия D, He и  $^3\text{He}$ ; однако для лития (изотоп  $^7\text{Li}$ ) имеет место расхождение  $\sim 0.5$  dex между СМБВ и наблюдениями старых звезд гало Галактики, которое еще не получило объяснения. Содержания легких элементов в атмосферах звезд зависят от начальной скорости вращения, поэтому рассмотрены типичные скорости вращения молодых звезд на стадии Главной последовательности (ГП). Поскольку данные относительно содержаний легких элементов в звездах очень обширны, основной акцент в обзоре сделан на некоторых нерешенных проблемах. Содержание гелия He/H у ранних В-звезд ГП показывает увеличение с возрастом; в частности, для самых массивных В звезд с массами  $M = 12 - 19 M_{\odot}$  величина He/H повышается к концу ГП более чем в два раза. Теоретические модели звезд с вращением не могут объяснить столь значительное повышение He/H. Для ранних В- и поздних О-звезд ГП, являющихся компонентами тесных двойных систем, величина He/H показывает резкий скачок в середине стадии ГП, представляющий загадку для теории. Аномальное содержание гелия (и лития) в атмосферах химически некулярированных звезд (типы He-s, He-w, HeMn, Ar и Am) объясняют на основе диффузии атомов в поверхностных слоях звезд, однако эта гипотеза пока не может объяснить всех особенностей химического состава таких звезд. Содержания лития, бериллия и бора у FGK-карликов показывают тренд с понижением эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$ , а также провал на  $T_{\text{eff}} \sim 6600$  K в Гиадах и других старых скоплениях. Оба эти явления относятся к числу нерешенных проблем. В случае лития особый интерес вызывают FGK-гиганты и сверхгиганты, богатые литием (у них  $\log_{10}(\text{Li}) \geq 2$ ). Большинство их не находит объяснения в рамках стандартной теории звездной эволюции, поэтому привлекаются нестандартные гипотезы: нелавный синтез лития в звезде и захват звездой гигантской планеты с массой Юпитера и больше. Анализ содержаний углерода, азота и кислорода у ранних В- и поздних О-звезд ГП приводит к выводу о сверхионизации ионов C II, N II и O II в их атмосферах. Для ранних В-звезд ГП получено хорошее согласие между наблюдаемыми значениями отношения N/O и расчетами моделей вращающихся звезд. Получено количественное объяснение известной антикорреляции "азот-углерод" у FGK-гигантов и сверхгигантов: она отражает зависимость аномалий N и C от начальной скорости вращения  $V_0$ . Однако те же модели вращающихся звезд, которые оказались успешными в случае C, N и O, не могут объяснить наблюдаемое повышение содержания гелия у ранних В-звезд ГП.

Ключевые слова: *звезды: химический состав: вращение звезд: звездная эволюция*

1. *Введение.* Первые восемь элементов периодической системы химических элементов - H, He, Li, Be, B, C, N и O - могут существенно менять свое наблюдаемое содержание в процессе звездной эволюции, начиная уже с первой, самой продолжительной стадии эволюции, когда в ядре звезды горит водород; это стадия Главной последовательности (ГП). Их нередко называют ключевыми элементами (key elements), имея в виду их ключевую роль в понимании эволюции звезд. Эти элементы интересны также тем, что их первичный синтез был осуществлен в Большом Взрыве и для первых трех элементов (H, He и Li) имеются наблюдательные данные о первичном содержании их изотопов, которые можно сравнивать с космологическими моделями.

Эти элементы перечислены в табл.1, где наряду с их атомным номером указан наиболее распространенный изотоп, потенциал ионизации  $E_{\text{ion}}$  и содержание  $\log_e(EI)$  на Солнце [1]. Все содержания приведены по отношению к водороду, который, как известно, является самым распространенным элементом в наблюдаемой Вселенной. Величина  $\log_e(EI)$  здесь дана в стандартной логарифмической шкале, где для водорода принято  $\log_e(H) = 12.00$ .

Следует отметить, что автором уже были опубликованы обзоры по гелию и литию, где были суммированы данные о наблюдаемых содержаниях He и Li (относительно H) в звездных атмосферах, а также рассмотрено их соответствие предсказаниям теории звездной эволюции [2,3].

Литературные данные, касающиеся наблюдаемых содержаний легких элементов из табл.1, а также их теоретической интерпретации, очень богаты в случае Li, C, N и O, менее многочисленны для He и Be и достаточно бедны для B. Однако в целом материал для обсуждения столь обширен, что

Таблица 1

СПИСОК ВОСЬМИ САМЫХ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ИХ СОДЕРЖАНИЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА (Асплунд и др. [1])

Элемент	Атомный номер	Основной изотоп	$E_{\text{ion}}$ , эВ	$\log_e(EI)$
H	1	$^1\text{H}$	13.60	12.00
He	2	$^4\text{He}$	24.59	10.99*
Li	3	$^7\text{Li}$	5.39	1.05
Be	4	$^9\text{Be}$	9.32	1.38
B	5	$^{11}\text{B}$	8.30	2.70
C	6	$^{12}\text{C}$	11.26	8.43
N	7	$^{14}\text{N}$	14.53	7.83
O	8	$^{16}\text{O}$	13.62	8.69

\* Линии гелия в фотосферном спектре Солнца не наблюдаются; приведенное здесь содержание гелия соответствует среднему содержанию для близких молодых В-звезд [2].

его детальный анализ потребовал бы написания отдельной книги. Поэтому в настоящем обзоре основное внимание уделено только некоторым проблемам, которые представляют загадку для современной теории или, по крайней мере, еще не имеют общепринятого объяснения.

Отметим, что обсуждаемые ниже наблюдаемые содержания легких элементов были получены при отказе от условия ЛТР (локальное термодинамическое равновесие), по крайней мере там, где отклонения от ЛТР играют существенную роль.

## 2. Первичное содержание легких элементов.

2.1. *Расчеты, выполненные на основе СМБВ.* Загадки возникают уже в самом начале, когда рассматриваются последствия Большого Взрыва. Примечательно, что все эти восемь элементов первоначально были синтезированы в Большом Взрыве. В табл.2 приводятся современные данные [4] о первичном (primordial) содержании их изотопов, основанные на Стандартной Модели Большого Взрыва (СМБВ). В третьем столбце таблицы эти данные представлены в виде содержаний  $\log_{\epsilon}(E_i)$ , редуцированных в стандартную логарифмическую шкалу.

Интересно, что, в отличие от ранних работ, где на основе СМБВ предсказывался синтез только пяти первых легких элементов (H, He, Li, Be и B), современные данные включают в первичный нуклеосинтез также C,

Таблица 2

### ПЕРВИЧНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ИЗОТОПОВ ВОСЬМИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ. РАССЧИТАННОЕ НА ОСНОВЕ СМБВ [4]

Величина	Содержание	$\log_{\epsilon}(E_i)$	$\log_{\epsilon}(E_i)$ наблюдения
D/H	$2.59 \times 10^{-5}$	7.41	$7.403 \pm 0.007$ [5]
$^4\text{He}/\text{H}$	$8.23 \times 10^{-2}$	10.92	$10.932 \pm 0.005$ [6]
$^3\text{He}/\text{H}$	$1.04 \times 10^{-5}$	7.02	$7.04 \pm 0.08$ [7]
$^7\text{Li}/\text{H}$	$5.24 \times 10^{-10}$	2.72	$2.2 \pm 0.1$ [8,9]
$^6\text{Li}/\text{H}$	$1.23 \times 10^{-14}$	-1.91	
$^7\text{Be}/\text{H}$	$9.60 \times 10^{-19}$	-6.02	
$^{10}\text{B}/\text{H}$	$3.00 \times 10^{-21}$	-8.52	
$^{11}\text{B}/\text{H}$	$3.05 \times 10^{-16}$	-3.52	
$^{12}\text{C}/\text{H}$	$5.34 \times 10^{-16}$	-3.27	
$^{13}\text{C}/\text{H}$	$1.41 \times 10^{-16}$	-3.85	
$^{14}\text{C}/\text{H}$	$1.62 \times 10^{-21}$	-8.79	
$^{14}\text{N}/\text{H}$	$6.76 \times 10^{-17}$	-4.17	
$^{15}\text{N}/\text{H}$	$2.25 \times 10^{-20}$	-7.65	
$^{16}\text{O}/\text{H}$	$9.13 \times 10^{-20}$	-7.04	
CNO/H	$7.43 \times 10^{-16}$	-3.13	

Н и О. И хотя общий выход этих трех элементов очень мал (в сумме  $CNO/H \sim 7 \times 10^{-16}$ ), даже столь незначительное их содержание могло сыграть определенную роль в эволюции самых первых звезд.

Наибольший выход в Большом Взрыве имели водород, гелий и литий. Для изотопов этих трех элементов имеются наблюдательные данные об их первичном содержании; они представлены в последнем столбце табл.2. Здесь относительное содержание дейтерия D/H было получено из наблюдений межгалактических облаков нейтрального водорода, находящихся на пути излучения от квазаров с большим красным смещением; это явление известно как "damped Ly $\alpha$  systems" [5]. Первичное содержание изотопа  $^4\text{He}$  было определено из наблюдений областей H II в старых карликовых галактиках с низкой металличностью [6]. Первичное содержание  $^3\text{He}$  было оценено из наблюдений областей H I в нашей Галактике [7]. И только первичное содержание лития, точнее, содержание его наиболее распространенного изотопа  $^7\text{Li}$ , было определено по звездам; это старые FGK-карлики гало Галактики [8,9].

Как видно из табл.2, наблюдаемые содержания изотопов водорода и гелия, т.е. дейтерия,  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ , очень хорошо согласуются с расчетами СМБВ. Совершенно иная ситуация имеет место для лития: наблюдаемое содержание  $\log_{\epsilon}(^7\text{Li}) = 2.2$  оказалось на 0.5 меньше значения 2.7, предсказанного теорией. Таким образом, данные о первичном содержании лития, полученные из наблюдений старых звезд гало Галактики, требуют отдельного рассмотрения.

*2.2. Литий в старых звездах галактического гало.* Первые наблюдения лития в спектрах старых FGK-карликов гало Галактики привели к открытию интересного факта: оказалось, что эти звезды, имеющие низкую металличность  $[Fe/H] < -1$ , демонстрируют удивительное постоянство содержания лития. Этот феномен, т.е. постоянство величины  $\log_{\epsilon}(\text{Li})$  в области  $[Fe/H]$  между -1 и -3, стали называть "литиевым плато" или "плато Спит" ("Sprite plateau") по имени двух французских астрономов, которые 35 лет назад первыми открыли это явление [10]. Первое изображение "литиевого плато" из их работы воспроизведено на рис.1, где содержания  $\log_{\epsilon}(\text{Li})$  представлены как функция эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$ . Здесь для "литиевого плато" была получена величина  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 2.05 \pm 0.15$ ; современное значение, как уже отмечалось, составляет  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 2.2$  [8,9].

Важно, что значение  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 2.2$  на 0.5 меньше величины 2.7, предсказанной СМБВ. Это расхождение известно уже давно, и все попытки устранить его путем усовершенствования СМБВ ни к чему не привели. В частности, недавно Кибурт и др. [11], используя в расчетах современные значения скоростей ядерных реакций, получили первичные содержания

${}^7\text{Li}/\text{H} = 4.648 \times 10^{-10}$  и  ${}^6\text{Li}/\text{H} = 1.288 \times 10^{-14}$ , чему в стандартной шкале соответствуют значения  $\log \epsilon({}^7\text{Li}) = 2.67$  и  $\log \epsilon({}^6\text{Li}) = -1.89$ ; эти значения практически совпадают с данными табл.2. Таким образом, расхождение  $\sim 0.5$  dex между теорией и наблюдениями относительно первичного содержания  ${}^7\text{Li}$  сохраняется.

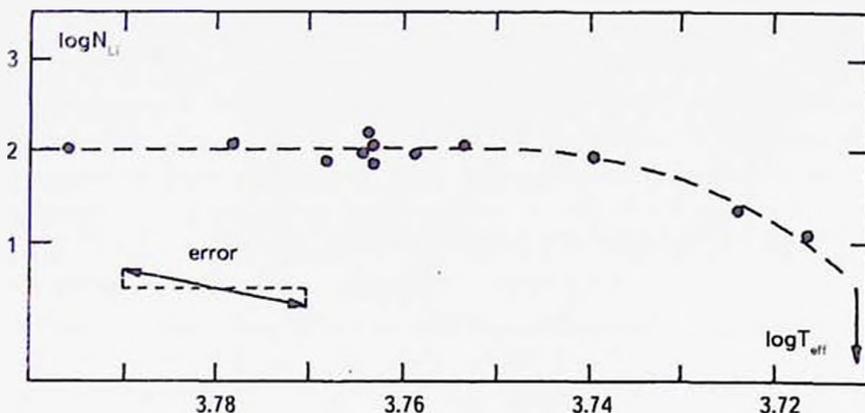


Рис.1. Первое изображение "литиевого плато" в статье Спит и Спит [10].

По мере накопления новых данных о содержании лития в атмосферах старых FGK-карликов галактического гало представление о "литиевом плато" претерпело значительные изменения. Современное распределение величины  $\log \epsilon(\text{Li})$  по  $T_{\text{eff}}$  и  $[\text{Fe}/\text{H}]$  для таких звезд представлено на рис.2 (Любимков [3], по данным [12]). Основное изменение по сравнению с рис.1 - "замороженная" горизонтальная линия на  $\log \epsilon(\text{Li}) \sim 2$  стала "таять", как бы проливаясь каплями вниз (стрелки вниз указывают, что для содержания Li удалось оценить только верхний предел). Здесь около десятка звезд показывают содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) \leq 1.5$ .

Следует отметить, что в недавней работе Спит и др. [9] на примере большой выборки звезд было показано, что в достаточно ограниченной области металличности  $-2.8 < [\text{Fe}/\text{H}] < -2.0$ , звезды, как и на рис.1, по-прежнему группируются около "литиевого плато" со значением  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.2$ .

Несмотря на неоднократные попытки решить проблему относительно содержания Li в старых звездах гало Галактики, по-прежнему остаются загадкой для теории два важных вопроса:

- 1) почему существует несоответствие  $0.5$  dex между наблюдаемым содержанием лития и предсказанным на основе СМБВ первичным содержанием?
- 2) почему заметная часть карликов гало показывает содержание лития существенно ниже "литиевого плато"?

Пока не будут получены уверенные ответы на эти вопросы, проблему

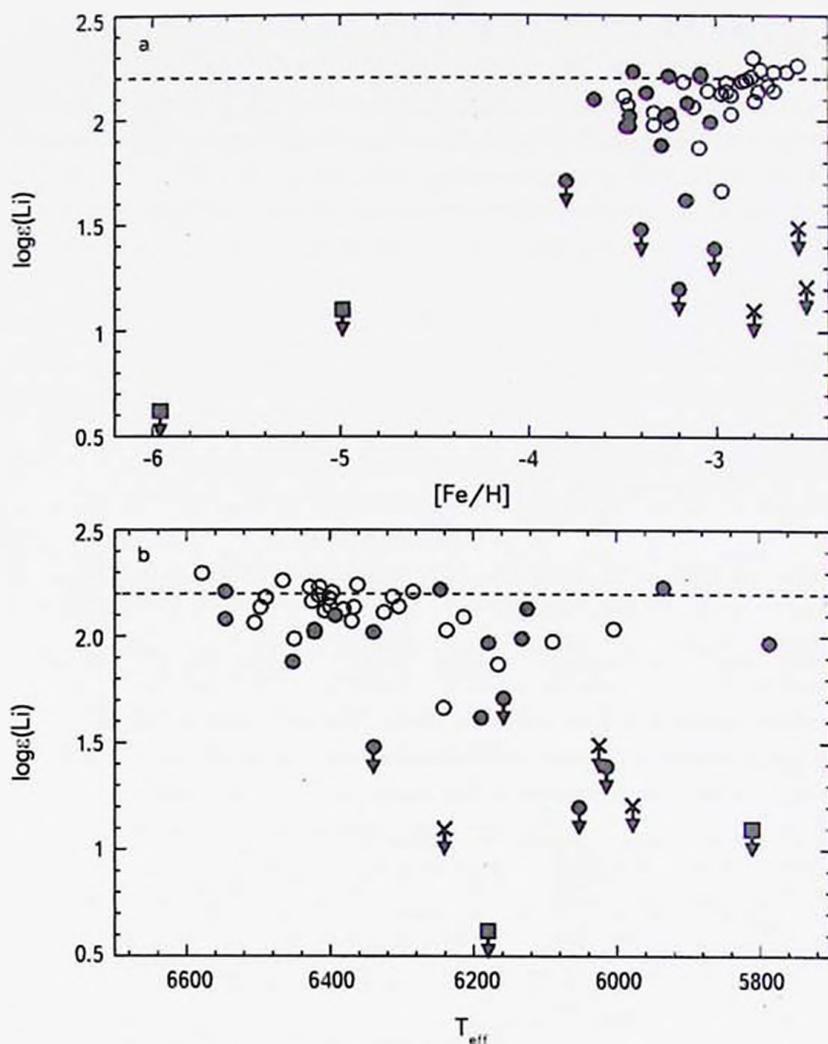


Рис.2. Современное распределение содержания Li для звезд гало по а) индексу металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$  и б) эффективной температуре  $T_{\text{eff}}$  [3]. Значки со стрелками вниз соответствуют верхним пределам значений  $\log \varepsilon(\text{Li})$ . Штриховая линия соответствует содержанию  $\log \varepsilon(\text{Li}) = 2.2$ .

лития для старых звезд гало нельзя считать решенной.

3. *Скорости вращения молодых звезд.* От старых звезд гало Галактики перейдем к рассмотрению молодых звезд тонкого диска. Эволюция таких звезд, в том числе эволюция содержаний легких элементов в их атмосферах, зависит не только от массы звезды  $M$ , но также от начальной скорости вращения  $V_0$ . Важная роль вращения стала понятной, когда от расчетов

традиционных звездных моделей без вращения был совершен переход к моделям вращающихся звезд [13]. Вследствие вращения в звезде возникает перемешивание, которое может привести к изменению содержания ряда химических элементов на ее поверхности. Расчеты показали, что эффект тем заметнее, чем больше масса  $M$  и скорость вращения  $V_0$ .

Влияние перемешивания, индуцированного вращением, для звезд с массами  $M > 2M_{\odot}$  проявляется уже на стадии ГП. Для таких звезд основную роль играют реакции CNO-цикла в ядре звезды, и здесь перемешивание вследствие вращения проявляет себя с двух сторон. С одной стороны, из недр звезды на поверхность выносятся продукты CNO-цикла, вследствие чего в атмосфере звезды увеличиваются содержания He и N и уменьшается содержание C. С другой стороны, с поверхности звезды в более глубокие и более горячие слои переносятся атомы Li, Be и B, где они выгорают в реакции ( $p, \alpha$ ), в результате чего содержания Li, Be и B в атмосфере звезды понижаются.

Рассматриваемые ниже звезды имеют массы  $M$  в диапазоне от 1 до  $40M_{\odot}$  (здесь  $M_{\odot}$  - масса Солнца). Эволюционные расчеты показывают, что звезды с массами  $M \geq 20M_{\odot}$  на начальной ГП (то есть на ZAMS = Zero Age Main Sequence) являются O-звездами, а звезды с  $M \approx 4-19M_{\odot}$  на ZAMS соответствуют ранним B-звездам. Звезды с  $M = 2-3M_{\odot}$  на ZAMS являются поздними B- и A-звездами, а объекты с  $M = 1-2M_{\odot}$  - F- и G-карликами. Поскольку начальная скорость вращения  $V_0$  играет важную роль в дальнейшем обсуждении, возникает вопрос: какие реальные скорости вращения наблюдаются у таких звезд в начале стадии ГП?

Следует отметить, что скорость вращения в течение стадии ГП, согласно расчетам моделей вращающихся звезд, должна уменьшаться. Например, из расчетов [14] следует, что скорость вращения к концу ГП может понизиться на 10-20% и даже до 100%; конкретная величина зависит от  $V_0$  и  $M$ . Однако радикальное понижение скорости вращения происходит позже, когда звезда покидает ГП и переходит в стадию холодного гиганта или сверхгиганта. Поэтому в качестве первого приближения можно принять, что изменения скорости вращения на ГП незначительны; тогда поставленный выше вопрос можно сформулировать в более общем виде: какие скорости вращения наблюдаются у звезд на стадии ГП?

Как известно, из наблюдений находится величина  $V \sin i$ , проекция скорости вращения на экваторе  $V$  на луч зрения. Заметим, что для перехода от  $V \sin i$  к  $V$  следует принять во внимание, что среднее значение случайной величины  $\sin i$  равно  $\pi/4$  [15]. Современные данные, особенно для горячих звезд классов O и B, позволяют существенно пересмотреть представления о значениях  $V \sin i$  и  $V$  у звезд на стадии ГП, имевшие место еще 30 лет назад (см., например, справочник Адлена [15]). Вкратце они сводятся к следующему.

Среди звезд классов О и В, как оказалось (в отличие от прежних представлений), велика доля звезд с относительно медленным вращением [16-18]. Действительно, большинство ранних В- и О-звезд, точнее около 70-80%, имели в начале эволюции на ГП небольшие скорости вращения  $\sim 0-150$  км/с. При этом значительная их часть попадала в еще более узкий интервал  $0-50$  км/с. Число тех же звезд с относительно высокими скоростями вращения, от  $150$  до  $300-400$  км/с, было невелико:  $\sim 20\%$  для ранних В-звезд с массами  $M \approx 4-19 M_{\odot}$  и  $\sim 30\%$  для поздних О-звезд с  $M = 20-40 M_{\odot}$ .

Более поздние В-звезды и А-звезды с массами  $M$  от  $4$  до  $2.5 M_{\odot}$  показали бимодальное распределение с максимумами на  $50$  км/с и  $260$  км/с при полном интервале значений  $V$  от  $0$  до  $300-400$  км/с [16]. Поздние А- и ранние F-звезды с массами  $M$  от  $2.0$  до  $1.6 M_{\odot}$  показали унимодальное распределение скорости  $V$  с максимумом на  $\sim 150$  км/с [19].

При дальнейшем понижении  $M$  наблюдается быстрое уменьшение  $V$ . Обнаружен резкий спад  $V$  от  $\sim 150$  до  $10$  км/с для F-звезд с  $M \approx 1.4 M_{\odot}$  (карлики подкласса F4). Отметим, что с этим явлением связывают известный "провал Li и Be" на  $T_{\text{эф}}$   $\sim 6600$  К в старых скоплениях, например, в Гиадах (см. раздел 5.1). Для менее массивных звезд с  $M \leq 1 M_{\odot}$  на ГП характерны малые скорости вращения  $< 10$  км/с. Напомним, что у Солнца, карлика G2V, скорость вращения на экваторе  $V = 2$  км/с [15].

Эти особенности в распределении молодых звезд по скоростям вращения, как будет видно из дальнейшего, играют важную роль в интерпретации наблюдаемых содержаний легких элементов не только для звезд на стадии ГП, но и на последующей стадии AFG-сверхгигантов.

4. *Отношение "гелий/водород"*. Гелий, элемент номер два в периодической системе химических элементов, по своей распространенности в наблюдаемой Вселенной (в звездах и в газовых туманностях) является вторым элементом после водорода. Относительно гелия необходимо зафиксировать две важных величины. Во-первых, первичное (primordial) отношение "гелий/водород" (по числу атомов) составляет  $\text{He}/\text{H} = 0.082$  (табл.2). Во-вторых, современное начальное содержание гелия для молодых В-звезд в окрестности Солнца в среднем равно  $\text{He}/\text{H} = 0.098 \pm 0.003$  [2]. Обогащение межзвездной среды гелием примерно на  $20\%$  за время жизни Галактики, как показывают модели ее химической эволюции, произошло в основном за счет взрывов массивных сверхновых II типа.

Ниже обсуждаются данные о содержании наиболее обильного изотопа гелия  ${}^3\text{He}$ . Вклад другого изотопа  ${}^4\text{He}$  в содержание гелия очень мал; например, для Солнца  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 1.7 \times 10^{-4}$  [1].

4.1. *Обогащение гелием атмосфер ранних В-звезд ГП*. Линии

нейтрального гелия вследствие высокого потенциала ионизации этого элемента (табл.1) наблюдаются лишь в спектрах горячих звезд от O до ранних A. Особенно полные данные о содержании гелия получены для ранних B- звезд, где линии He I особенно сильны.

Как известно, на стадии ГП основным источником энергии звезд с массами  $M > 2M_{\odot}$  является CNO-цикл. На этой стадии в ядре звезды горит водород, превращаясь в гелий, при этом отношение He/H в недрах звезды сильно увеличивается (к концу фазы ГП водород в ядре звезды полностью перерабатывается в гелий). Как оказалось, одновременно у ранних B-звезд ГП величина He/H может повышаться и в атмосфере. Свидетельства этого были получены автором еще 40 лет назад [20,21], однако тогда они оказались полной неожиданностью для теории. Позже стало понятно, что причиной наблюдаемого увеличения He/H на ГП может быть перемешивание, индуцированное вращением звезды и приводящее к выносу продуктов CNO-цикла (включая гелий) из звездных недр на поверхность.

Достаточно полные данные об обогащении атмосфер B-звезд ГП гелием были получены Любимковым, Ростопчиным и Ламбертом [22], где был выполнен не-ЛТР анализ содержания гелия для 102 ранних B-звезд ГП (две из них оказались химически пекулярными звездами типа "He-weak"). Массы 100 звезд, подвергнутых дальнейшему анализу, варьировались от 4 до  $19M_{\odot}$ , а их наблюдаемые скорости вращения  $V \sin i$ , найденные в [22] по тем же шести линиям He I, что и содержание гелия, менялись в диапазоне от 0 до 280 км/с. Анализ этих данных показал, что в течение стадии ГП наблюдается повышение He/H с возрастом звезд, причем этот эффект имеет тенденцию расти с массой  $M$  и скоростью вращения.

На рис.3 и 4, взятых из [22], представлена зависимость величины He/H от относительного возраста  $t/t_{MS}$  (здесь  $t$  - возраст и  $t_{MS}$  - время жизни звезды данной массы на ГП) для двух групп звезд с разными массами  $M$ : звезды с  $M = 4 - 7M_{\odot}$  (рис.3) и более массивные звезды с  $M = 12 - 19M_{\odot}$  (рис.4). Для первой группы повышение величины He/H в течение стадии ГП составляет в среднем 28%, а для второй группы обнаружено повышение He/H к концу ГП в среднем более чем в два раза. Особенно высокое содержание гелия He/H = 0.27 и 0.24 здесь показали два гиганта, HR 7446 и 7993, что связано, по-видимому, с их высокими скоростями вращения ( $V \sin i = 270$  и 224 км/с, соответственно).

В целом рис.3 и 4 как будто согласуются с расчетами моделей вращающихся звезд. Теория предсказывает, что обогащение атмосфер звезд гелием в течение стадии ГП тем выше, чем больше масса звезды и ее скорость вращения. Однако если говорить о количественных оценках, то согласия с теорией нет.

Например, современные расчеты [14] предсказывают, что для модели с

$M = 15 M_{\odot}$  даже при начальной скорости вращения  $V_0 = 500$  км/с (0.9 критической скорости) получается повышение He/H в атмосфере только на 28%, что не согласуется с наблюдаемым увеличением He/H в два раза для

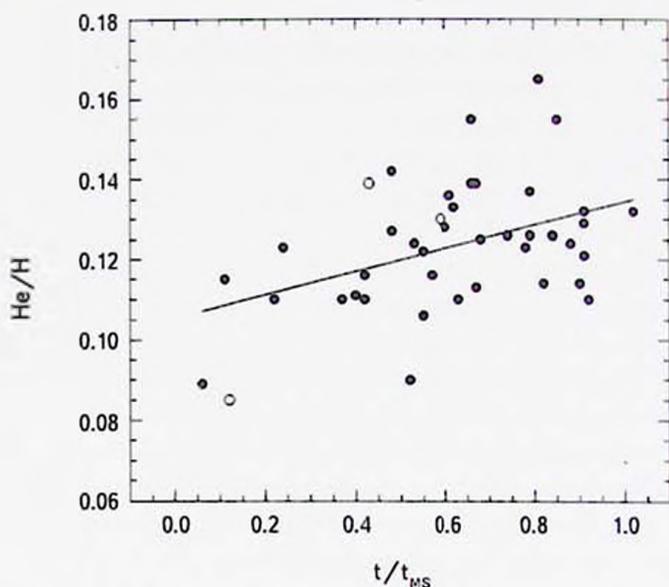


Рис.3. Зависимость  $He/H$  от относительного возраста для В-звезд III с массами  $M = 4 - 7 M_{\odot}$ .

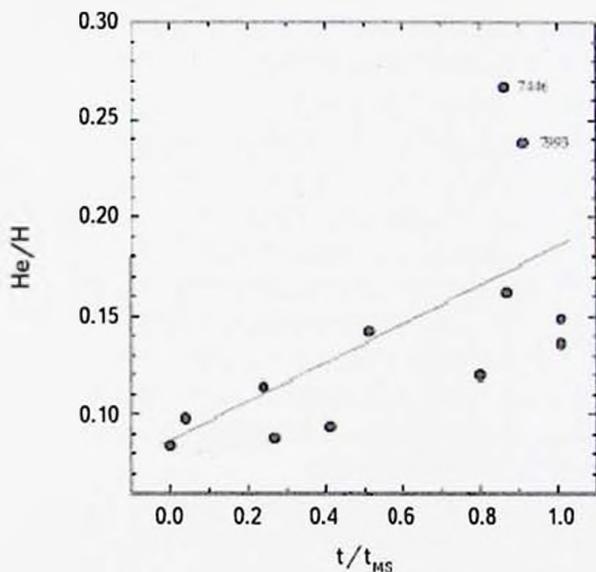


Рис.4. Зависимость  $He/H$  от относительного возраста для В-звезд III с массами  $M = 12 - 19 M_{\odot}$ .

звезд с  $M = 12 - 19 M_{\odot}$  (рис.4).

Между тем, как указано в разделе 3, большинство (~80%) ранних В-звезд ГП с массами  $M = 4 - 19 M_{\odot}$  имеет относительно небольшие скорости вращения 0-150 км/с. Важно, что данные работы [22] вполне соответствуют этому выводу; действительно, среди 100 исследованных там звезд 85 объектов (т.е. 85%) имеют  $V \sin i \leq 150$  км/с, 15 звезд показывают  $V \sin i > 150$  км/с и только 8 звезд -  $V \sin i > 200$  км/с. Однако только при скоростях вращения 400-500 км/с, согласно расчетам [14], возможно заметное увеличение He/H в атмосфере звезды.

Итак, существуют серьезные разногласия между теорией и наблюдениями. Наблюдательные данные о повышении содержания гелия в атмосферах ранних В-звезд ГП позволяют предположить, что теоретические модели сильно недооценивают вынос гелия, основного продукта CNO-цикла, на поверхность звезды в результате перемешивания. Иначе говоря, можно предположить, что вынос гелия начинается при гораздо меньших скоростях вращения, чем получено в современных теоретических моделях.

*Таким образом, объяснение наблюдаемого обогащения гелием атмосфер ранних В-звезд ГП остается для теории нерешенной проблемой.*

**4.2. Гелий в тесных двойных системах.** Совершенно уникальное поведение He/H наблюдается у горячих звезд, являющихся компонентами тесных двойных систем. Свидетельством этого является рис.5, где представлена зависимость He/H от относительного возраста  $t/t_{MS}$  для компонентов пяти двойных В-звезд, исследованных в КраО [23] (заполненные кружки). Здесь было выполнено индивидуальное определение как базисных параметров  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ , так и содержания гелия He/H отдельно для каждого компонента.

На рис.5 также показаны значения He/H для компонентов двух двойных O-звезд, взятые из [24,25] (открытые кружки). Все эти системы имеют орбитальные периоды от 2 до 14 дней и они еще не достигли фазы обмена массой между компонентами.

Как видно из рис.5, в отличие от постепенного, монотонного увеличения He/H, наблюдаемого у одиночных горячих звезд (рис.3 и 4), у компонентов тесных двойных систем в течение первой половины эволюции на ГП ( $t/t_{MS} < 0.5$ ) сохраняется низкое (исходное) содержание гелия. Затем на коротком промежутке  $t/t_{MS}$  от 0.5 до 0.7 происходит резкое повышение He/H примерно в два раза, после которого величина He/H до конца стадии ГП остается на этом повышенном уровне.

*Для современной теории такое скачкообразное повышение He/H в атмосфере в середине стадии ГП представляет загадку.*

Необходимы расчеты перемешивания на ГП не только для одиночных

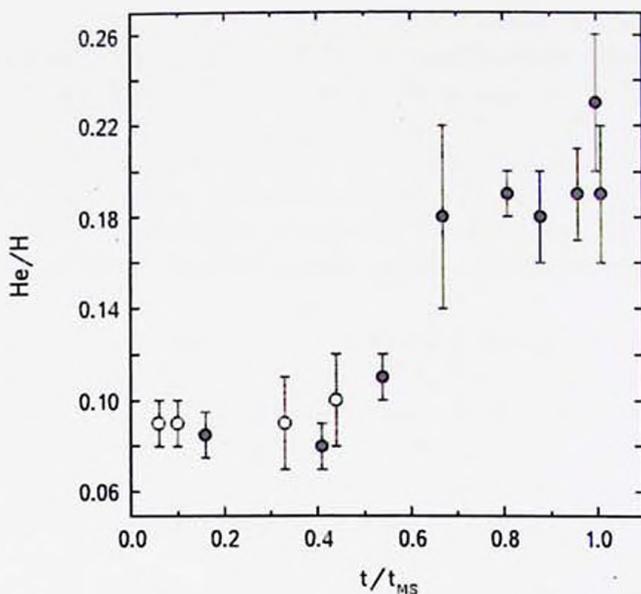


Рис.5. Зависимость He/H от относительного возраста для ранних В-звезд и О-звезд ГП, являющихся компонентами тесных двойных систем.

звезд, но и для компонентов тесных двойных систем, где наряду с вращением, по-видимому, следует учитывать приливное взаимодействие компонентов.

4.3. *Гелий в атмосферах химически некулярных звезд.* Особый интерес в течение уже нескольких десятилетий вызывают химически некулярные звезды (CP-звезды) спектральных типов А, В и F, у которых наблюдаются сильные отличия в содержаниях элементов от звезд с нормальным (солнечным) химическим составом. Содержание гелия у них тоже показывает аномалии. Список пяти типов CP-звезд представлен в табл.3, взятой из [2]; здесь для каждого типа указаны характерные интервалы значений  $T_{eff}$  и He/H, известные из литературы. По-видимому, все эти звезды находятся на стадии ГП.

В классе В наблюдаются два типа CP-звезд с разными аномалиями гелия: звезды "He-strong" (He-s или He-r = He-rich) с усиленными линиями гелия и звезды "He-weak" (He-w) с ослабленными линиями гелия. Для первого типа наблюдается повышенное содержание гелия  $He/H \approx 0.3 - 1.0$ , а для второго, напротив, пониженное содержание гелия  $He/H \approx 0.005 - 0.05$ . Интересно, что в области температур  $T_{eff}$  между 17000 и 25000 К на стадии ГП одновременно наблюдаются три разных типа В-звезд: He-s, He-w и нормальные В-звезды. Этот феномен остается одной из нерешенных проблем CP-звезд.

Очевидно, что объяснение аномального содержания гелия у CP-звезд следует искать совместно с объяснением других особенностей химического

Таблица 3

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ  $T_{\text{eff}}$  И СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ He/H, ХАРАКТЕРНЫЕ ДЛЯ ПЯТИ ТИПОВ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД [2]

Тип звезд	Область $T_{\text{eff}}$ (приблизительно)	Диапазон значений He/H
He-strong	17000-32000	0.3-10
He-weak	13000-25000	0.05-0.005
HgMn	10000-14000	0.05-0.005
Am	7300-10000	0.03-0.006
Магнитные Ap	7500-11000	< 0.05

состава этих объектов, включая следующие:

1) Для магнитных Ap-звезд и звезд типов Am и HgMn хорошо известен тренд в поведении химических аномалий: избытки элементов в среднем растут с увеличением атомного номера  $Z$  (см., например, [26]). Если для легких элементов эти избытки обычно малы или даже имеют знак "минус", то с повышением  $Z$  они возрастают вплоть до 6-7 dex для самых тяжелых элементов [27].

2) Для CP-звезд, показывающих значительные магнитные поля (Ap, He-s и некоторые звезды He-w), характерно неоднородное распределение элементов по поверхности звезды. Пятна одних элементов, в том числе пятна гелия и лития, располагаются в области магнитных полюсов, пятна других элементов либо концентрируются к магнитному экватору, либо вовсе не показывают какой-либо системы в своих положениях.

3) Характерной особенностью CP-звезд является стратификация элементов, т.е. сильная зависимость их содержаний от глубины. При этом разные элементы могут показывать принципиально разное поведение: у одних обнаруживаются сильные избытки в высоких слоях атмосферы, а у других, напротив, в этих слоях наблюдается дефицит при нормальном или повышенном содержании в более глубоких слоях (это зависит не только от элемента, но и от конкретного типа CP-звезды).

В качестве основного объяснения перечисленных особенностей химического состава CP-звезд предлагается гипотеза диффузии. Это означает, что указанные особенности не связаны с термоядерными процессами в недрах звезды, а являются результатом диффузии атомов в ее поверхностных слоях, происходящей под действием двух противоположно направленных сил - гравитации и давления излучения. В магнитных CP-звездах добавляется еще действие магнитного поля.

Детальные расчеты диффузии для какой-нибудь одной конкретной СР-звезды, которые смогли бы дать количественное объяснение всем наблюдаемым явлениям, включая общий тренд избытков всех наблюдаемых элементов с ростом  $Z$ , карту распределения пятен различных элементов по поверхности звезды и распределение разных элементов по глубине, является трудной задачей. Полностью она пока не решена ни для одной СР-звезды.

5. *Литий, бериллий и бор.* Литий, бериллий и бор представляют единую группу элементов с точки зрения эволюции, так как их выгорание в звездах происходит в одном и том же процессе - в реакции  $(p, \alpha)$ . Однако этот процесс начинается при разных температурах,  $T \sim 2.5, 3.5$  и  $5.0 \times 10^6$  К для Li, Be и B, соответственно. Следовательно для изменения наблюдаемого содержания Be и особенно B требуется более глубокое перемешивание, достигающее более горячих слоев звезды, чем для лития.

Отсюда следует заключение, что бериллий и бор являются гораздо менее чувствительными индикаторами эволюции, чем литий. Такой вывод подтверждают как наблюдения, так и теория. Например, расчеты [28] модели звезды с массой  $12 M_{\odot}$  и начальной скоростью вращения 100 км/с показали, что к концу ГП изменение содержания лития в атмосфере составляет  $-3.0$  dex, бериллия -  $-1.5$  dex и бора - только  $-0.5$  dex.

Имеются исключительно богатые публикации по литию, гораздо менее многочисленные по бериллию и сравнительно бедные по бору (для последних необходимы УФ наблюдения из космоса). Эти данные позволяют сделать некоторые интересные выводы.

5.1. *Особенности содержаний лития, бериллия и бора в атмосферах FGK-карликов диска Галактики.* Начальное содержание лития у звезд тонкого диска в окрестности Солнца составляет  $\log(\text{Li}) = 3.2$  [3]. Эта величина на порядок превышает "реликтовое" значение  $\log(\text{Li}) = 2.2$  ("литиевое плато"), найденное для старых карликов гало Галактики (см., раздел 2.2). Возникает вопрос: как мог появиться этот дополнительный литий в тонком диске?

Современные модели химической эволюции Галактики дают ответ на этот вопрос (см. [3]). Обогащение межзвездной среды литием (изотопом  ${}^7\text{Li}$ ) происходило за счет истечения или выбросов вещества из звезд следующих типов: маломассивные красные гиганты (до 40%), звезды АВГ (Асимптотическая Ветвь Гигантов) и новые. Около 20% изотопа  ${}^7\text{Li}$  (и 100% изотопа  ${}^6\text{Li}$ ) дали галактические космические лучи, которые порождали реакции скалывания (spallation reactions) на более тяжелых и гораздо более обильных ядрах атомов C, N и O в межзвездной среде.

Во время эволюции на стадии ГП содержание лития в атмосферах

карликов спектральных типов F, G и K заметно изменяется относительно начального значения  $\log\epsilon(\text{Li})=3.2$ . Этот процесс зависит от эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  (то есть фактически от массы  $M$ ) и от возраста, а именно: содержание Li понижается с возрастом, причем тем быстрее, чем меньше  $T_{\text{eff}}$  или  $M$ . В частности, для Солнца за время его жизни  $t=4.5$  млрд лет, как показывают современные оценки [1,29,30], приведенные в табл.4, содержание лития в атмосфере понизилось примерно в 140 раз относительно начального значения  $\log\epsilon(\text{Li})=3.2$ .

Таблица 4

СОВРЕМЕННЫЕ ОЦЕНКИ СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ 3D-МОДЕЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

$\log\epsilon(\text{Li})$	Работа
$1.05\pm 0.10$	Асплунд и др. [1]
$1.03\pm 0.03$	Каффау и др. [29]
$1.07\pm 0.02$	Монро и др. [30]

Особенно хорошо зависимость  $\log\epsilon(\text{Li})=3.2$  от  $T_{\text{eff}}$  обнаруживается при исследовании звезд одного скопления, так как их возраст приблизительно одинаков. Помимо тренда в содержании Li с  $T_{\text{eff}}$  у FGK-карликов старых скоплений, в частности, для скопления Гиалы (возраст  $\sim 700$  млн лет) был обнаружен еще один загадочный феномен: глубокий провал ("Li dip") в распределении содержания Li вблизи  $T_{\text{eff}} \approx 6600$  K [31].

На рис.6, взятом из [26], представлено распределение содержания Li для FGK-карликов Гиал, а также (для сравнения) для карликов более молодого скопления Плеяды, его возраст  $\sim 100$  млн лет. Видно, что в Плеядах тренд в содержании Li с понижением  $T_{\text{eff}}$  менее выражен, а литиевый провал вообще отсутствует.

Позже аналогичный провал ("Be dip") для звезд в Гиалах, но не столь глубокий, был обнаружен и для бериллия [32]. Интересно, что в более молодых рассеянных скоплениях Плеяды и  $\alpha$  Per ( $t \sim 100$  млн. лет) провал Be не обнаружен, в то время как в скоплении Coma Ber = Mel 111 ( $t \sim 500$  млн. лет) провал Be, сравнимый по глубине с провалом в Гиалах, присутствует [33]. Отсюда следует, что провал Be, как и провал Li, появляется у звезд ГП с массами  $M=1-2M_{\odot}$  в интервале возрастов от 100 до 500 млн лет.

Недавно Бюесгард и др. [34] получили новые данные для звезд в Гиалах, которые показали, что наряду с провалом лития и бериллия наблюдается также провал бора ("B dip"). Здесь содержание бора для нескольких звезд

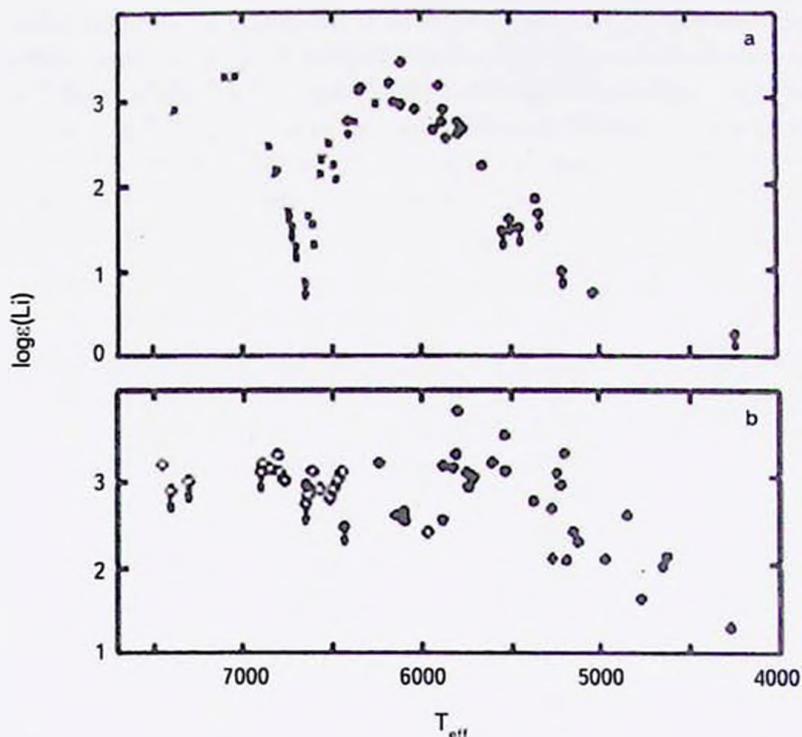


Рис.6. Распределение содержания лития по эффективной температуре для FGK-карликов скопления Гиалы (a) и Плеяды (b) [26].

было определено по УФ линии  $\text{VI } 2496.8 \text{ \AA}$  (наблюдения на HST). Глубина провала в этих трех случаях разная: более 2.0 dex для Li, около 1.0 dex для Be и 0.4 dex для B. Такое различие является вполне ожидаемым, так как из этих трех элементов, как уже отмечалось, наиболее чувствительным индикатором эволюции является литий, а менее чувствительными бериллий и особенно бор.

Провал в распределении содержаний Li, Be и B вблизи значения  $T_{\text{eff}} = 6600 \text{ K}$  у звезд в Гиадах, возможно, связан с отмеченным выше фактом (см. раздел 3), что как раз на этом значении  $T_{\text{eff}}$  у F-карликов в Гиадах наблюдается резкий спад в скорости вращения  $V$  от  $\sim 150$  до  $10 \text{ км/с}$  [34].

Изложенные выше проблемы можно было бы считать решенными, если бы какие-то модельные расчеты позволили воспроизвести наблюдаемое распределение содержаний Li, Be и B по  $T_{\text{eff}}$ , например, для звезд в Гиадах (как на рис.6). Однако такие расчеты пока не выполнены.

*Таким образом, понижение содержания лития и бериллия в атмосферах*

*FGK-карликов (включая Солнце, где  $Li$  понижен в 140 раз), а также тренд с  $T_{\text{eff}}$  и провал в содержаниях  $Li$ ,  $Be$  и  $B$  у звезд старых скоплений типа Гиад остается для теории нерешенной проблемой.*

### 5.2. Литий в атмосферах холодных гигантов и сверхгигантов.

Литию посвящено огромное число публикаций. Столь богатый материал позволяет, в отличие от бериллия и бора, обсуждать результаты о содержании  $Li$  не только для холодных карликов ГП, но и для звезд на более продвинутой стадии эволюции - стадии FGK-гигантов и сверхгигантов.

Как известно, эта стадия сопровождается глубоким конвективным перемешиванием (ГКП), в результате которого происходят значительные изменения в наблюдаемых содержаниях некоторых легких элементов (напомним, что такие изменения могут начаться уже на стадии ГП, если имело место перемешивание вследствие вращения). В частности, ГКП приводит к повышению содержания азота и понижению содержания углерода, а содержание лития в атмосфере может уменьшиться до необнаружимо малой величины. При этом, как отмечено в [3], изменения в содержании  $Li$  в фазе ГКП начинаются раньше, чем в содержаниях  $C$  и  $N$ .

Давно известна антикорреляция между содержаниями азота и углерода у FGK-гигантов и сверхгигантов; она обсуждается в разделе 6.3. Что касается лития, то большинство таких звезд вообще не показывает  $Li$  в своих спектрах. Таким образом, лития в атмосферах таких звезд мало или он полностью выгорел. Современные модели звезд с вращением вполне объясняют этот факт.

Иллюстрацией к сказанному могут служить результаты, полученные в работах [35] и [36]. В первой из них было получено содержание лития для 55 FGK-сверхгигантов и гигантов, во второй работе число таких звезд было увеличено до 146.

На рис.7 представлено содержание лития  $\log \epsilon(Li)$ , полученное в двух упомянутых работах, в зависимости от массы  $M$ . Открытыми значками показаны данные [35], заполненными значками - данные [36]. Треугольники соответствуют верхнему пределу величины  $\log \epsilon(Li)$  (то есть линия лития в спектрах таких звезд не наблюдается).

Эти эмпирические данные, а также данные теории показывают, что FGK-сверхгиганты и гиганты по содержанию лития разделяются на две группы с массами  $M \leq 6M_{\odot}$  и  $M > 6M_{\odot}$ .

Для звезд с  $M \leq 6M_{\odot}$  наблюдается большой разброс в содержаниях  $Li$  от начального значения  $\log \epsilon(Li) = 3.2$  до необнаружимо малых значений  $\log \epsilon(Li) < 1$ . Такой большой разброс связан с очень высокой чувствительностью атмосферного содержания  $Li$  к начальной скорости вращения  $V_0$ . Изменения могут начаться

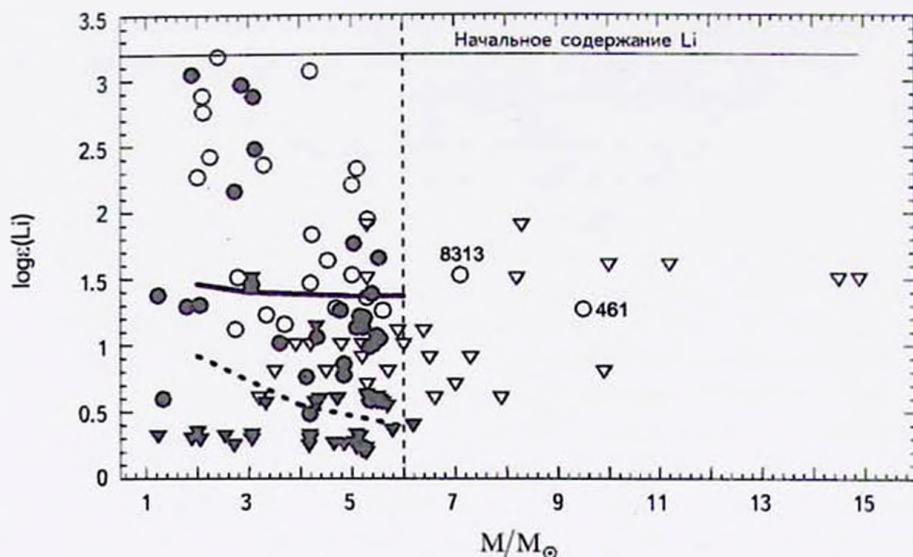


Рис.7. Содержание лития как функция массы  $M$  для FGK-сверхгигантов и гигантов. Открытые значки соответствуют 55 звездам из [35], заполненные значки - дополнительной 91 звезде из [36]. Треугольники - верхний предел  $\log_e(\text{Li})$ . Сплошная и штриховая линии - результаты расчетов при  $V_0 = 0$  и 50 км/с, соответственно.

уже к концу стадии ГП даже при небольших значениях  $V_0 \sim 50$  км/с. Как показывают расчеты, при  $V_0 = 100$  км/с содержание Li в конце ГП падает на 3-4 dex, т.е. становится необнаружимым (при этом содержания C и N в атмосфере практически не меняются). Изменения в содержании Li на стадии FGK-гиганта/сверхгиганта к концу фазы ГКП даже при  $V_0 = 0$  и 50 км/с достаточно велики (см. рис.7, сплошная и штриховая линии, соответственно).

Для звезд с  $M > 6 M_\odot$  ситуация проще: здесь наблюдаются только низкие содержания Li (рис.7); в большинстве случаев линия Li в спектре совсем отсутствует. Напомним, что большинство (~80%) таких сравнительно массивных звезд имеет на стадии ГП скорости вращения менее 150 км/с (см. раздел 2). К концу ГП, согласно расчетам звездных моделей, при  $V_0 \approx 50 - 100$  км/с в атмосферах таких звезд весь литий должен практически исчезнуть. Более того, даже при  $V_0 = 0$  км/с у таких звезд вскоре после выхода из стадии ГП происходит резкое падение содержания Li [35]. Таким образом, у всех звезд с  $M > 6 M_\odot$  еще до их прихода в фазу красного гиганта/сверхгиганта практически весь литий должен выгореть. Из рис.7 видно, что две звезды этой группы, сверхгиганты HR 461 (K0 Ia) и HR 8313 (G5 Ib), у которых детектирован литий на уровне  $\log_e(\text{Li}) \sim 1.5$ , находятся в противоречии с теорией.

Итак, современные теоретические модели с вращением вполне объясняют отсутствие лития в атмосферах большинства FGK-гигантов и сверхгигантов. Они могут объяснить содержания лития  $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 1-2$  для звезд с массами  $M \leq 6 M_{\odot}$ . Однако в той же группе  $M \leq 6 M_{\odot}$  наблюдаются звезды, богатые литием, с содержаниями  $\log \epsilon(\text{Li}) \geq 2$ ; в большинстве случаев они представляют загадку для теории. В группе  $M > 6 M_{\odot}$ , как отмечено выше, противоречит теории детектируемый литий у холодных сверхгигантов HR 461 и HR 8313.

**5.3. Загадка гигантов, богатых и сверхбогатых литием.** Гиганты и сверхгиганты, богатые литием (у них  $\log \epsilon(\text{Li}) \geq 2$ ), привлекают повышенный интерес, так как в своем большинстве они не находят объяснения в рамках стандартной теории эволюции звезд. Такие объекты составляют очень малую часть всех FGK-гигантов и сверхгигантов - по разным данным от 1 до 3%. Тот факт, что таких звезд мало, может свидетельствовать либо об очень короткой продолжительности этой фазы эволюции, либо о необычном сценарии их происхождения.

Следуя наметившейся в литературе тенденции, можно разделить такие звезды на два подтипа - гиганты, просто богатые литием ("Li-rich giants") и гиганты, сверхбогатые литием ("super Li-rich giants"). Принципиальное различие в содержаниях Li между этими двумя группами состоит в том, что для гигантов "Li-rich" величина  $\log \epsilon(\text{Li})$  не превышает начального значения  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ , в то время как у гигантов "super Li-rich", показывающих содержания  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.5 - 4.3$ , это значение существенно превышено. Установлено, что гиганты и сверхгиганты обоих типов имеют массы  $M < 6 M_{\odot}$ . Такой вывод был получен в [35] на основе анализа всех доступных литературных данных.

Какая-то часть гигантов типа "Li-rich", как показывают модели вращающихся звезд, может быть потомками В-звезд ГП с небольшими начальными скоростями вращения 0-50 км/с (при условии, что эти звезды после завершения стадии ГП еще не прошли фазу ГКП). Остальные гиганты типа "Li-rich" и все гиганты типа "super Li-rich" совершенно необъяснимы в рамках стандартной теории звездной эволюции. Следует отметить, что многие из этих звезд уже прошли фазу ГКП, на что указывает низкое отношение изотопов углерода  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  в их атмосферах (см. [3]); в этом случае весь литий в их атмосферах должен был бы выгореть.

В объяснении звезд, богатых литием, конкурируют две гипотезы. Первая из них - это нелавный синтез лития после ГКП в результате механизма Кэмерона-Фаулера [37]. Он включает следующие реакции:  $^3\text{He} + \alpha \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ ;  $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$ , т.е. из  $^3\text{He}$  через  $^7\text{Be}$  синтезируются атомы  $^7\text{Li}$ . В механизме Кэмерона-Фаулера важную роль должна играть конвекция, которая

способствует быстрому выносу  ${}^7\text{Be}$  в более холодные слои атмосферы. В отличие от звезд АВГ с массами  $M \approx 4 - 6 M_{\odot}$ , где для выноса  ${}^7\text{Be}$  в верхние слои достаточно обычной конвекции, в случае гигантов с  $M \approx 1 - 2 M_{\odot}$ , принадлежащих ВКГ (Ветвь Красных Гигантов), требуется дополнительное перемешивание (extra mixing).

Вторая гипотеза - это захват звездой планеты-гиганта с массой Юпитера или больше. Эта гипотеза в последние годы обсуждается все более активно; это объясняется тем, что быстро растущее число вновь открытых экзопланет подтверждает, что существование планетных систем около холодных гигантов - достаточно распространенное явление. Кроме того, как показали расчеты, в формирующихся планетных системах имеет место миграция планет, в результате которой какая-то планета может быть захвачена звездой.

Интересно, что такой захват может: 1) включить упомянутый механизм Кэмерона-Фаулера и 2) заметно повысить скорость вращения звезды (у некоторых гигантов типа "Li-rich" действительно наблюдаются аномально высокие скорости вращения, до  $\sim 100$  км/с, совершенно нетипичные для FGK-гигантов).

Гипотеза захвата звездой планеты-гиганта продолжает активно разрабатываться. В частности, недавно в работе [38] были рассчитаны последствия падения на красный гигант планеты с массой до 15 масс Юпитера; оказалось, что содержание лития на поверхности звезды может повыситься до величины  $\log_e(\text{Li}) \approx 2.2$  (без учета эффекта extra mixing). Поскольку этого явно недостаточно для объяснения содержания Li у большинства гигантов "Li-rich", в расчетах следует учитывать действие механизма Кэмерона-Фаулера вместе с extra mixing.

6. *Углерод, азот и кислород.* Эти три элемента участвуют в CNO-цикле, который на стадии ГП является основным источником энергии у звезд с массами  $M > 2 M_{\odot}$ . Изменения в содержаниях C, N и O у звезд, находящихся на разных стадиях эволюции, уже не одно десятилетие привлекают повышенный интерес исследователей. Линии этих трех элементов наблюдаются в широком диапазоне спектральных типов от O до M. В частности, в спектрах горячих звезд видны линии C II, N II и O II. Максимальной интенсивности они достигают в спектрах ранних В-звезд.

6.1. *C, N и O в атмосферах ранних В- и поздних O-звезд.* Длительное время для ранних В-звезд ГП разные авторы получали по линиям C II, N II и O II пониженные содержания C, N и O (относительно Солнца). Постепенно это разногласие удалось почти ликвидировать, благодаря: 1) более точным оценкам содержаний C, N и O для В-звезд ГП и 2) уточнению содержаний C, N и O для Солнца на основе нестационарных

гидростатических 3D-моделей солнечной атмосферы. Тем не менее, для углерода значимое различие осталось.

Исследования последних лет показали, что молодые звезды в окрестности Солнца имеют в среднем такую же металличность, как и Солнце; это было показано для содержаний N, O, Mg, Si, Fe, Cr и Ti. Поэтому дефицит углерода у ранних В-звезд вряд ли можно признать реальным. Скорее можно предположить, что имеют место какие-то дефекты в расчетах линий C II.

Вычисления линий C II, N II и O II для ранних В-, а также О-звезд основаны на стандартных плоско-параллельных моделях звездных атмосфер. Их адекватность вызывает сомнения, так как они: 1) не могут объяснить наблюдаемое рентгеновское излучение от таких звезд, 2) сильно занижают УФ поток в области  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  (континуум H I) и особенно в области  $\lambda < 504 \text{ \AA}$  (континуум He I); но именно это УФ излучение контролирует фотоионизацию ионов C II, N II и O II. Подтверждением служат УФ наблюдения двух ранних В-звезд,  $\beta$ CMa (B1 II-III) и  $\epsilon$ CMa (B2 II), с помощью спутника EUVE. Наблюдаемый поток оказался больше теоретического на два порядка при  $\lambda < 504 \text{ \AA}$  и в несколько раз при  $\lambda < 912 \text{ \AA}$ .

В работе [39] сделан вывод, что в атмосферах ранних В- и поздних О-звезд, по-видимому, имеет место сверхионизация ионов C II, N II и O II, которая не учитывается в обычных расчетах. Она становится заметной при температурах  $T_{\text{eff}} > 18500 \text{ K}$  в случае линий C II и при  $T_{\text{eff}} > 26000 \text{ K}$  в случае линий N II и O II. Пренебрежение этим эффектом для столь горячих звезд может занижать содержания C, N и O на 0.2 dex. Если при определении содержания углерода рассматривать только В-звезды с температурами  $T_{\text{eff}} < 18500 \text{ K}$ , то отмеченный выше дефицит углерода относительно Солнца исчезает.

В некоторых современных работах авторы решают проблему сверхионизации у В-звезд ГП неявным образом, фактически учитывая это явление при определении базисных параметров таких звезд - эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  и ускорения силы тяжести  $\log g$ . В отличие от традиционной методики определения  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ , которая основана на применении фотометрических индексов и бальмеровских линий, эти авторы базируются исключительно на рассмотрении ионизационного баланса для линий некоторых легких элементов, в частности, линий C II-III, O I-II и Ne I-II (см., например, [40]). Это означает, что для каждой звезды подбираются такие значения  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ , для которых содержания данного элемента, найденные для двух соседних стаций ионизации, должны совпадать. Параметры  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ , определенные таким методом, оказались систематически завышенными:  $T_{\text{eff}}$  до 2300 K и  $\log g$  до 0.5 dex. За счет такого увеличения  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$  повышается степень ионизации в расчетах и тем самым искусственно снимается проблема сверхионизации. Однако возникает другая проблема: систематическое расхождение

между значениями  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ , полученными принципиально разными методами.

Чтобы решить проблему сверхионизации для горячих звезд, при исследовании содержаний С, N и O в их атмосферах следует перейти к применению более реалистичных моделей атмосфер: это подразумевает переход от плоскопараллельных моделей к сферическим моделям, а также учет звездного ветра и магнитного поля, которое наблюдается у ряда O- и B-звезд. В этой связи интересно отметить, что у двух упомянутых выше B-гигантов с сильным избытком УФ излучения,  $\beta$  CMa и  $\epsilon$  CMa, недавно было обнаружено магнитное поле  $\sim 100$  Гс [41].

6.2. *Отношение N/O в атмосферах ранних B-звезд.* Из предыдущего раздела следует вывод: в случае ранних B-звезд ГП из трех отношений - N/C, C/O и N/O, которые рассматриваются в качестве индикаторов звездной эволюции, с доверием следует относиться только к величине N/O, так как она оказалась нечувствительной к сверхионизации ионов N II и O II. Величины N/C и C/O, куда входит углерод, напротив, для звезд с эффективными температурами  $T_{\text{eff}} > 18500$  К могут содержать систематические ошибки из-за неучтенной сверхионизации ионов C II.

В работе [42] для 46 ранних звезд ГП была определена величина  $[N/O]$  - отношение N/O, нормированное к исходному значению (в логарифмической шкале). На рис.8 показана найденная в этой работе зависимость  $[N/O]$  от массы  $M$  для тех звезд, которые находятся в конце стадии ГП (их относительный возраст  $t/t_{\text{ff}} = 0.70 - 1.02$ ). Здесь же сплошными линиями представлены результаты модельных расчетов [14] для трех значений начальной угловой скорости вращения  $\Omega$  относительно критической скорости  $\Omega_{\text{crit}}$ . Рядом с каждой кривой, наряду с относительной угловой скоростью  $\Omega/\Omega_{\text{crit}}$ , указано соответствующее значение линейной скорости  $V_0$  (это среднее значение, так как  $V_0$  зависит от массы  $M$ ).

Из рис.8 видно, что большинство звезд в конце ГП показывает сравнительно низкие значения  $[N/O] \leq 0.3$  и им с точки зрения теории соответствуют модели с  $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0$  и 0.3 (или  $V_0$  от 0 до 130 км/с). Для четырех звезд (18%) с наиболее высокими значениями  $[N/O] = 0.40 - 0.77$  (их номера HR указаны на рис.8) хорошо подходят модели с  $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.5$  и 0.7 ( $V_0 \approx 220 - 300$  км/с). Эти результаты хорошо согласуются с приведенными в разделе 3 данными о скоростях вращения ранних B-звезд ГП, а именно: около 80% таких звезд имеют скорости 0-150 км/с и только 20% - скорости 200-400 км/с (18% на рис.8).

Это исследование отношения N/O в ранних B-звездах ГП показывает, что для элементов С, N и O, по крайней мере в данном конкретном случае, имеет место согласие между результатами наблюдений и предсказаниями

теории. В следующем разделе будет представлен другой пример согласия между наблюдениями и теорией относительно содержаний С, N и O.

### 6.3. Анतिकорреляция "азот-углерод" для AFG-сверхгигантов.

Как уже отмечалось, после завершения стадии ГП ранние В-звезды быстро переходят в стадию А-, F-, G- и K-сверхгигантов и гигантов. При достижении

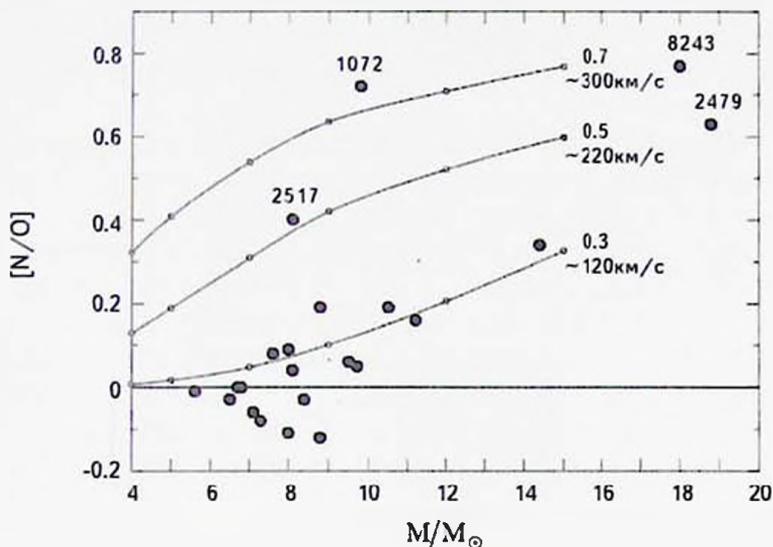


Рис.8. Зависимость величины  $[N/O]$  от массы  $M$  для В-звезд, находящихся в конце стадии ГП ( $t/t_{\text{ГП}} = 0.70-1.02$ ) [42]. Сплошные линии соответствуют теоретическим зависимостям, основанным на модельных расчетах [14] для трех значений начальной угловой скорости вращения  $\Omega/\Omega_{crit} = 0.3, 0.5$  и  $0.7$ .

температуры  $T_{\text{eff}} \leq 5900$  К в таких звездах начинается глубокое конвективное перемешивание (ГКП), которое приводит к дальнейшему усилению аномалий С, N и O на поверхности, появившихся во время стадии ГП, в частности, дефицита С и избытка N. Отметим, что для этих относительно холодных звезд содержания С, N и O определяются по линиям C I, N I и O I.

Уже более 30 лет известна антикорреляция "азот-углерод" для А-, F- и G-сверхгигантов (см., например, [43]). Качественно такая антикорреляция была понятна: во время CNO-цикла внутри звезды атомы  $^{12}\text{C}$  перерабатываются в  $^{14}\text{N}$ , поэтому дефицит углерода должен сопровождаться избытком азота. Однако количественная интерпретация этой зависимости была невозможна, пока теоретики от моделей звезд без вращения не перешли к расчетам моделей вращающихся звезд.

На рис.9 из работы [44] наблюдаемая антикорреляция "азот-углерод" для AFG-сверхгигантов сравнивается с расчетами [28] поверхностных содержаний

N и C для модели с массой  $M = 12 M_{\odot}$  при разных начальных скоростях вращения  $V_0$  (отметим, что соотношение между N и C в моделях слабо зависит от массы  $M$ ). На верхней панели расчеты соответствуют концу стадии ГП, на нижней - окончанию ГКП в стадии AFG-сверхгигантов. Значения скорости  $V_0$  указаны рядом с узловыми точками.

Из рис.9 следует важный вывод: *антикорреляция "азот-углерод" отражает главным образом зависимость аномалий N и C от начальной скорости вращения  $V_0$* . Этот факт можно было установить только с помощью расчетов моделей вращающихся звезд.

На рис.9 обращает на себя внимание скопление точек в выделенном сером квадрате. Имеются два возможных объяснения этого "облака": 1) либо это звезды после ГП с начальными скоростями  $V_0 \sim 200 - 250$  км/с (верхняя панель), 2) либо это сверхгиганты и гиганты, близкие к окончанию ГКП, имевшие  $V_0 \sim 0 - 150$  км/с (нижняя панель). Если вспомнить, что 80% звезд таких масс ( $M \approx 5 - 20 M_{\odot}$ ) в начале своей эволюции имели скорости вращения  $< 150$  км/с (см. раздел 3), становится ясно, что подавляющее большинство звезд в указанном облаке - это сверхгиганты и гиганты в конце ГКП.

Рис.9 (наряду с рис.8 в предыдущем разделе) иллюстрирует несомненный успех теории в объяснении наблюдаемых содержаний C, N и O. В этой связи следует отметить, что многолетние расчеты моделей вращающихся звезд, по-видимому, были нацелены прежде всего на объяснение наблюдений именно C, N и O. Как видно из предыдущих разделов данного обзора, в отношении более легких элементов такое согласие между теорией и наблюдениями перелко отсутствует. В частности, как отмечалось выше, те же модельные расчеты, которые оказались успешными в случае C, N и O, не могут объяснить наблюдаемое повышение содержания гелия у ранних В-звезд ГП.

**7. Заключение.** В обзоре рассмотрены первые восемь элементов периодической системы химических элементов - H, He, Li, Be, B, C, N и O. Примечательно, что все эти элементы первоначально были синтезированы в Большом Взрыве. Приведены первичные содержания изотопов этих элементов, рассчитанные на основе СМБВ (Стандартная Модель Большого Взрыва). Для первичных содержаний изотопов водорода и гелия (дейтерий,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ ) имеет место отличное согласие между СМБВ и наблюдательными данными, однако в случае лития (изотоп  $^7\text{Li}$ ) между теорией и наблюдениями существует расхождение 0.5 dex. Этот факт получен из наблюдений старых звезд гало Галактики, для которых обнаружены две особенности, пока не нашедшие объяснения в теории: "литиевое плато" с содержанием лития  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 2.2$  (именно эта величина на 0.5 dex меньше предсказания СМБВ), а также существенное понижение этой величины для ряда звезд.

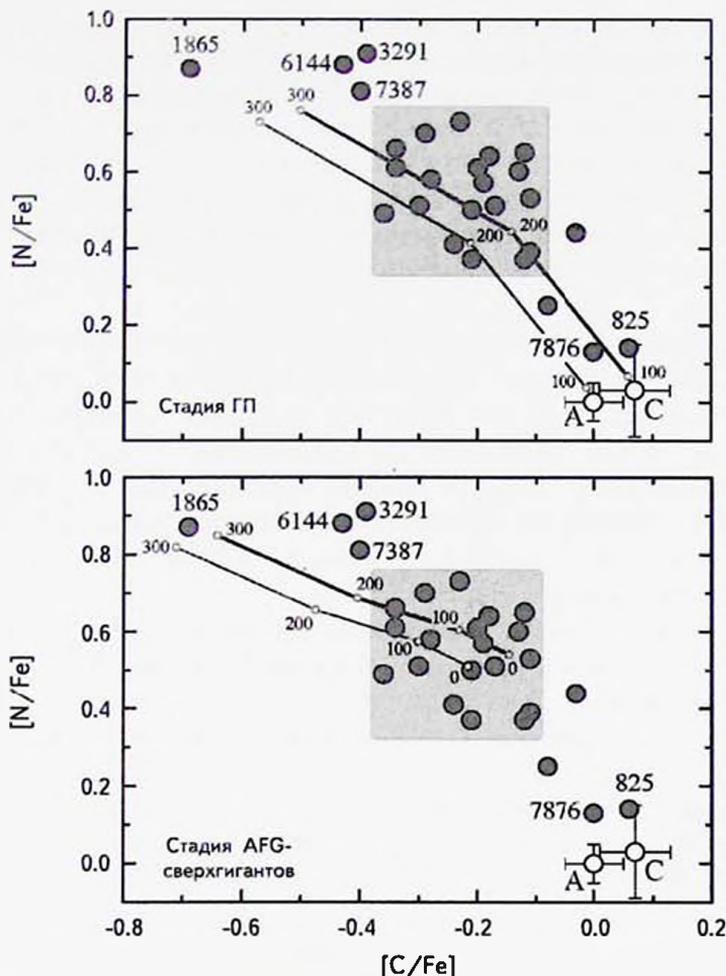


Рис.9. Наблюдаемая зависимость "азот-углерод" для AFG-сверхгигантов в сравнении с расчетами для модели  $M = 12 M_{\odot}$  при начальных скоростях вращения от 0 до 300 км/с [44]. Точки А и С - солнечные содержания N и C в соответствии с данными [1] и [29].

Содержание легких элементов в атмосферах звезд зависит от начальной скорости вращения, поэтому рассмотрены типичные скорости вращения молодых звезд на стадии ГП. Отмечено, что, в отличие от традиционных представлений, современные данные для горячих звезд (классы В и О) указывают на большое число (около 80%) звезд с невысокими скоростями вращения  $\leq 150$  км/с; этот факт играет важную роль в интерпретации наблюдаемых содержаний легких элементов.

Учитывая обилие данных о содержаниях легких элементов в звездах, основной акцент сделан на некоторых нерешенных проблемах, включая

следующие:

**Гелий.** Содержание гелия  $\text{He}/\text{H}$  у ранних В-звезд ГП показывает увеличение с возрастом, причем для самых массивных звезд с массами  $M = 12 - 19 M_{\odot}$  величина  $\text{He}/\text{H}$  повышается к концу ГП более чем в два раза. Теоретические модели звезд, в которых учитывается перемешивание, индуцированное вращением, не могут объяснить столь значительное повышение  $\text{He}/\text{H}$ . Представляет загадку для теории скачкообразное повышение величины  $\text{He}/\text{H}$  в середине стадии ГП у В- и О-звезд, являющихся компонентами тесных двойных систем.

Аномальное содержание гелия (а также лития) в атмосферах химически peculiарных звезд ГП, включая магнитные звезды (типы He-s, He-w, HgMn, Am и магнитные Ap), пытаются объяснить на основе диффузии атомов в поверхностных слоях. Подчеркнуто, что гипотеза диффузии должна одновременно объяснять и другие особенности химического состава таких звезд, а именно: общий тренд избытков элементов с ростом атомного номера  $Z$ , распределение пятен различных элементов на поверхности звезды и распределение разных элементов по глубине.

**Литий, бериллий и бор.** Выгорание этих элементов происходит в одной и той же реакции ( $p, \alpha$ ), но при разных температурах (соответственно, 2.5, 3.5 и  $5 \times 10^6$  K), поэтому они совершенно по-разному проявляют себя как индикаторы звездной эволюции; это подтверждают как наблюдения, так и теория. Для FGK-карликов не получил объяснения тренд содержаний Li, Be и B с понижением  $T_{\text{эф}}$  а также провал в распределении содержаний этих элементов на  $T_{\text{эф}} \sim 6600$  K в Гиадах и других старых скоплениях. Особый интерес вызывают FGK-гиганты и сверхгиганты, богатые литием (у них  $\log \epsilon(\text{Li}) \geq 2$ ). Большинство их не находит объяснения в рамках стандартной теории звездной эволюции, поэтому привлекаются нестандартные гипотезы: недавний синтез лития в звезде и захват звездой гигантской планеты с массой Юпитера и больше.

**Углерод, азот и кислород.** Сделан вывод, что в случае ранних В- и поздних О-звезд ГП имеет место сверхионизация ионов C II, N II и O II, неучтенная в расчетах, основанных на стандартных моделях атмосфер. С другой стороны, для ранних В-звезд ГП получено хорошее согласие между наблюдаемыми значениями отношения N/O и расчетами моделей вращающихся звезд. В полном соответствии с наблюдаемыми скоростями вращения таких молодых звезд, величина N/O к концу стадии ГП показывает повышение на 0.4-0.8 dex лишь для небольшой части (~20%) звезд с достаточно высокими начальными скоростями вращения 200-400 км/с.

Получено количественное объяснение известной антикорреляции "азот-углерод" у AFG-гигантов и сверхгигантов: оно отражает зависимость аномалий

N и C от начальной скорости вращения  $V_0$ . Отмечено, что те же расчеты моделей вращающихся звезд, которые оказались успешными в случае C, N и O, не могут объяснить наблюдаемое повышение содержания гелия у ранних В-звезд ГП.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН,  
e-mail: lyub@crao.crimea.ru

## REVIEWS

### LIGHT CHEMICAL ELEMENTS IN STARS: MYSTERIES AND UNSOLVED PROBLEMS

L.S.LYUBIMKOV

First eight elements of the periodical system of chemical elements are considered: H, He, Li, Be, B, C, N and O. They are named key elements, considering their important role in stellar evolution. Remarkably that they all have been initially synthesized in the Big Bang. Primordial abundances of isotopes of these elements computed on the basis of SMBB (the Standard Model of Big Bang) are presented in the review. A good agreement between SMBB and the observed primordial abundances of the hydrogen and helium isotopes D,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  is noted; but for lithium (the  $^7\text{Li}$  isotope) the discrepancy  $\sim 0.5$  dex takes place between SMBB and observations of old stars from the halo of the Galaxy that was not explained yet. The abundances of light elements in stellar atmospheres depend on the initial rotational velocity, so typical rotational velocities of young stars on the Main Sequence (MS) stage are discussed. Since data on the light element abundances in stars are very numerous, we put the accent mainly on some unsolved problems. The helium abundance He/H in early B-type MS stars shows an increment with the age; in particular, for the most massive B stars with masses  $M = 12 - 19 M_{\odot}$  the He/H value increases more than two times by the MS end. Theoretical models of rotating stars cannot explain such a steep enhancement of He/H. For early B- and late O-type MS stars that are components of close binary systems the He/H value shows a sharp jump in the middle of the MS stage, which is a mystery for the theory. The anomalous helium (and lithium) abundance in atmospheres of chemically peculiar stars (He-s, He-w, HgMn, Ap and Am types) is explaining on the basis of atom diffusion in surface layers of stars, but this

hypothesis cannot explain so far all features in chemical abundances of such stars. The lithium, beryllium and boron abundances show a trend with decrease of effective temperature  $T_{\text{eff}}$ , as well as a dip at  $T_{\text{eff}} \sim 6600$  K in the Hyades and other old clusters. Both these phenomena are unsolved problems. In the case of lithium the Li-rich FGK-giants and supergiants (with  $\log \epsilon(\text{Li}) \geq 2$ ) are of special interest. Most of them cannot be explained by the standard theory of stellar evolution, so non-standard hypothesis are attracted: the recent lithium synthesis in a star and the engulfment by a star of a giant planet with the mass like Jupiter or greater. An analysis of the carbon, nitrogen and oxygen abundances for early B- and late O-type MS stars leads to the conclusion that there is an over-ionization of the C II, N II and O II ions in their atmospheres. For early B-type MS stars a good agreement is found between the observed values of the N/O ratio and the computed ones from models of rotating stars. A quantitative explanation of the known anti-correlation "nitrogen-carbon" for FGK-giants and supergiants is obtained; it reflects a dependence of the N and C anomalies on the initial rotational velocity  $V_0$ . However, the same models of rotating stars, which seem to be successful in the case of C, N and O, cannot explain the observed helium enrichment in early B-type MS stars.

Key words: *stars: chemical composition: stellar rotation: stellar evolution*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Asplund, N.Grevesse, A.J.Sauval et al.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **47**, 481, 2009.
2. *Л.С.Любимков*, Кинематика и Физика Небесных Тел, **26**, 32, 2010. (Kinematics and Physics of Celestial Bodies, **26**, 169, 2010).
3. *Л.С.Любимков*, Астрофизика, **59**, 459, 2016. (Astrophysics, **59**, 411, 2016).
4. *A.Coc, S.Goriely, Y.Xu et al.*, Astrophys. J., **744**, 158, 2012.
5. *R.J.Cooke, M.Pettini, R.A.Jorgenson et al.*, Astrophys. J., **781**, id. 31, 2014.
6. *Y.I.Izotov, T.X.Thuan, N.G.Guseva*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **445**, 778, 2014.
7. *T.Bania, R.Rood, D.Balser*, Nature, **415**, 54, 2002.
8. *M.Spite, F.Spite, P.Bonifacio*, Mem. Soc. Astron. Italiana Suppl., **22**, 9, 2012.
9. *M.Spite, F.Spite, E.Caffau et al.*, Astron. Astrophys., **582**, A74, 2015.
10. *F.Spite, M.Spite*, Astron. Astrophys., **115**, 357, 1982.
11. *R.H.Cybur, B.D.Fields, K.A.Olive et al.*, Modern Physics, **88**, id. 015004, 2016.
12. *P.Bonifacio, L.Sbordone, E.Caffau et al.*, Astron. Astrophys., **542**, A87, 2012.

13. *A.Maeder*, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*. Springer, Berlin, 2009.
14. *C.Georgy, S.Ekstrom, A.Granada et al.*, *Astron. Astrophys.*, **553**, A24, 2013.
15. *К.У.Аллен*, *Астрофизические величины* (3 изд.), М., Мир, 1977, (*Astrophysical Quantities* (3 ed.), London, Athlone Press, 1973).
16. *И.А.Аби, И.Левато, М.Гроссо*, *Astrophys. J.*, **573**, 359, 2002.
17. *S.Simon-Diaz, A.Herrero*, *Astron. Astrophys.*, **562**, A135, 2014.
18. *G.A.Bragança, S.Daflon, K.Cunha et al.*, *Astron. J.*, **144**, 130, 2012.
19. *J.Zorec, F.Royer*, *Astron. Astrophys.*, **537**, A120, 2012.
20. *Л.С.Любимков*, *Письма в Астрон. ж.*, **1**, 11, 29, 1975.
21. *Л.С.Любимков*, *Астрофизика*, **13**, 139, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 71, 1977).
22. *L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **351**, 745, 2004.
23. *L.S.Lyubimkov*, *Astrophys. Space Sci.*, **243**, 329, 1996.
24. *E.Sturm, K.P.Simon*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 93, 1994.
25. *K.P.Simon, E.Sturm, A.Fiedle*, *Astron. Astrophys.*, **292**, 507, 1994.
26. *Л.С.Любимков*, *Химический состав звезд: метод и результаты анализа*. Одесса, Астропринт, 1995, (*Chemical Composition of Stars: Method and Results of Analysis*, Odessa, Astroprint, 1995).
27. *Л.С.Любимков*, *Известия Крым. Астрофиз. Obs.*, **110**, 6, 2014, (*Bull. Crimean Astrophys. Obs.*, **110**, 9, 2014).
28. *A.Heger, N.Langer*, *Astrophys. J.*, **544**, 1016, 2000.
29. *E.Caffau, H.-G.Ludwig, M.Steffen et al.*, *Solar. Phys.*, **268**, 255, 2011.
30. *T.W.R.Monroe, J.Meléndez, I.Ramirez et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **774**, L32, 2013.
31. *A.M.Boesgaard, M.Tripicco*, *Astrophys. J.*, **302**, L49, 1986.
32. *A.M.Boesgaard, J.R.King*, *Astrophys. J.*, **565**, 587, 2002.
33. *A.M.Boesgaard*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, **336**, 39, 2005.
34. *A.M.Boesgaard, M.G.Lum, C.P.Deliyannis et al.*, *Astrophys. J.*, **830**, id. 49, 2016.
35. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, B.M.Kaminsky et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **427**, 11, 2012.
36. *Л.С.Любимков, Д.В.Петров*, *Астрофизика*, **60**, 359, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 333, 2017).
37. *A.G.W.Cameron, W.A.Fowler*, *Astrophys. J.*, **164**, 111, 1971.
38. *C.Aguilera-Gómez, J.Chanamé, M.H.Pinsonneault et al.*, *Astrophys. J.*, **829**, id. 127, 2016.
39. *Л.С.Любимков*, *Астрофизика*, **56**, 517, 2013, (*Astrophysics*, **56**, 472, 2013).
40. *M.F.Nieva, N.Przybilla*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A143, 2012.
41. *L.Fossati, N.Castro, T.Morel et al.*, *Astron. Astrophys.*, **574**, A20, 2015.
42. *Л.С.Любимков*, *Астрофизика*, **59**, 519, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 472, 2016).
43. *R.E.Luck, D.L.Lambert*, *Astrophys. J.*, **298**, 782, 1985.
44. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.A.Korotin et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 3447, 2015.



# CONTENTS

In memory of academician E.E.Khachikyan	163
Torus dynamo model for research of magnetic fields in the outer rings of galaxies	<i>E.A.Mikhailov</i> 165
High-energy $\gamma$ -ray emission from PKS 0625-35	<i>V.Baghmanyant, M.Tumanyan, N.Sahakyan, Y.Vardanyan</i> 179
Chemical composition of field RR Lyrae stars as an indicator of the galactic subsystems evolution	<i>V.A.Marsakov, M.L.Gozha, V.V.Koval', E.I.Vorobyov</i> 191
Investigation of the globular cluster NGC 7006	<i>A.N.Gerashchenko, Y.K.Ananjevskaja</i> 207
The first photometric analysis of the open clusters Dolidze 32 and 36	<i>M.Y.Amin, W.H.Elsanhoury, A.A.Haroon</i> 221
Is there partial mixing in the binary system components?	<i>E.I.Staritsin</i> 235
Influence of photospheric radiation on above layers of star atmosphere	<i>O.M.Belova, K.V.Bychkov</i> 255
The most powerful solar flares in september 2017. The comparison with the largest flares of cycle 24	<i>E.A.Bruevich, V.V.Bruevich</i> 271
Magnetic transients during the flares on 2012 May 9 in Noaa 11476 and on 2012 July 4 in Noaa 11515	<i>O.S.Gopasyuk</i> 287
<b>REVIEWS</b>	
Light chemical elements in stars: mysteries and unsolved problems	<i>L.S.Lyubimkov</i> 297

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

<b>ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ФОТОСФЕРЫ НА ВЫШЕЛЕЖАЩИЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗДЫ</b>	
	<i>О.М.Белова, К.В.Бычков</i> 255
<b>МОШНЫЕ ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ В СЕНТЯБРЕ 2017. СРАВНЕНИЕ С САМЫМИ КРУПНЫМИ ВСПЫШКАМИ 24 ЦИКЛА</b>	
	<i>Е.А.Бруевич, В.В.Бруевич</i> 271
<b>МАГНИТНЫЕ ТРАНЗИЕНТЫ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК 9 МАЯ 2012г. В NOAA 11476 И 4 ИЮЛЯ 2012г. В NOAA 11515</b>	
	<i>О.С.Голасюк</i> 287
<b>ОБЗОРЫ</b>	
<b>ЛЕГКИЕ ХИМИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В ЗВЕЗДАХ: ЗАГАДКИ И НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ</b>	
	<i>Л.С.Любимков</i> 297