

# ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 59

АВГУСТ, 2016

ВЫПУСК 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕКУЛЯРНЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В  
СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК В МОДЕЛИ С ДИССИПАТИВНЫМ  
КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

*В.В. Орлов, А.А. Райков* 329

ЗАТМЕННАЯ КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ ТИПА SU UMa 1RXS  
J003828.7+250920 В "ПРОБЕЛЕ ПЕРИОДОВ". I. МУЛЬТИПЕРИО-  
ДИЧНОСТЬ И ЦВЕТОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ В 2011-2012гг.

*Е.П. Павленко, А.А. Сосновский, Н.А. Катышева,  
Т. Като, К. Литтлфилд* 341

МАГНИТНЫЕ ЗВЕЗДЫ ПОСЛЕ ФАЗЫ ХАЯШИ. II

*Ю.В. Глаголевский* 359

ПОИСК КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ГРУПП В ОКРЕСТ-  
НОСТЯХ IRAS ИСТОЧНИКОВ

*Н.М. Азатян, Е.Г. Никогосян, К.Г. Хачатрян* 379

ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СТРУКТУР  
ВОКРУГ LkHa 198

*М.Г. Геворкян, Т.А. Мовсисян, А.Р. Андреасян, Т.Ю. Магакян* 395

ОБЪЕКТ CLN 138 - ДВОЙНАЯ ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРА-  
ЗОВАНИЯ

*А.Л. Гольбудагян* 403

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.  
на русском и английском языках

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)  
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ. Գրիցին (Ռուսաստան), Ա.Գ. Նիկողոսյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Գ. Նիկողոսյան (Հայաստան)

Ժ Ալեսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս Բինոյան-Վոզան (Ռուսաստան), Յու Ն. Գնեդին (Ռուսաստան), Ե. Թերվյան (ԱՄՆ), Է.Ե. Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Գ. Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա. Հարությունյան (Հայաստան), Բ.Մ. Երևուտով (Ռուսաստան), Յու.Ա. Եշեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ. Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս. Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն. Սաղուկվաձե (Վրաստան) Մ Տորատտո (Իտալիա)

### Редакционная коллегия

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

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

"ԱՏՐՈՒՖԻԶԻԿԱ"-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 աստղազիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայից սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2016

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕКУЛЯРНЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК В МОДЕЛИ С ДИССИПАТИВНЫМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

В. В. ОРЛОВ<sup>1,2</sup>, А. А. РАЙКОВ<sup>2</sup>

Поступила 25 апреля 2016

Принята к печати 22 июня 2016

В статье анализируется космологическая модель с диссипативной природой красного смещения. В этой модели наблюдаемые красные смещения галактик в группах и скоплениях состоят из доплеровской части и дополнительного члена, связанного с различием путей, проходимых фотонами. Оценен вклад в красные смещения за счет диссипации для моделей скоплений галактик с параметрами, сходными с характеристиками наблюдаемых скоплений Virgo и Coma. Показано, что для этих моделей диссипативный вклад в несколько раз меньше, чем вклад за счет эффекта Доплера. Тем не менее, эффект обнаружим при наличии независимых от красного смещения надежных оценок расстояний до вероятных членов скоплений галактик и может служить независимым тестом природы красного смещения линий в спектрах внегалактических объектов.

**Ключевые слова:** *скопления галактик; космология; природа красного смещения*

**1. Введение** Вопрос о природе красного смещения галактик возник сразу после открытия закона Хаббла. Примерно одновременно были предложены модели изотропного расширения пространства и потери энергии фотона при движении (модель "усталого света"). Эти и другие модели подробно рассмотрены в [1].

В последнее время появляются отдельные работы (см., например, [2,3] и ссылки в них), в которых проводится сравнение стандартной модели и других моделей с помощью различных тестов (см. также [1]). Пока не удастся сделать определенного вывода в пользу той или иной модели. Нельзя исключать и какой-то третьей, пока неизвестной нам, возможности.

В данной работе мы рассматриваем модель диссипации энергии фотона и исследуем особенности распределения пекулярных лучевых скоростей галактик в скоплениях в рамках данной модели.

**2. Распределения пекулярных скоростей в скоплениях галактик.** Для нахождения распределения пекулярных лучевых скоростей в скоплении галактик нам необходимо перейти от измеряемых величин - красных смещений - к лучевым скоростям галактик.

В кинематике звездных систем для определения пекулярных скоростей

звезд используется следующая формула (в обозначениях, используемых в космологии):

$$V_1 = c(z - \bar{z}), \quad (1)$$

где  $\bar{z}$  - усредненное по галактикам - вероятным членам системы красное смещение центроида системы (группы или скопления).

В космологических моделях дело обстоит иначе. Формула (1) изменяется в зависимости от принятой модели. Рассмотрим последовательно модель с диссипацией энергии фотонов и множество моделей с расширением пространства.

Оценим дополнительные поправки, связанные с диссипацией энергии фотона при его движении в пределах скопления. Для сферического скопления галактик с диаметром  $\Delta r$  Мпк, находящегося на среднем красном смещении  $\bar{z}$  максимальное различие красных смещений, обусловленное упомянутым эффектом, составит

$$\Delta z \approx (1 + \bar{z}) \frac{H_0}{c} \Delta r. \quad (2)$$

Здесь  $H_0$  - параметр Хаббла. Таким образом, в модели с диссипацией энергии фотонов имеет место суммирование двух вкладов в  $\Delta z$  - доплеровского от внутренних движений галактик (разных знаков) и возрастающего с расстоянием от диссипации энергии фотонов, пришедших с дальнего края скопления.

Для примера рассмотрим ближайшее к нам скопление Virgo и наиболее массивное среди близких скоплений скопление Coma. Наблюдаемые оценки  $\Delta r = 3$  Мпк,  $\bar{z} = 0.004$  для скопления Virgo и  $\Delta r = 20$  Мпк,  $\bar{z} = 0.02$  для скопления Coma. По формуле (2) получаем максимальные оценки величин  $c \Delta z$ , обусловленных диссипацией энергии фотонов,  $c \Delta z \approx 200$  км/с для скопления Virgo и  $c \Delta z \approx 1400$  км/с для скопления Coma. Эти величины сравнимы с характерными некуляными лучевыми скоростями галактик в скоплениях.

Таким образом, в модели "усталого света" имеет место суперпозиция двух эффектов - внутренних движений галактик в скоплении и дополнительной диссипации энергии фотонов, пришедших с дальнего края скопления. Причем, согласно (2), роль последнего эффекта возрастает с увеличением среднего красного смещения галактик скопления и диаметра скопления.

В рамках модели с расширением пространства для определения пекулярной лучевой скорости галактики используется формула [4,5]:

$$V_2 = c \frac{z - \bar{z}}{1 + \bar{z}}. \quad (3)$$

Эта формула переходит в формулу (1) при  $\bar{z} = 0$ .

Отметим, что в модели с расширением пространства красные смещения в разных частях скопления также несколько различаются из-за эффекта проекции. Для сферического скопления максимальное различие достигается между центром диска скопления и его краем в проекции на картинную плоскость. Оно составляет

$$\Delta z = z \left[ 1 - \sqrt{\frac{\Delta r^2}{4d^2}} \right] \approx \bar{z} \frac{\Delta r^2}{8d^2}, \quad (4)$$

где  $d$  - расстояние от наблюдателя до центра скопления. По формуле (4) получаем максимальные оценки величин  $c \Delta z$ , обусловленных расширением пространства,  $c \Delta z \approx 3$  км/с для скопления Virgo и  $c \Delta z \approx 30$  км/с для скопления Coma. Эти величины много меньше характерных пекулярных лучевых скоростей галактик в скоплениях галактик.

3. Скопления в диссипативной модели. Рассмотрим поведение распределения лучевых скоростей в моделях скоплений галактик, по своим характеристикам сходных с реальными скоплениями Virgo и Coma. Для этого применим метод Монте-Карло: смоделируем сферически-симметричное однородное скопление радиусом  $R$ , состоящее из  $N = 1000$  галактик с максвелловским распределением пекулярных скоростей с одномерной дисперсией  $\sigma_1^2$ . Тогда соответствующее распределение пекулярных лучевых скоростей будет гауссианой с дисперсией, равной  $\sigma_1^2$ . На гауссово

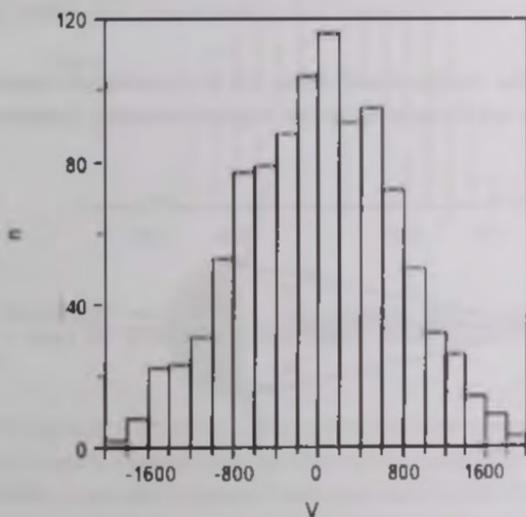


Рис 1. Модельное "наблюдаемое" распределение пекулярных лучевых скоростей  $v = c(z - \bar{z})$  (в км/с) для модели скопления Virgo с параметрами  $R = 16$  Мпк, расстояние до центра скопления  $d = 16$  Мпк, стандарт распределения пекулярных лучевых скоростей  $\sigma_1 = 750$  км/с.

распределение peculiarных лучевых скоростей будет накладываться эффект диссипации энергии фотонов. Результирующие модельные распределения представлены на рис 1 и 2. На рисунках (особенно на рис.2) заметна асимметрия распределений - распределения скошены в сторону больших красных смещений

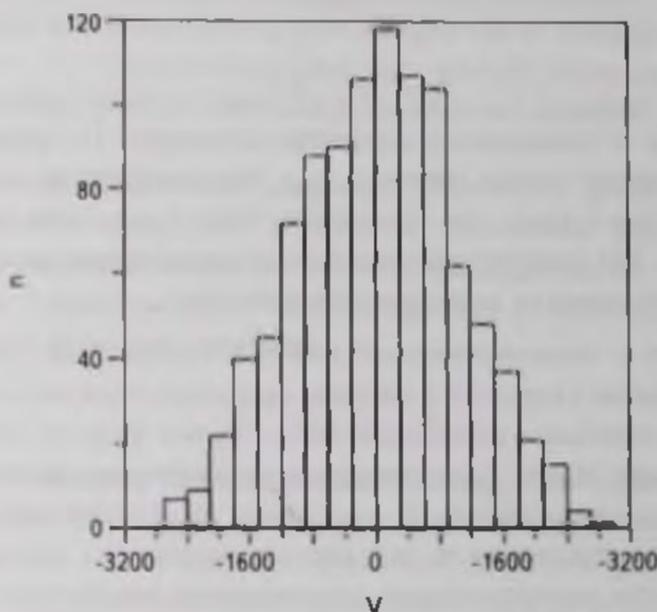


Рис 2. Модельное "наблюдаемое" распределение peculiarных лучевых скоростей  $v = c(z - z_0)$  (в км/с) для модели скопления Coma с параметрами:  $R = 10$  Мпк,  $d = 100$  Мпк,  $\sigma_1 = 1000$  км/с

Из геометрических соображений ясно, что в сферически-симметричном скоплении оказывается больше галактик с расстояниями, превышающими

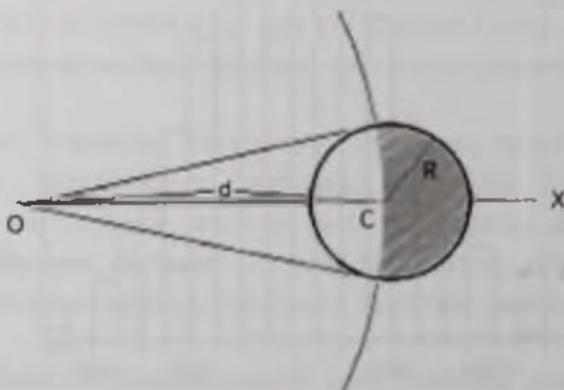


Рис 3. Геометрическая иллюстрация асимметрии распределения peculiarных лучевых скоростей в скоплении. Здесь  $d$  - расстояние от наблюдателя  $O$  до центра  $C$  скопления,  $R$  - радиус скопления. Затуманена часть скопления, в которой вклад в красное смещение за счет диссипации энергии фотонов в пределах скопления сильнее, чем в центре скопления.

расстояние от удаленного наблюдателя до центра скопления, чем галактик с меньшими расстояниями. Если разбить скопление на две равные части плоскостью, проходящей через центр скопления ортогонально лучу зрения, то галактики первого типа займут всю дальнюю половину шара и часть ближней половины (рис.3). Эффект, наблюдаемый на рис.3 и вызванный диссипацией энергии фотонов в пределах скопления, может быть использован в качестве теста диссипативной модели. Заметим, что подобная асимметрия наблюдается для скопления Coma (см. рис.5 в [6]).

Как видно из рис.3, отмеченный выше эффект асимметрии должен сильнее проявляться в близких скоплениях галактик с большими размерами и сравнительно невысокой дисперсией пекулярных лучевых скоростей, связанных с внутренними движениями галактик в скоплении. Если предположить, что в модельном скоплении Virgo  $\sigma_1 = 100$  км/с, а радиус скопления  $R = 10$  Мпк, то асимметрия становится существенно заметнее (см. рис.4).

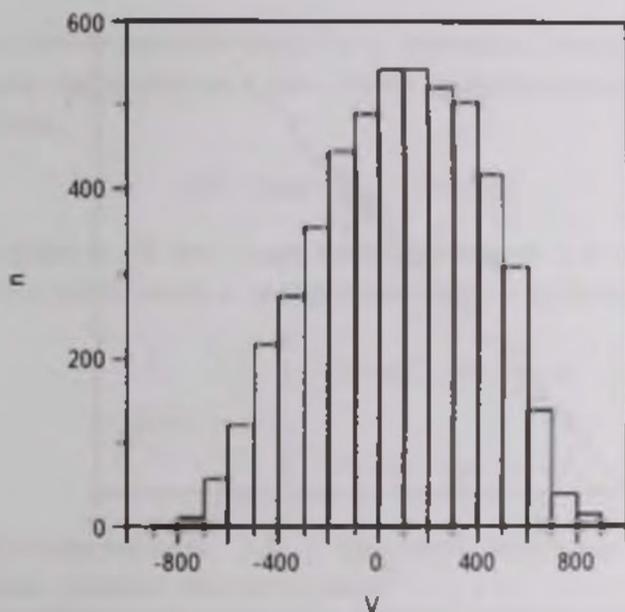


Рис.4. Модельное "наблюдаемое" распределение пекулярных лучевых скоростей  $v = c(z - z_0)$  (в км/с) для модели скопления Virgo с параметрами  $R = 10$  Мпк,  $d = 16$  Мпк,  $\sigma_1 = 100$  км/с.

4. *Трехмерная картина.* Для успешной реализации предложенного теста может помочь трехмерное распределение галактик в скоплении и его сопоставление с распределением красных смещений галактик. Для этого нужны надежные оценки расстояний до галактик, независимые от красных смещений. Такие оценки делались в последние годы для сравнительно близких (примерно до 10 Мпк) галактик в массовом порядке. В качестве индикаторов расстояния использовались цефеиды, звезды верхней части

ветви красных гигантов, флуктуации поверхностной яркости и др.

Подобная работа была выполнена в [7] для комплекса галактик в районе групп Сеп А и М 83. По данным [7] нами была построена диаграмма "расстояние до галактики - лучевая скорость галактики относительно центра Местной Группы" (рис.5). Сплошная прямая линия - результат линейной аппроксимации распределения точек, пунктирная линия - теоретическая зависимость [6] в диссипативной модели  $v = cz = H_0 d$  при  $H_0 = 70$  км/с/Мпк. Обе прямые близки и хорошо описывают распределение галактик на диаграмме. Сильный разброс точек в центральной части диаграммы обусловлен пекулярными движениями галактик в группах Сеп А и М 83, которые формируют центральную область комплекса. Из рисунка видно, что галактики хорошо ложатся на теоретическую прямую линию в диссипативной модели.

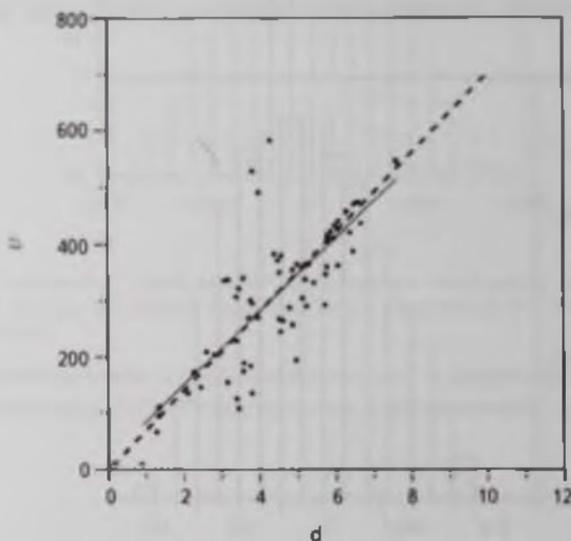


Рис 5. Диаграмма "расстояние до галактики - лучевая скорость галактики относительно центра Местной Группы" по данным [7] для комплекса галактик Сеп А/М 83. Расстояние  $d$  выражено в Мпк, скорость  $v$  дана в км/с.

**5. Теоретические оценки.** Сделаем теоретические оценки ожидаемых распределений красных смещений в скоплениях галактик с учетом двух эффектов - диссипации энергии фотонов при их движении в пределах скопления и пекулярных движений самих галактик.

Вначале рассмотрим случай, когда галактики в скоплении неподвижны - их пекулярные скорости равны нулю. Пусть скопление обладает сферической симметрией (см. рис.3), и дифференциальный закон распределения галактик вдоль радиуса равен  $f(r)$ . Выполнено условие

нормировки

$$\int_0^{\pi} f(r) dr = 1. \quad (5)$$

Обозначим через  $\alpha \in [0, \pi]$  угол между лучом, направленным из центра скопления на наблюдателя, и лучом, направленным из центра скопления на галактику, отстоящую на расстоянии  $r$  от центра скопления. Тогда квадрат расстояния от наблюдателя до этой галактики равен

$$x^2 = d^2 + r^2 - 2rd \cos \alpha. \quad (6)$$

Плотность вероятности угла  $\alpha$  имеет вид

$$f_1(\alpha) = \frac{1}{2} \sin \alpha. \quad (7)$$

Плотность вероятности случайного вектора  $(x, r)$  имеет вид

$$g(x, r) dx dr = f(r) dr \frac{1}{2} \sin \alpha d \alpha. \quad (8)$$

поскольку случайные величины  $r$  и  $\alpha$  взаимно независимы. Из формулы (6) выразим дифференциал  $\cos \alpha$  через дифференциал  $dx$  и подставим в (8). Получим

$$g(x, r) dx dr = \frac{x}{2dr} f(r) dr dx. \quad (9)$$

Проинтегрируем (9) по  $r$  при фиксированном  $x$  и найдем плотность вероятности расстояния  $x$  между галактикой и наблюдателем:

$$f_2(x) = \begin{cases} \frac{x}{2d} \int_{d-x}^{\pi} \frac{1}{r} f(r) dr & \text{при } x < d, \\ \frac{x}{2d} \int_{x-d}^{\pi} \frac{1}{r} f(r) dr & \text{при } x > d. \end{cases} \quad (10)$$

Плотность вероятности  $f_3(z_d)$  красного смещения, обусловленного диссипацией энергии фотонов, равна

$$f_3(z_d) = \frac{c}{H_0} f_2\left(\frac{c}{H_0} z_d\right). \quad (11)$$

Теперь рассмотрим случай, когда пекулярные скорости галактик в скоплении отличны от нуля. Предположим, что они распределены по закону Максвелла. Тогда лучевые пекулярные скорости распределены по нормальному закону с дисперсией  $\sigma^2$ . Плотность вероятности красного смещения, обусловленного внутренними движениями галактик в скоплении, имеет вид:

$$f_4(z_p) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-c^2 z_p^2 / 2\sigma^2} \quad (12)$$

Финальное красное смещение равно сумме красных смещений, распределенных по законам (11) и (12):  $z = z_d + z_p$ .

Рассмотрим простейший случай однородного сферического скопления. Тогда плотность вероятности

$$f(r) = \frac{3r^2}{R^3} \quad (13)$$

Тогда, согласно формуле (10),

$$f_2(x) = \frac{3x}{4dR^3} \left[ R^2 - (d-x)^2 \right] \quad (14)$$

Согласно (11),

$$f_3(z_d) = \frac{c^2}{H_0^2} \frac{3z_d}{4dR^3} \left[ R^2 - \left( \frac{c}{H_0} z_d - d \right)^2 \right] \quad (15)$$

Максимум функции (14) достигается при

$$x = \frac{2}{3} d + \frac{\sqrt{d^2 + 3R^2}}{3} > d. \quad (16)$$

Это согласуется с рис. 3.

6. *Тесты.* Можно предложить следующий тест для сравнения модели с расширением пространства и диссипативной модели. Предположим, что пекулярные лучевые скорости галактик в скоплении распределены по нормальному закону. Кроме того, для каждой из рассматриваемых галактик имеется оценка расстояния, полученная независимо от красного смещения.

Тогда для модели с расширением пространства для оценки пекулярной скорости галактик воспользуемся формулой (3). Полученные пекулярные лучевые скорости должны быть распределены по нормальному закону.

Для диссипативной модели найдем для каждой галактики

$$z_d = \frac{H_0}{c} x, \quad (17)$$

где  $x$  - расстояние от наблюдателя до галактики. Далее определим пекулярное красное смещение, обусловленное внутренним движением галактики в скоплении

$$z_p = z - z_d. \quad (18)$$

Пекулярные скорости  $V_p = cz_p$  будут распределены по нормальному закону.

Используя известные критерии согласия, мы можем проверить на непротиворечивость гипотезы о нормальном распределении скоростей  $V_2$  (3) и  $V_p$ . Полученные статистики критериев должны показать, какая из гипотез о природе красного смещения более жизнеспособна.

Заметим, что реальное распределение пространственных скоростей

галактик в скоплении может отличаться от распределения Максвелла. В таком случае критерии согласия не дадут позитивного ответа в обоих случаях. Тем не менее, если реальное распределение скоростей является сферически-симметричным, то ответ можно получить с помощью проверки распределения пекулярных скоростей на симметричность: приблизительное равенство чисел галактик с положительными и отрицательными значениями пекулярных лучевых скоростей, примерное равенство нулю параметра асимметрии, приблизительное равенство среднего значения и моды распределения пекулярных скоростей. Сравнение этих характеристик для величин  $V_x$  и  $V_y$  должно показать, какая из гипотез лучше согласуется с наблюдательными данными.

Отметим, что для получения надежных выводов в пользу той или иной парадигмы, нам потребуется выполнить статистический анализ нескольких скоплений галактик приблизительно сферической формы. В каждом скоплении должны быть определены расстояния для нескольких десятков вероятных членов, приблизительно равномерно распределенных по всему скоплению. Случайные ошибки расстояний и пекулярных лучевых скоростей, распределенные по нормальным законам, не должны сильно повлиять на результат тестирования, если они малы по сравнению с размером скопления и стандартном распределении пекулярных скоростей.

Можно предложить еще один более простой тест. Если мы будем иметь независимые от красных смещений надежные оценки расстояний от наблюдателя до членов скопления, располагающихся на ближнем и дальнем краях скопления, то мы можем определить систематическое различие красных смещений этих галактик. Если галактики дальнего края будут иметь значимо большие красные смещения, то это будет дополнительным аргументом в пользу модели с диссипацией энергии фотонов. Еще одним тестом этой модели может служить степень асимметрии распределения красных смещений в скоплении галактик.

**7. Дискуссия и перспективы.** В настоящей работе построены распределения величин  $c(z - z_0)$  галактик - членов скоплений - в модели с диссипативным красным смещением. Распределения оказываются асимметричными за счет несимметричности вклада из-за диссипации энергии фотонов при движении в пределах скопления. Эту асимметрию можно будет использовать в качестве наблюдательного теста диссипативной модели красного смещения. Точность наблюдательных данных о красных смещениях и независимых от них оценках расстояний для галактик в группах и скоплениях уже приблизилась к нужному порогу.

К решению проблемы природы красного смещения можно подойти и с метафизических позиций. Одним из основных метафизических принципов является принцип Оккама, также называемый принципом бережливости.

Он состоит в том, что не следует привлекать новые сущности без крайней на то необходимости: "То, что можно объяснить посредством меньшего, не следует выражать посредством большего (*Frustra fit per plura quod potest fieri per pauciora*)". Согласно этому принципу, использование новых понятий (новых сущностей) следует расценивать как крайнюю меру, вызванную настолько серьезными противоречиями наблюдательных данных и теоретических построений, что для их объяснения уже недостаточно известных апробированных понятий.

Исходя из принципа Оккама, следует считать предпочтительными модели с меньшим числом свободных параметров, если они одинаково хорошо согласуются с наблюдательными данными. В процессе совершенствования корректной теории часто объединяются утверждения, считавшиеся прежде независимыми, тогда как в противном случае вводятся дополнительные постулаты - теория становится громоздкой и в ней накапливаются внутренние противоречия.

Авторы благодарят Р.В. Герасима за техническую помощь в оформлении статьи.

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: vorvor1956@yandex.ru

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

## DISTRIBUTION OF PECULIAR RADIAL VELOCITIES IN CLUSTERS OF GALAXIES IN THE MODEL WITH DISSIPATIVE REDSHIFT

V V ORLOV, A A RAIKOV

In the cosmological model with the dissipative redshift nature, the peculiar redshifts of galaxies in groups and clusters are made up of two contributions: 1) internal movements (the Doppler's effect); 2) dissipation of energy of photons as they move within the cluster. We estimate the contribution in the redshifts due to the dissipation for galaxy cluster models with parameters similar to the characteristics of the observed clusters Virgo and Coma. It is shown that for these models, the dissipative contribution is several times smaller than the contribution due to the Doppler's effect. However, the effect is observed in the presence of independent on redshift reliable estimates of the distances to the

probable members of clusters of galaxies, and can serve as an independent test of the nature of redshift of lines in the spectra of extragalactic objects.

*Key words:* clusters of galaxies; cosmology; the nature of redshift

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Орлов, А.А. Райков, *Астрон. ж.*, **93**, 453, 2016
2. H. Traunmüller, *Astrophys. Space Sci.*, **350**, 755, 2014
3. M. Lopez-Corredoira, *ArXiv:1501.01487*, 2015
4. E.R. Harrison, *Astrophys. J.*, **191**, L51, 1974
5. D.W. Hogg, *ArXiv:astro-ph/9905116v4*, 2000
6. F.J. Castander *et al.*, *Astron. J.*, **121**, 2331, 2001
7. I.D. Karachentsev *et al.*, *Astron. J.*, **133**, 504, 2007



## ЗАТМЕННАЯ КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ ТИПА SU UMa IRXS J003828.7+250920 В "ПРОБЕЛЕ ПЕРИОДОВ". I. МУЛЬТИПЕРИОДИЧНОСТЬ И ЦВЕТОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ В 2011-2012гг.

Е. П. ПАВЛЕНКО<sup>1</sup>, А. А. СОСНОВСКИЙ<sup>1</sup>, Н. А. КАТЫШЕВА<sup>2</sup>,  
 Т. КАТО<sup>3</sup>, КЛИТТЛФИЛД<sup>4</sup>

Поступила 30 марта 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Представлены результаты многоцветных фотометрических наблюдений карликовой новой типа SU UMa IRXS J003828.7+250920, выполненных в 2011г. примерно через год после сверхвспышки 2010г., и в 2012г., когда объект находился в спокойном состоянии и во вспышке. Обнаружены частные затмения в системе глубиной около  $0^m 6$  во всех цветовых полосах, как в спокойном состоянии, так и во вспышке, впервые определен орбитальный период системы 0.09451001(4) сут., что идентифицирует объект как карликовую новую в "пробеле" распределения катаклизмических переменных по орбитальным периодам. Определена эфемериды для середины затмения. Средний профиль кривой блеска напоминает "классический" профиль кривой блеска U Gem. Выявлено, что орбитальная периодичность в изменениях блеска IRXS J003828.7+250920 существует одновременно с другим периодическим сигналом 0.092 сут., который мы интерпретируем как период отрицательных сверхгорбов. Оценки цветовых температур, полученные по показателям цвета, могут указывать на многокомпонентное излучение IRXS J003828.7+250920, источниками которого, предположительно, являются горячие и холодные части аккреционного диска и горячее пятно на аккреционном диске.

**Ключевые слова:** *звезды карликовые новые; активность; многоцветная фотометрия, IRXS J003828.7+250920*

1. **Введение.** Карликовые новые типа SU UMa - это катаклизмические (взрывные) переменные (КП) на поздних стадиях эволюции, у которых главный компонент системы - белый карлик - аккрецирует вещество вторичного компонента позднего спектрального класса, запотняющего свою полость Роша, а отношение масс компонентов  $m_2/m_1 < 0.3$ , где  $m_2$  - масса вторичного компонента, а  $m_1$  - первичного (см. детальный обзор Уорнера по КП [1]). Карликовые новые типа SU UMa обладают двумя типами вспышек - так называемыми "нормальными" и "сверхвспышками". Нормальные вспышки с амплитудой несколько меньшей, чем у сверхвспышек происходят между сверхвспышками, их длительность составляет 2-5 сут. (в отличие от сверхвспышек, длящихся недели). Аккреционный диск в системах типа SU UMa может прецессировать, показывая апсидальную или нодальную прецессии. Во время сверхвспышек 3:1 резонанс во внешних

частях диска возбуждает апсидальную прецессию, что сопровождается колебаниями блеска ("положительные сверхгорбы" на кривой блеска) на несколько процентов большими, чем орбитальный период [2-4]. Положительные сверхгорбы объясняются в рамках теории приливно-тепловой неустойчивости [5]. В некоторых системах они могут выживать после сверхвспышки и наблюдаться в течение интервала времени, охватывающего одну-две нормальные вспышки, как, например, у NY Ser [6]. Нодальная прецессия, вызываемая, предположительно, слегка наклоненным аккреционным диском, наблюдается у ограниченного числа КП, в том числе, систем типа SU UMa, преимущественно в спокойном состоянии вне вспышек, иногда - в нормальных вспышках, как, например, у MN Dra [7] и в исключительных случаях - и во время сверхвспышек [8]. Механизм, вынуждающий диск наклониться к орбитальной плоскости, остается пока неизвестным. Один из механизмов был предложен Монтгомери и Мартином [9]. В нем предполагается, что наклон диска может вызвать подъемная сила, возникающая из-за некоторого различия сверхзвуковых скоростей газовой струи, текущей над и под аккреционным диском в окрестности горячего пятна.

Звезды типа SU UMa - это популяция немагнитных КП с короткими орбитальными периодами. Согласно последним статистическим данным [10], в распределении орбитальных периодов звезд типа SU UMa выделяется высокая концентрация систем ("всплеск периодов") вблизи так называемого "минимума периодов" 0.053 сут. (=76 мин), и почти монотонное убывание систем в сторону увеличения орбитальных периодов вплоть до -3 часов. По мере увеличения статистики в этом распределении дефицит звезд типа SU UMa с орбитальными периодами между 2 и 3 часами, [6], [10], так называемый "пробел в распределении КП по орбитальным периодам" (далее - "пробел" периодов), который явно отмечался еще около 15 лет назад [11], теперь стал менее заметен. Однако он сильно выделяется в общем распределении всех типов КП. Теоретически "пробел" заключен между  $2.15 \pm 0.03$  и  $3.18 \pm 0.04$  часами [12] и он делит КП на короткопериодические системы с низким темпом переноса массы и долгопериодические - с высоким. Эволюция долгопериодических систем определяется в основном магнитным торможением, а короткопериодических систем - излучением гравитационных волн [12-14]. Согласно теоретическим предсказаниям, предполагается, что вторичный компонент, эволюционируя в сторону уменьшения орбитального периода и, достигнув "пробела" периодов, становится полностью конвективным и "уходит" под свою полость Роша. Красный карлик перестает терять вещество, а белый карлик, следовательно, перестает его аккрецировать. Это противоречит наблюдательному факту о наличии вспыхивающих карликовых новых в "пробеле". Другое объяснение

связывают с тем, что некоторые двойные системы могут родиться как катаклизмические (вторичный компонент приходит в контакт со своей полостью Роша и начинает терять вещество) с орбитальными периодами, совпадающими с периодами в "пробеле" [15].

В последнее время, благодаря интенсивному исследованию некоторых карликовых новых в пробеле периодов, появились свидетельства того, что отдельные системы обладают свойствами объектов, как до пробела, так и после него. Например, у NY Seg и V1006 Cyg [6,16] обнаружено разнообразие продолжительности нормальных вспышек, напоминающее поведение долгопериодических карликовых новых типа SS Cyg, и не в каждой их продолжительной вспышке наблюдаются сверхгорбы.

Рентгеновский источник из каталога ROSAT 1RXS J003828.7+250920 (далее - 1RXS J0038) впервые, как переменный объект в оптическом диапазоне, был обнаружен Итагаки в 2007г. (VSNET-outburst 8245<sup>1</sup>). Следующее сообщение о том, что объект находится во вспышке, было от Муйллаэрта в 2010г. (VSNET-alert 12295<sup>2</sup>). Первые наблюдения показали возможность наличия сверхгорбов (VSNET-alert 12313<sup>3</sup>). Окончательно в этом убедиться удалось во время вспышки 25 октября 2010г., о которой сообщил Питц (VSNET-alert 12318<sup>4</sup>). Наблюдения, выполненные в течение ночи, выявили наличие колебаний блеска с амплитудой 0.3 зв. величины и периодом 0.0985(6) сут. Объект был классифицирован как карликовая новая типа SU UMa, в момент наблюдений находящаяся во время сверхвспышки. Найденный фотометрический период (период сверхгорбов) был подтвержден последующими наблюдениями, уточненная его величина составила 0.09708(8) сут. [17]. Это позволило предположить, что данная система попадает в "пробел" периодов, поскольку орбитальный период, согласно эмпирическим данным, всего на несколько процентов отличается от периода положительных сверхгорбов. Однако для окончательного вывода о точной идентификации этой системы необходимо независимо определить величину орбитального периода и других возможных периодичностей, что и явилось целью данной работы.

**2. Наблюдения.** Наблюдения 1RXS J0038 были выполнены в 2011г. - примерно через год после сверхвспышки 2010г., когда объект находился в минимуме блеска, и в 2012г. - во время вспышки и неактивного состояния. Исследования объекта проводились на нескольких телескопах: 2.6-м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории с ПЗС-камерой FLI 1001E, 1-м телескопе Специальной астрономической

<sup>1</sup> <http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/vsnet/>

<sup>2</sup> Там же

<sup>3</sup> Там же

<sup>4</sup> Там же

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ 2011-2012гг

Дата/телескоп	Начало набл HJD 2400000+	Конец набл. HJD 2400000+	Кол-во снямки	Эксп. (сек)	Фотом полоса	Точность (зв. вел.)
25.08.11/2.6м	55799.42	55799.57	233	60	Без ф	0.04-0.06
01.09.11/2.6м	55806.49	55806.73	148 147	180	V Rc	0.02-0.05 0.02-0.03
02.09.11/2.6м	55807.31	55807.48	145 148 146	30	B V Rc	0.08-0.12 0.06-0.11 0.03-0.07
03.09.11/2.6м	55808.35	55808.56	154 168 159	30	B V Rc	0.06-0.09 0.06-0.12 0.03-0.06
04.09.11/2.6м	55809.33	55809.60	189 195 189	30	B V Rc	0.05-0.13 0.03-0.11 0.03-0.07
05.09.11/2.6м	55810.36	55810.47	100 101 100	30	B V Rc	0.04-0.09 0.06-0.09 0.02-0.06
10.10.12/28см	56211.69	56211.87	381	30	Без ф	0.02
13.11.12/600см	56245.28	56245.38	67	160	Rc	0.03
14.11.12/1000см	56246.34	56246.39	19	160	Rc	0.03
16.10.12/1000см	56248.33	56248.41	35	180	Rc	0.03
29.10.12/600см	56261.21	56261.34	119	90	Rc	0.05

обсерватории с ПЗС камерой EEV CCD 42-40, 60-см телескопе Крымской обсерватории МГУ (ПЗС-камера AP-47p) и 28-см телескопе университета Нотр Дам (США) с ПЗС SBIG ST-8XME. Данные наблюдений приведены в табл. 1.

Обработка полученных изображений, включающая измерение и учет темнового сигнала, байеса и плоского поля, а также последующие измерения блеска звезд проводились с помощью программ MAXIM-DL и DAOPHOT.

На рис 1 представлена поисковая карта с указанием переменной звезды, звезды сравнения, ряда контрольных звезд, масштаба и направления на север. Звездные величины звезды сравнения ( $B = 17^m.59$ ,  $V = 16^m.75$ ,  $R = 16^m.27$ ) и контрольных звезд (см табл.2) были определены нами путем фотометрического сравнения с известными величинами нескольких звезд в окрестности звезды V455 And<sup>5</sup>, когда обе площадки - IRXS J003828.7+ +250920 и V455 And находились практически на одной воздушной массе. Фотометрическая привязка была выполнена по специально проведенным

Таблица 2

 ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ И КОНТРОЛЬНЫХ  
 ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТИ IRXS J0038

Обозначение	№ по USNO A2.0	<i>B</i>	$\sigma$	<i>V</i>	$\sigma$	<i>Rc</i>	$\sigma$
Ref Star	1125-00234536	17.59	0.02	16.75	0.02	16.27	0.01
R2	1125-00233915	16.91	0.02	16.109	0.02	15.63	0.01
R3	1125-00234481	16.66	0.02	15.68	0.01	15.14	0.01
R4	1125-00234022	18.28	0.03	17.45	0.01	17.01	0.01



Рис. 1. Поисковая карта IRXS J003828.7+250920, масштаб 7" x 7", север вверху. Указаны звезда сравнения и контрольные звезды.

наблюдениям 25 сентября 2011г. на телескопе Цейсс-600 Крымской обсерватории МГУ. В таблице даны обозначение звезды и ее номер в каталоге USNO, звездные величины в полосах *BVRc* со среднеквадратичными ошибками ( $\sigma$ ) их определения.

Для корректного определения точности наблюдений в каждой цветовой полосе, были проведены специальные измерения блеска звезд в окрестности переменной звезды в диапазоне, охватывающем изменения блеска переменного объекта по нескольким десяткам записей в каждой цветовой полосе. Для каждой измеренной звезды определялась ошибка единичного измерения блеска - среднеквадратичное отклонение от среднего блеска.

Эти определения использовались для получения зависимостей ошибки измерения блеска от звездной величины в каждой цветовой полосе для каждой ночи.

Для ЗТШ наилучшая точность наблюдений обеспечивалась в полосах

$V$  и  $R$ , несколько худшая - в  $B$ , что объясняется кривой чувствительности данного типа ПЗС-приемника. Пример такой зависимости в полосах  $BVRc$  для одной из ночей наблюдений на ЗТШ в 2011г. приведен на рис.2, а конкретные величины точности единичных оценок блеска для каждой из ночей даны в последнем столбце табл.1.

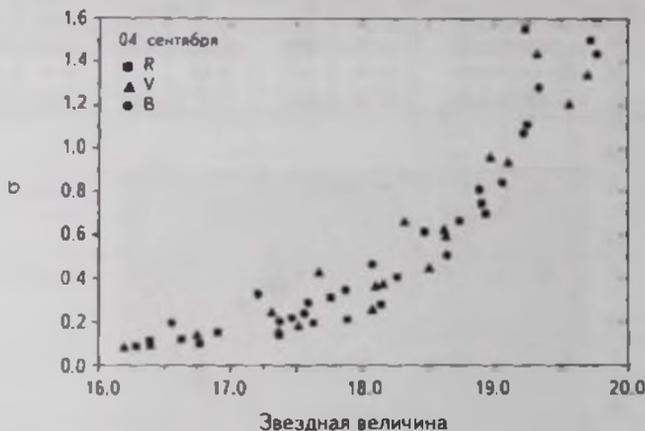


Рис.2 Пример зависимости точности единичного измерения блеска от звездной величины для наблюдений 4 сентября 2011г. на 2.6-м телескопе в фотометрической системе  $BVRc$ . Квадратами обозначены данные в полосе  $Rc$ , треугольниками - в  $V$ , кружками - в  $B$ .

3. *Анализ периодичности в неактивном состоянии 2011-2012гг. и во вспышке 2012г.* Вспышки у этого объекта регистрируются очень редко. По архивным данным Каталинского обзора CRTS [18] за 8 лет наблюдений (97 ночей) были зарегистрированы всего три вспышки вблизи дат JD 2454117, 2454265 и 2454414. Поскольку в наблюдениях были пропуски, можно говорить о том, что вспышки происходили не реже одного раза в 150 сут. Какие-то из них (если не все) могли быть и сверхвспышками. В 2012г. была зарегистрирована нормальная вспышка (VSNET-alert 14995), во время которой в течение одной ночи нам удалось получить достаточно длинный ряд наблюдений.

Исходные кривые блеска для каждой из ночей наблюдений 2011-2012гг. приведены на рис.3-4. Их отличительной особенностью является наличие частного затмения глубиной около  $0^m 6$  во всех фотометрических полосах. Затмение зарегистрировано не только на кривых в неактивном состоянии, но также и во вспышке.

Приведенные кривые блеска в отдельные ночи напоминают классическую кривую типа U Gem [1] - "хрестоматийный" образец модели тесной двойной системы с горячим пятном на аккреционном диске, которое частично затмевается вторичным компонентом системы. Наиболее сильно это сходство проявилось

в ночи 25 августа и 1 сентября 2011г. Другой отличительной особенностью кривых блеска является большая переменность их профиля от ночи к ночи и даже от цикла к циклу, а также изменение среднего блеска в пределах  $\sim 0^m.5$ . Из рисунка видно, что изменения профиля кривых одинаковы во всех полосах.

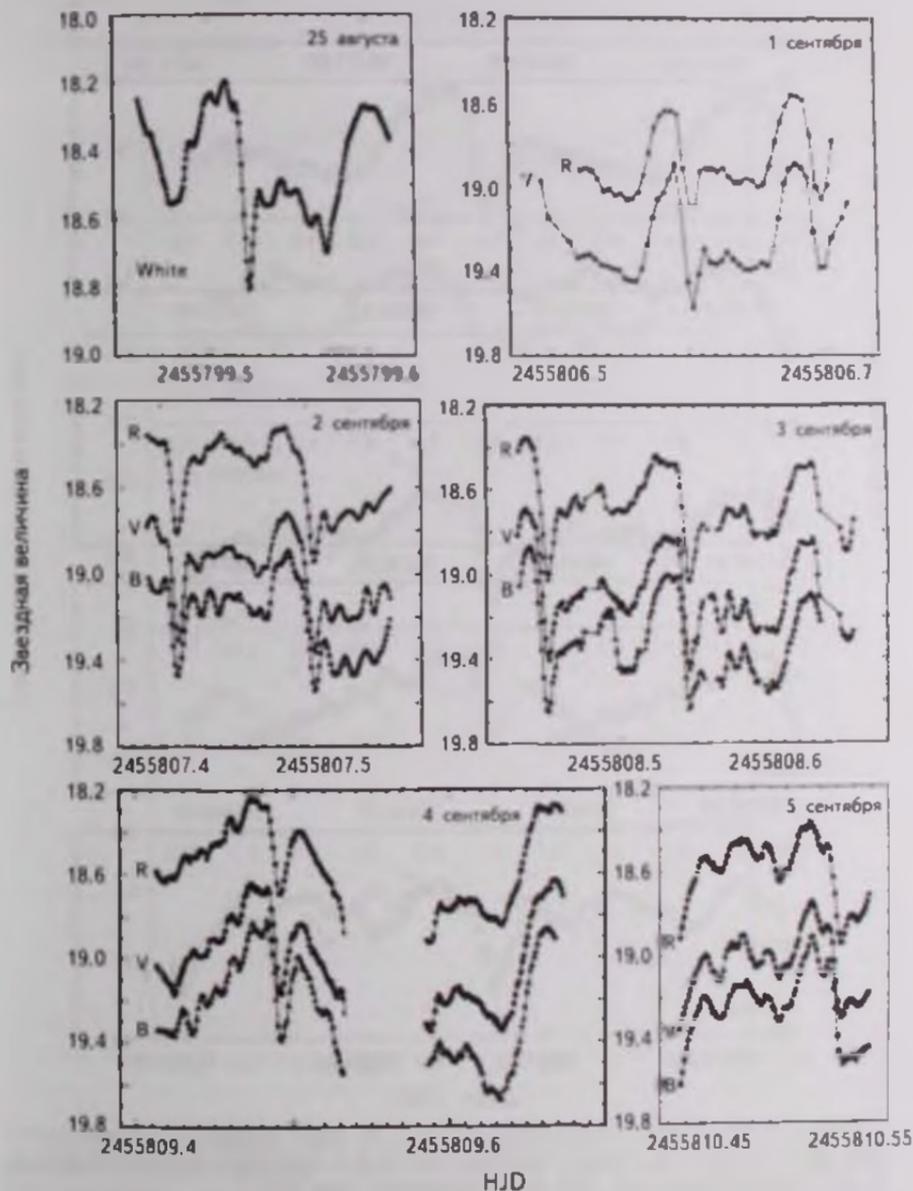


Рис.3 Кривые блеска 1RXS J0038 в спокойном состоянии 2011г в полосах *B* (черные треугольники), *V* (черные кружки), *R* (черные квадраты) 1-5 сентября и без применения светофильтра 25 августа.

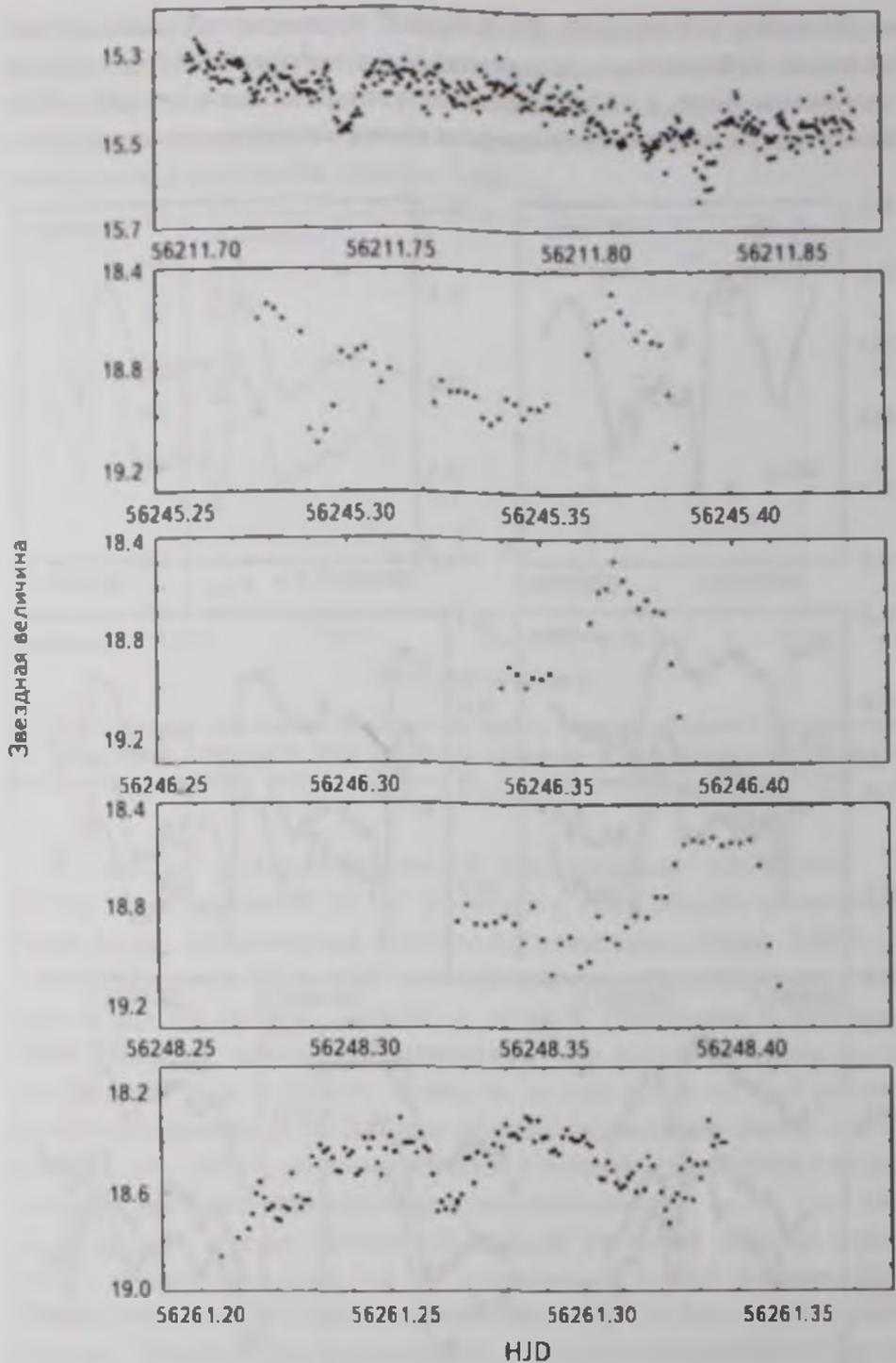


Рис. 4. Кривые блеска IRXS J0038 в 2012г. во время вспышки в интегральном свете, нуль-пункт взят в системе  $V$  (верхняя панель) и в спокойном состоянии в полосе  $R_c$ . По горизонтальной оси дана гелиоцентрическая дата HJD.

Наличие затменной детали на кривых блеска дало возможность однозначно определить орбитальный период системы. Используя метод

Монте-Карло с цепями Маркова (МСМС) (применение этого метода для затменных кривых блеска описано Като и др. в работе [19]) для всей базы данных 2011-2012гг, мы получили эфемериду для середины затмения:

$$\text{Min (HJD)} = 2455799.48867(8) + 0.09451001(4)E. \quad (1)$$

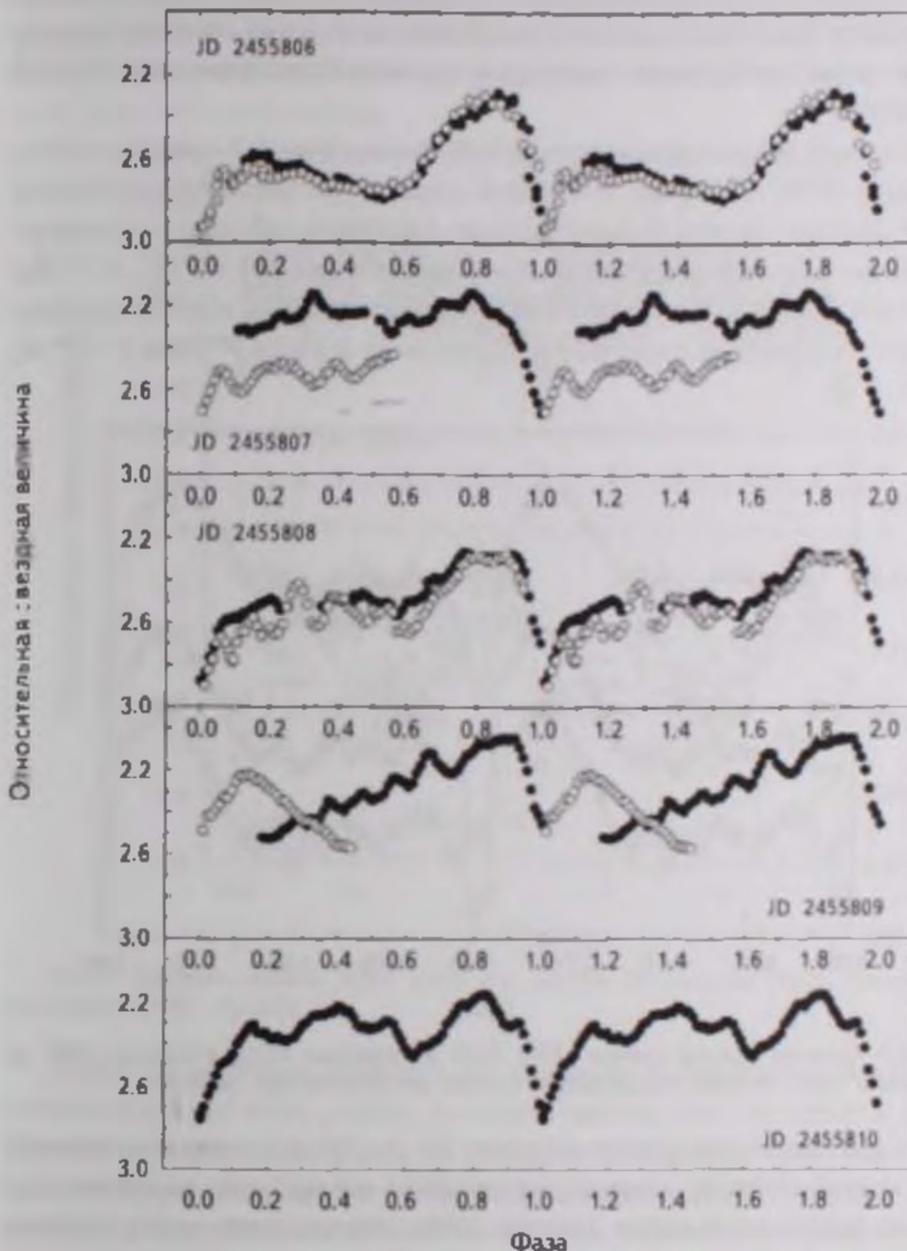


Рис 5 Фазовые кривые IRXS J0038 в минимуме 2011г в полосе Rc, построенные методом скользящего среднего с окном 5 точек. Для каждой ночи указана Юлианская дата наблюдений. Точность единичной оценки блеска не превосходит размера кружка. Данные соседних циклов обозначены заполненными и открытыми кружками. Для удобства рассмотрения кривые воспроизведены дважды. Заметим некоторую невоспроизводимость кривых в соседних циклах для дат 2455807 и 2455809.

Полученный результат уверенно идентифицирует карликовую новью как попадающую в "пробел" периодов.

На рис. 5 для примера приведены фазовые кривые для каждой ночи наблюдений 2011г. в полосе  $R_c$ , построенные согласно эфемериде (1), где хорошо видны изменения профиля орбитальной кривой от ночи к ночи. В отдельные ночи было замечено некоторое изменение профиля кривой даже от одного орбитального периода к другому (Юлианские даты 2455807 и 2455809).

Используя все данные многоцветной фотометрии 1-5 сентября 2011г. в полосах  $BVR_c$ , мы также построили средние профили кривых блеска (рис. 6). Кривые во всех полосах похожи, но имеют небольшие различия. В среднем, амплитуда кривых максимальна в полосе  $B$  ( $0^m.62$ ), в  $V$  она составляет  $0^m.60$ , а в  $R_c$  -  $0^m.55$ . Видно, что высота горба, если ее измерять от среднего уровня на фазах 0.25-0.45, в полосе  $B$  равна  $0^m.38$ , в  $V$  -  $0^m.34$ , в  $R_c$  -  $0^m.27$ .

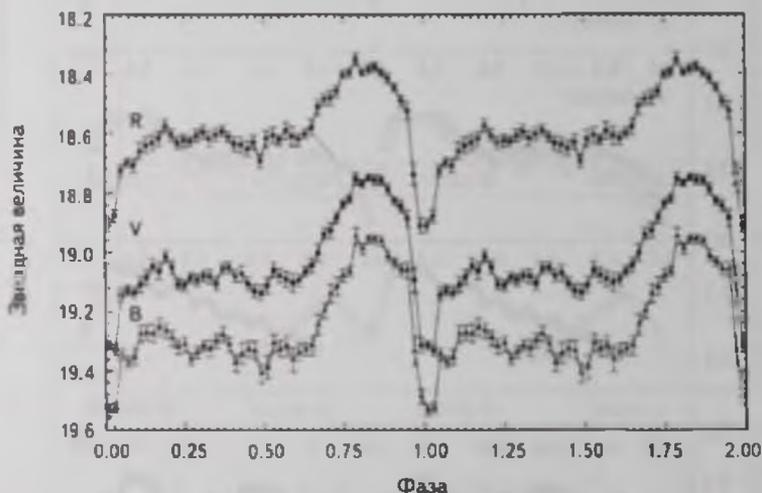


Рис. 6 Средние фазовые кривые IRXS J0038 в минимуме 2011г. в полосах  $BVR_c$  по всем ночам. Для удобства рассмотрения кривые воспроизведены дважды.

На кривых блеска, как во вспышке 2012г., так и в минимуме блеска, явно видны затмения, однако, их профиль совершенно различен, это хорошо видно на фазовых кривых 2012г., полученных путем свертки данных с орбитальным периодом (рис. 7). Фазовые кривые в спокойных состояниях блеска 2011 и 2012г. похожи: они содержат горб с максимумом на фазе 0.8. Однако этот горб отсутствует на кривой блеска во время вспышки. Это естественно, так как в соответствии с теорией тепловой нестабильности вспышка происходит не вследствие усиления темпа аккреции

от вторичного компонента (и, следовательно, увеличения яркости горячего пятна, ответственного за горб на кривой блеска), а вследствие достижения диском критических условий [5]. Потенциальной причиной относительно плавной модуляции блеска во вспышке с периодом, близким к орбитальному, может быть апсидальная или нодальная прецессия аккреционного диска. Однако периодограммный анализ для данных одной ночи не даст нам существенного различия в величинах периода положительных и отрицательных сверхгорбов.

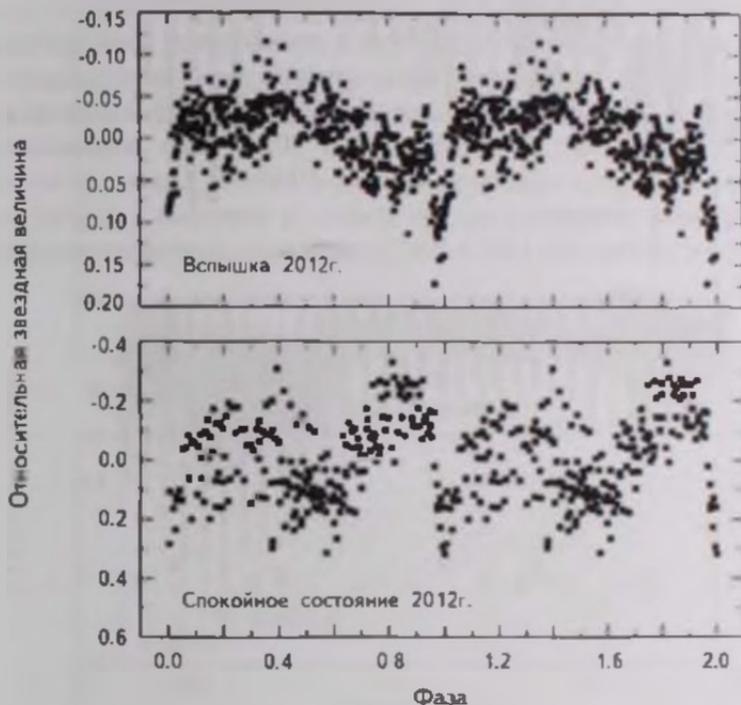


Рис.7. Фазовые кривые IRXS J0038 для данных во вспышке 2012г (вверху) и в минимуме 2012г. (внизу)

Выше мы обратили внимание на изменение профилей кривых блеска, происходящее от ночи к ночи, а в некоторые из них - от цикла к циклу. Причиной этому могут быть как быстрые непериодические колебания, предположительно связанные с изменениями структуры аккреционного диска, так и/или наличие периодических сигналов, отличных от орбитального. Быстрые непериодические изменения в структуре диска отмечались у некоторых катаклизмических переменных, например, у V1108 Her [20], V1239 Her [21]. Для проверки гипотезы о наличии дополнительного периодического сигнала, мы проделали периодограммный анализ отдельно для 2011 и 2012гг. Для 2011г. мы проанализировали данные в полосах *B*, *V* и *Rc*, а чтобы уточнить

значимость результата, использовали данные четырех ночей, когда наблюдения проводились во всех полосах. Для этого предварительно из данных в каждой из полос была убрана периодическая волна, соответствующая среднему профилю кривой блеска в данной фотометрической полосе (рис.6), после чего данные были объединены. Для них был проведен поиск периодичности методом Стеллингверфа с использованием пакета программ ISDA [22]. Результат представлен на рис.8.

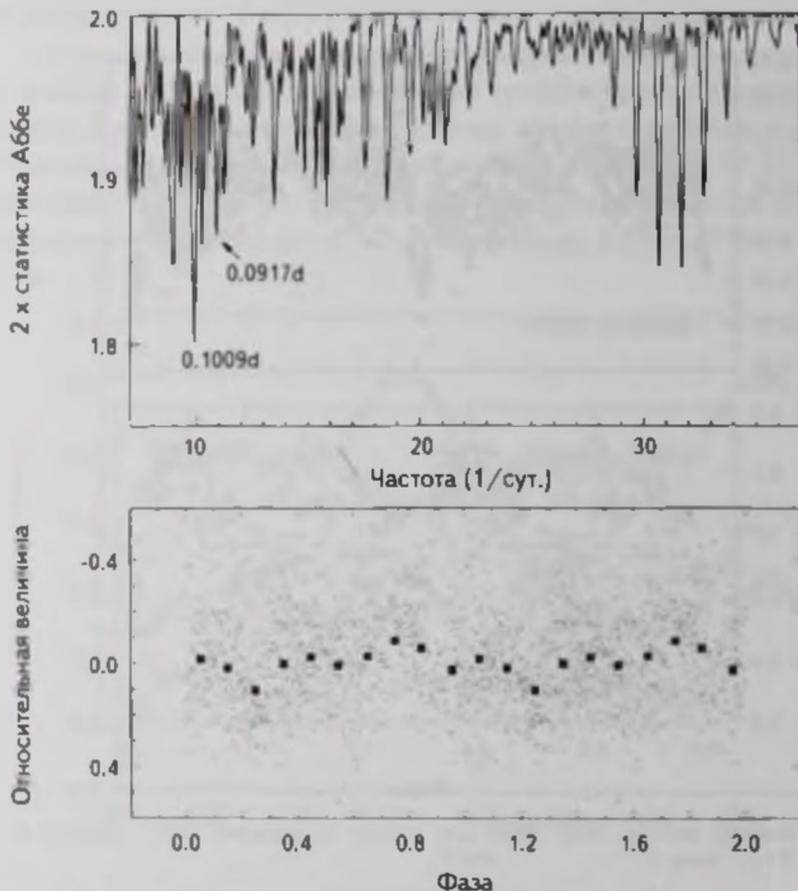


Рис.8 Периодограммы для данных IRXS 10038 в минимуме 2011г в полосах В, U и R<sub>c</sub> после вычета орбитального периода (вверху) и соответствующие свертки данных с периодом 0.0917 сут. (внизу). Серыми точками обозначены индивидуальные измерения, а черными квадратами — средние в каждом из десяти интервалов фаз орбитального периода. Ошибка среднего значения соизмерима с размером квадрата. Для удобства рассмотрения данные воспроизведены дважды.

Обращает на себя внимание группа пиков на периодограмме, разделенных суточной скважностью вокруг наиболее значимого пика, соответствующего 0.1009(1) сут. и третьи гармоники этих пиков. Таким образом, мы получили свидетельство того, что вариации профиля

орбитальных кривых блеска вызваны наличием колебаний с периодом 0.1009 сут. или суточно-сопряженным периодом (0.0917 сут. или 0.1122 сут.). Чтобы отдать предпочтение одному из этих периодов, рассмотрим, насколько реальны они могут быть с физической точки зрения. Интерес представляют два периода, один из которых больше орбитального (0.1009 сут.) и может быть периодом положительных сверхгорбов, а другой – меньше (0.0917 сут.) и может быть периодом отрицательных сверхгорбов.

Допустим, что 0.1009 сут. является периодом положительных сверхгорбов, каким-то образом выживших после вспышки и наблюдавшихся спустя год после ее окончания. В спокойном состоянии эффекты давления в аккреционном диске пренебрежимо малы и мы вправе применить аналитическую форму зависимости между наблюдаемыми величинами  $\epsilon^*$  и отношением масс  $q$  [23], где  $\epsilon^* = 1 - P_{orb}/P_{sh}$ ,  $q = m_2/m_1$ . Для орбитального периода  $P_{orb} = 0.09451$  сут. и периода положительных сверхгорбов  $P_{sh} = 0.1009$  сут., получаем  $\epsilon^* = 0.061$ , что для возможных радиусов дисков  $R_d$  в поствспышечном состоянии (0.30A-0.38A) [24] соответствует  $q = 0.39$

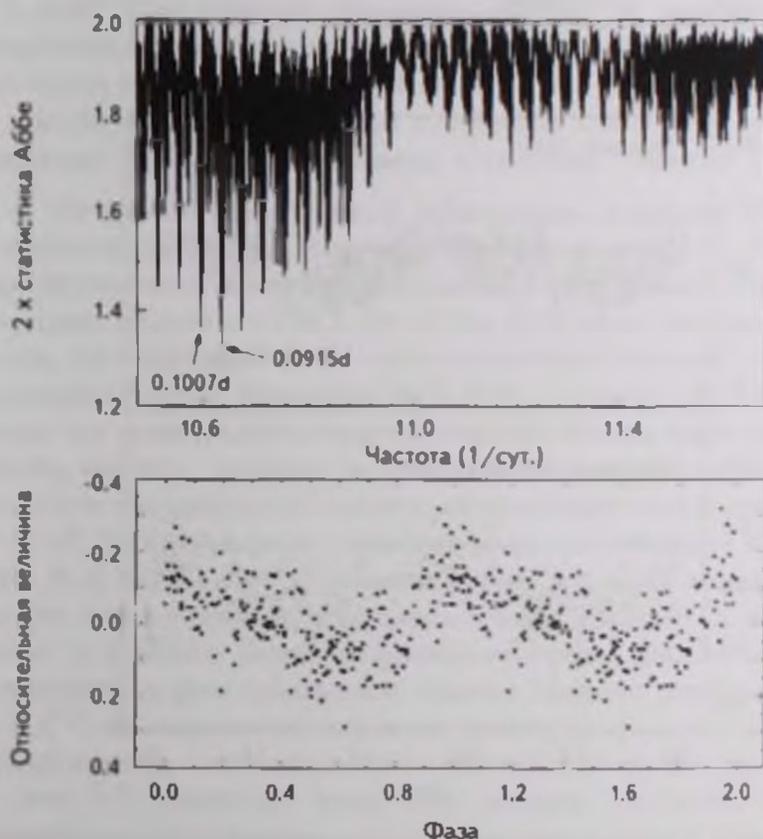


Рис 9. Периодограмма для данных 2012г. в спокойном состоянии после вычета орбитальной волны (вверху) и свертка данных с периодом 0.0915 сут

для  $Rd = 0.34A$  и  $q = 0.30$  для  $Rd = 0.38A$ , где  $A$  - расстояние между компонентами.

В соответствии с теоретическим предсказанием Кнута [12], отношение масс для орбитального периода 0.09451 сут. должно быть близким к 0.23, поэтому полученные величины  $q$  нереально велики, чтобы принять версию истинности периода 0.1009 сут.

Следовательно, период 0.0917 сут. представляется более вероятным и может быть интерпретирован как период отрицательных сверхгорбов.

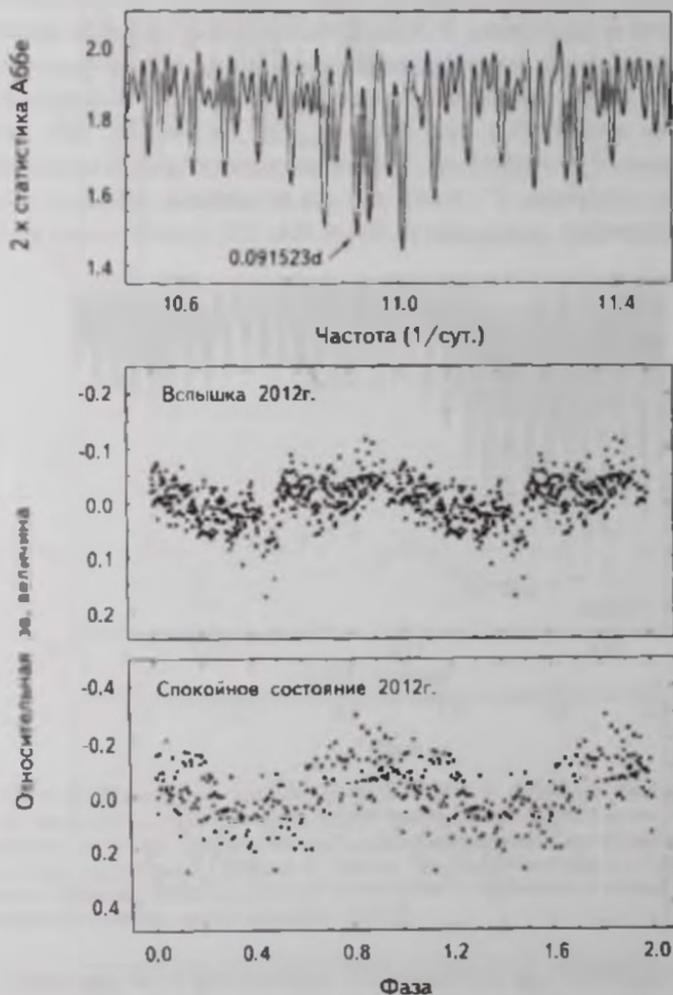


Рис 10. Периодограмма для всех данных 2012г. (верхняя панель) и свертки с периодом 0.091523 сут (средняя и нижняя панели) для данных во вспышке и спокойном состоянии. В качестве начальной эпохи была взята  $HJD = 2456211.69863$

Проведя аналогичную процедуру вычитания орбитального периода для данных в минимуме блеска 2012г., мы построили для остатков периодограмму (рис 9). Сравнивая ее с периодограммой, приведенной на рис.8 для 2011г., можно увидеть совпадение наиболее значимых пиков. Любопытно, что данные 2012г. во вспышке (освобожденные от линейного тренда, соответствующего ослаблению блеска в течение ночи) и в спокойном состоянии (освобожденные от орбитальной модуляции), будучи объединены в одну выборку, показывают синфазность с одним и тем же периодом 0.091523(8) сут. (рис.10). Такая синфазность кривых может говорить о постоянстве найденного периода на шкале времени порядка месяца.

В целом, период отрицательных сверхгорбов в 2011 и 2012гг. в среднем был равен 0.092 сут., а небольшое различие в периодах, вероятно, вызвано эволюцией отрицательных сверхгорбов (зависимость периода отрицательных сверхгорбов от фазы нормального цикла была найдена у V1504 Cyg [25] и MN Dra [26]. Данному периоду отрицательных сверхгорбов 0.092 сут. и орбитальному периоду 0.09451 сут. соответствует  $\epsilon^* = -0.027$ . Эта величина прекрасно ложится на зависимость  $\epsilon^*$  - орбитальный период для отрицательных сверхгорбов [27], что является еще одним аргументом в пользу нашей интерпретации данного периода.

Амплитуда колебаний блеска с периодом 0.092 сут. в неактивном состоянии 2011 и 2012гг. одинакова и невелика - около  $0^m.2$ .

**4. Колориметрия.** На рис.11 представлено положение IRXS J0038 и контрольных звезд на двухцветной диаграмме  $B-V$ ,  $V-R_c$ . Мы пренебрегли учетом межзвездного поглощения ввиду высоких галактических координат объекта ( $l = 119^{\circ}.2$ ,  $b = -37^{\circ}.6$ ). В то время, как контрольные звезды поля располагаются в непосредственной близости от Главной последовательности, положение IRXS J0038, в среднем, смещено относительно нее и линии абсолютно черного тела вправо. Такое положение объекта, вероятно, указывает на наличие в системе нескольких источников излучения - относительно горячего, ответственного за показатель цвета  $B-V = 0^m.19 - 0^m.26$  и более холодного, чему соответствуют показатели цвета  $V-R_c = 0^m.37 - 0^m.47$ . Горячее излучение, очевидно, ассоциируется с самыми внутренними частями диска, а более холодное - с внешними. Кроме того, можно видеть небольшие изменения показателей цвета в зависимости от фазы орбитального периода. Наиболее голубым в полосах  $B-V$  и  $V-R_c$  оказывается излучение системы на фазах 0.8-0.9, что, по нашему мнению, соответствует максимуму видимости горячего пятна (однако на фазе 0.75 показатели цвета более красные, чем можно было бы ожидать), а самым красным - на противоположных фазах. Отметим, что в минимуме затмения мы не обнаружили существенного изменения показателей цвета.

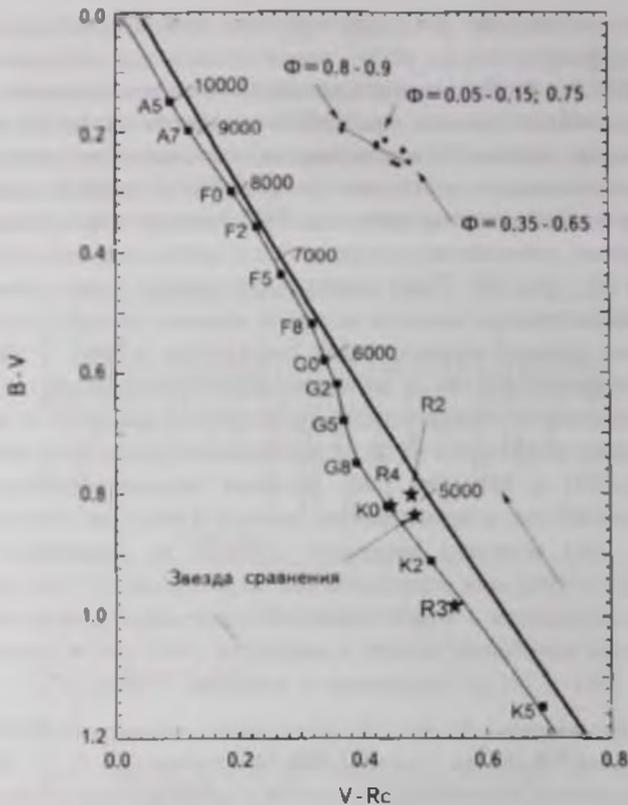


Рис 11 Положение IRXS J0038 в спокойном состоянии 2011г. и контрольных звезд в его окрестности на диаграмме  $V - R_c$ ,  $B - V$ . Главная последовательность обозначена тонкой линией, абсолютно черное тело - жирной, цифрами нанесена температура (К). Стрелочкой указано направление межзвездного поглощения в соответствии с [28]. Звездочками отмечены контрольные звезды, их номер соответствует номеру в табл.2. Заполненные кружки указывают на положение IRXS J0038 в зависимости от фазы орбитального периода ( $\Phi$ ). Каждый кружок - это среднее значение показателя цвета по данным 4-х ночей (2-4 сентября) когда были  $BVR_c$  наблюдения.

**5. Заключение** Мы проанализировали поведение карликовой новой типа SU UMa IRXS J003828 7+250920 через год и два года после сверхвысшипки 2010г. - в спокойном состоянии 2011г. и в спокойном состоянии и вспышке 2012г. Мы обнаружили, что это система с частным затмением горячего пятна в спокойном состоянии и частным затмением диска во время вспышки. Орбитальный период IRXS J003828 7+250920, равный 0.09451 сут., соответствует положению объекта в "пробеле" орбитальных периодов. Мы также обнаружили, что большие искажения орбитальных кривых блеска в спокойном состоянии 2011 и 2012гг., проис-

ходящие от ночи к ночи, вызваны действием периода 0.092 сут., который мы интерпретируем как период отрицательных сверхгорбов. Колориметрические данные выявили многокомпонентное излучение IRXS J0038, источниками которого, предположительно, являются горячие и холодные части аккреционного диска и горячего пятна на аккреционном диске.

Мы планируем дальнейшие комплексные спектральные, рентгеновские и многоцветные фотометрические исследования IRXS J0038, необходимые для изучения структуры аккреционного диска, его температурного профиля и эволюции в спокойном состоянии.

Данная работа была частично поддержана грантами РФФИ 15-02-06178 и грантом Президента РФ НШ-1675.2014.2 (Н.К.).

Наблюдения на 1-м телескопе Цейсс-1000 проводятся при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение №14.619.21.0004, идентификатор проекта RFMEF161914X0004. Авторы благодарны сотрудникам САО РАН к.ф.м.-н. А.С. Москвитину и М.М. Габдесву за помощь в наблюдениях.

<sup>1</sup> ФГБУН КРАО РАН, Республика Крым, Россия,  
e-mail: eppvlenko@gmail.com

<sup>2</sup> ГАИШ МГУ, Россия

<sup>3</sup> Университет Киото, Япония,

<sup>4</sup> Университет Нотр Дам, США

## ECLIPSING SU UMa-TYPE DWARF NOVA IRXS J003828.7+250920 IN THE "PERIOD GAP". I. MULTIPERIODICITY AND COLOR FEATURES IN 2011-2012 YEARS

E. P. PAVLENKO<sup>1</sup>, A. A. SOSNOVSKIY<sup>1</sup>, N. A. KATYSHEVA<sup>2</sup>, T. KATO<sup>3</sup>,  
K. LITTLEFIELD<sup>4</sup>

We present the results of the multicolor photometric observations of the SU UMa-type dwarf nova, IRXS J003828.7+250920, carried out in 2011-2012 yrs, during one and two years after the 2010 superoutburst when this object was in quiescence and outburst. We found partial eclipses having depth of about 0<sup>m</sup>.6 in all color bands; for the first time we derived the orbital period 0.09451001(4) days and orbital ephemeris that identify object as a dwarf nova in the period gap. The mean profile of the orbital light curve resembles the "classical" that of the U Gem. It was revealed that orbital signal co-exists with 0.092-d signal which we interpret as a period of negative superhumps. Evaluation

of the color temperature may indicate a multicomponent radiation of IRXS J003828.7+250920 where the sources of radiation could be hot and cold parts of accretion disk and a hot spot on the accretion disk.

Key words: *stars: dwarf nova: activity: multicolor photometry, IXRS J003828.7+250920*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *B. Warner*, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
2. *R. Whitehurst*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **232**, 35, 1988.
3. *M. Hirose, Y. Osaki*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **42**, 135, 1990.
4. *S. H. Lubow*, Astrophys. J., **245**, 274, 1981.
5. *Y. Osaki*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **108**, 39, 1996.
6. *E. P. Pavlenko et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **66**, 111, 2014.
7. *Е. П. Павленко и др.*, Астрон. ж. **87**, 8, 2010, (Astron. Rep., **54**, 1, 6, 2010).
8. *T. Oshima, T. Kato, E. Pavlenko et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **64L**, 3, 2012.
9. *M. M. Montgomery, E. L. Martin*, Astrophys. J., **722**, 989, 2010.
10. *T. Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **67**, 105, 2015.
11. *Н. А. Катыхшева, Е. П. Павленко*, Астрофизика, **46**, 147, 2003, (Astrophysics, **46**, 114, 2003).
12. *C. Knigge*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **373**, 484, 2006.
13. *R. Kraft*, Astrophys. J., **135**, 408, 1962.
14. *F. Verbunt, C. Zwaan*, Astron. Astrophys., **100**, L7, 1981.
15. *L. Schmidtobreick, C. Tappert*, Astron. Astrophys., **455**, 255, 2006.
16. *T. Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **10**, 2016.
17. *T. Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **64**, 21, 2012.
18. *A. Drake et al.*, Astrophys. J., **696**, 870, 2009.
19. *T. Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **65**, 23, 2013.
20. *Е. П. Павленко, Т. Като, О. И. Антонюк и др.*, Астрофизика, **54**, 545, 2011, (Astrophysics, **54**, 483, 2011).
21. *Т. С. Хрузина, П. Ю. Голышева, Н. А. Катыхшева и др.*, Астрон. ж., **92**, 323, 2015, (Astron. Rep., **59**, 288, 2015).
22. *Ya. Pelt*, Frequency analysis of astronomical time series, (Tallin Valgus), 1980.
23. *T. Kato, Y. Osaki*, Publ. Astron. Soc. Japan, **65**, 115, 2013.
24. *T. Kato, B. Monard, F.-J. Hambsch et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **65L**, 11, 2013.
25. *Y. Osaki, T. Kato*, Publ. Astron. Soc. Japan, **65**, 95, 2013.
26. *E. Pavlenko, O. Antoniuk, K. Antoniuk et al.*, AIPC, **1273**, 320, 2010.
27. *T. Oshima et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **66**, 67, 2014.
28. *D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, M. Davis*, Astrophys. J., **500**, 525, 1998.

## МАГНИТНЫЕ ЗВЕЗДЫ ПОСЛЕ ФАЗЫ ХАЯШИ II

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 1 февраля 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Анализируются свойства магнитных звезд, полученные из наблюдательных данных. Исследуется степень "магнитного" торможения родительских протозвезд, зависящая от величины магнитного поля и массы. Рассмотрены условия разделения магнитных и "нормальных" немагнитных звезд, зависящие, по-видимому, только от скорости вращения протозвезд. Анализируются причины различия средних величин магнитного поля у массивных и маломассивных магнитных звезд. Рассмотрены структуры магнитных полей магнитных звезд и их стабильность со временем (твердость вращения).

**Ключевые слова:** *Магнитные CP-звезды; эволюция; свойства магнитных полей*

1. *Введение.* Настоящая статья является продолжением работы [1], она посвящена исследованию возможного сценария происхождения и эволюции магнитных звезд на основе анализа наблюдательных данных.

По мере накопления фактических данных появляются возможности уточнять полученные ранее результаты и выявлять новые. Так, например, факт преимущественной ориентации магнитных полей в магнитных CP-звездах вдоль экватора вращения был обнаружен и впервые исследован Престоном [2]. Более полное исследование этого свойства было проведено Ландстритом [3]. Данные о преимущественной ориентации магнитных силовых линий вдоль экватора вращения позволили Потсдамской группе астрофизиков пытаться применить теорию магнитного динамо  $\alpha^2$  типа [4-6] для объяснения происхождения магнитного поля. Однако многочисленные трудности теории динамо привели позднее к более обоснованной реликтовой теории, предложенной Каулингом, Спитцером и Местелем [7-9]. Первые исследования структур магнитных полей звезд проводились Престоном при предположении, что они соответствуют структуре теоретического магнитного диполя, помещенного в центре звезды. Однако работы Ландстрита показали, что во многих случаях структура магнитного поля соответствует модели магнитного диполя, смещенного из центра звезды вдоль его оси. Результат о преимущественной ориентации магнитных полей инициировал исследования, которые привели к предположению наличия медленной меридиональной циркуляции, склоняющей силовые линии к плоскости экватора вращения [10] в течение

жизни звезды. Дальнейшие исследования показали, что существует ряд звезд, у которых диполь может быть смещен не только вдоль, но и поперек его оси, а у некоторых структура магнитного поля предполагает наличие двух и даже трех магнитных диполей внутри звезды [11]. Такие случаи наблюдаются как у самых старых, так и у самых молодых объектов, у которых медленная меридиональная циркуляция не успела бы сориентировать магнитные силовые линии. Возникли другие трудности гипотезы меридиональной циркуляции. Созданная нами, совместно с Потсдамскими астрофизиками, методика моделирования магнитных структур [12,13] позволила более детально изучить проблему преимущественной ориентации магнитных структур в магнитных звездах. Возникли возможности приблизиться к пониманию внутренних структур магнитных полей. Кроме причин преимущественной ориентации магнитных полей CP-звезд мы рассмотрим ниже другие важные свойства, приобретенные звездами в ранний период эволюции.

*2. Механизм избирательного магнитного торможения протозвезд.* Для того, чтобы понять причину наблюдаемого преимущественного распределения магнитных звезд по углам  $\alpha$ , рассмотрим наиболее вероятный механизм торможения протозвездных облаков, заключающийся в следующем. В работе [14] показано, что если звезды формируются посредством коллапса или фрагментации намагниченных межзвездных облаков, может возникнуть процесс, при котором может произойти передача углового момента из коллапсирующего объема вещества к окружающей материи. Расчет показывает [14], что магнитное торможение в случае ориентации магнитного поля  $\mathbf{J} \perp \mathbf{B}$  может изменить угловой момент межзвездного облака на несколько порядков величины за время менее чем  $10^6$  лет. При указанной конфигурации магнитное торможение много эффективнее, чем в случае  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{B}$ . Это значит, что сильнее тормозятся те протозвездные облака, у которых магнитные силовые линии параллельны плоскости вращения. Такое избирательное по отношению к углу  $\alpha$  торможение приводит к избытку магнитных звезд с  $\alpha = 0^\circ \div 20^\circ$ . Этот механизм приводит одновременно к двум особенностям магнитных звезд - медленному вращению и преимущественной ориентации магнитных силовых линий. Малая доля звезд с благоприятной ориентацией силовых линий приводит, очевидно, к 10% доле магнитных звезд.

*3. Среди массивных (He-r+He-w) CP-звезд доля объектов с  $\alpha = 0^\circ \div 20^\circ$  преобладает.* К настоящему времени получены модели магнитных полей и их параметров для 115 звезд. Величины средних поверхностных величин магнитного поля  $B_s$  и углы наклона диполей к плоскости экватора вращения  $\alpha$ , полученные методом моделей, приведены

Таблица 1

## ДАННЫЕ О СТРУКТУРАХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

	HD	Тип	$B_s$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\Delta\alpha_1$	$\Delta\alpha_2$	$\Delta\alpha_3$	$\log t$	$M_\odot$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	2453	SrCrEu	3737	10			0			8.88	2.18
2	3360	He-r	294	3			0:			7.36	4.73
3	3980	SrCrEu	1863	0			0:			8.39	1.93
4	4778	SrCrEu	2600	9			0			8.43	2.23
5	5737	He-w	3190	1.5			0			7.93	4.95
6	8441	SrCrEu	470	0			0:			8.63	2.33
7	9996	SrCrEu	4831	78			0:			8.40	2.14
8	10783	Si+	2244	25	0		0.07	0.50		8.48	3.09
9	11503	Si+	1000:	15			0:			8.44	2.68
10	12098	Si+	1690	44			0			8.93	2.31
11	12288	SrCrEu	7879	24			0.08			8.66	2.46
12	12447	Si+	782	0			0.20			8.57	2.04
13	12767	Si	159	0			0:			8.10	3.83
14	14437	SrCrEu	7665	2			0.15			8.36	2.92
15	15144	SrCrEu	1055	81			0			8.62	1.71
16	18296	SrCrEu	890:	2			0:			8.24	3.40
17	19832	Si	495:	0			0			8.06	2.94
18	21699	He-w	6150	5			0.40			7.85	4.65
19	22470	He-w	2350	0			0			8.01	3.50
20	24155	Si	1790	14			0:			7.19	3.18
21	24712	SrCrEu	2600	52			0:			9.01	1.56
22	25267	Si	4879	7			0.37			8.24	3.53
23	25823	Si	914	55			0:			8.15	3.39
24	27309	Si+	1350:	50			0:			7.53	2.98
25	28843	He-w	580	8			0:			7.44	3.58
26	32633	Si+	12000	25	0		0.60	0.60		8.78	2.70
27	33629	SrCrEu	4760	25	0					8.16	3.96
28	34452	Si	1000:	21			0:			7.82	3.61
29	34736	Si	814	2			0			8.10	3.88
30	35298	He-w	2886	2			0			7.00	3.73
31	35456	He-w	1643	81			0:			7.90	3.57
32	35502	He-w	6500	10	10		0.10	0.10		7.40	4.00
33	36485	He-r	5890	5	5		0.30	0.23		7.34	6.48
34	36629	He-w	457	6			0:			7.00	4.80
35	37017	He-r	2144	12			0.05			7.50	7.97
36	37022	O	361	30			0:			4.8	35?
37	37058	He-w	2665	5			0			7.30	6.65
38	37479	He-r	4312	15			0.10			7.32	10.09
39	37776	He-r	3760	1	4	15	0.5	0.5	0.5	7.00	8.77
40	40312	Si	650	5			0.20			8.33	3.41
41	45583	Si	4990	35	10		0.10	0.10		8.08	3.47
42	49333	He-w	1332	0			0			7.28	4.48
43	49606	He-w	141	21			-0.2			7.95	4.44
44	49976	SrCrEu	1359	0.0			0.10	0.30		8.42	2.29
45	50773	SrCrEu	441	0	2.5		0.15	0.40			
46	51418	SrCrEu	1126	1			0			8.60	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
47	54118	Si	5400	1			0			8.40	2.69
48	55719	SrCrEu	6501	5			0.23			8.72	2.10
49	58260	He-r	3063	65			0			-	-
50	59435	SrCrEu	3234	40			0.10			8.78	2.09
51	62140	SrCrEu	1566	0			0.045			8.73	1.63
52	64740	He-r	850	16			0.20			7.08	8.58
53	65339	SrCrEu	13700	77			0.45			8.87	1.80
54	70331	Si	12312	2			0.3			7.90	3.00
55	71866	SrCrEu	3470	2			0.05			8.77	2.05
56	72968	SrCrEu	1637	3			0			8.60	2.00
57	74521	SrCrEu	889	73			0			8.40	2.38
58	75049	SrCrEu	28160	18			0.10			8.23	1.56
59	78316	He-w	541	3			0			-	-
60	79158	He-w	1762	2			0.10			8.13	3.67
61	81009	SrCrEu	8301	69			0.1			8.90	2.05
62	83368	SrCrEu	8400	?			0:			8.95	1.75
63	89822	Si+	306	15			0			8.49	2.07
64	90044	Si+	2153	2			0:			8.48	2.39
65	92664	Si	1140	50			0			7.87	4.07
66	96446	He-r	955	6			0			7.17	11.12
67	96707	SrCrEu	841	48			0			8.87	2.25
68	98088	SrCrEu	1105	40			0			8.87	2.18
69	101412	O	535	13			0.13			-	-
70	107612	SrCrEu	439	10			0			8.72	2.18
71	108662	SrCrEu	1040	66			0:			8.40	2.39
72	112185	SrCrEu	330	8			0:			8.60	2.48
73	112413	SrCrEu	2600	8			0.10			8.30	2.85
74	115708	SrCrEu	3850:	3			0:			8.96	1.74
75	116458	He-w	4676	78			0.07			8.48	2.30
76	118022	SrCrEu	1270	25			0.1			8.65	1.94
77	119213	SrCrEu	1237	35			0			8.73	2.07
78	119419	Si	17300	73			0.05			8.30	2.44
79	122532	Si	1064	4			0			8.26	2.82
80	124224	Si	2200	3			0.30			8.04	3.03
81	125248	SrCrEu	7300	0			0			8.40	2.00
82	125823	He-r	390:	10			0:			7.48	5.83
83	126515	SrCrEu	12322	4			0.24			8.36	2.30
84	133029	Si+	6157	35			-0.3			8.36	2.40
85	133652	Si	2200	50			0			7.78	3.16
86	133880	Si	5300	16			0.20			8.16	2.93
87	137509	Si+	2967	20	17		0.10	0.10		7.98	3.43
88	137909	SrCrEu	5620	6	5		0.18	0.18		8.93	1.98
89	142301	He-w	6425	3	3		0.4	0.4		7.10	4.36
90	147010	Si+	12000	65			0.45			9.00	3.41
91	148112	SrCrEu	276	50			0:			8.70	2.13
92	148199	Si	1350	8			0			8.37	2.72
93	318107	Si+	13307	5			0.11			8.00	2.88
94	149438	O9	828	5	5	5	0.4	0.4	0.4	5.76?	-
95	151965	Si	9565	83:			0			7.73	4.07

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
96	152107	SrCrEu	4100	7	4		0.5	0.5		8.72	1.89
97	166473	SrCrEu	7649	15			0.28			9.00	2.06
98	169842	SrCrEu	2000:	25:			0			8.81	2.11
99	170397	Si	1160	5			0:			8.13	2.20
100	178892	SrCrEu	8928	35			0.15	0.0		8.88	1.93
101	182255	He-w	<100	0:	0		0.20	0.20		7.90	3.86
102	184927	He-r	3265	13			0			7.15	6.18
103	187474	Si+	5317	66			0.10			8.50	2.55
104	188041	SrCrEu	3663	83			0.07			8.78	2.07
105	191612	O	600	22			0			6.0	
106	192678	SrCrEu	4668	20			0:			8.63	2.44
107	196178	Si	1847	40			-0.15			8.02	4.02
108	200311	Si+	8568	4			0.08			7.95	3.77
109	201601	SrCrEu	3846	5			0:			8.97	1.65
110	215441	Si	34000	80			0.03			7.00	5.19
111	220825	SrCrEu	678	11			0:			8.69	1.94
112	223640	Si	1026	38	0		0.40	1.0		8.05	3.09
113	343872	Si	3717	26	0		0.10	0.50			
114	200775	Ac/Bc	3950	0			0:				3.36
115	V381Ori	Ac/Bc	2010	0			0:				1.91

в табл.1. Там же даны расстояния  $\Delta a$  монополей от центра звезды в единицах радиуса. Данные для таблицы взяты из [14-25]. В последующих столбцах табл.1 приведены возрасты звезд, оцененные с помощью параметров, приведенных в [20,21], с использованием эволюционных треков из [22]. В столбцах величины  $\alpha$  и  $\Delta a$  пронумерованы как 1, 2 и 3. В первом столбце приведены данные для самого "сильного" диполя, во втором для среднего и в третьем для слабого диполя (в соответствии с силой магнитного поля). Если рассмотреть распределение числа звезд с разными углами, приведенное в работе [23], то оказывается, что оно внешне ничем не отличается от распределения Престона и Ландстрита. Однако из рис 1a, b видно, что распределения, построенные отдельно для мало массивных звезд (Si+SrCrEu)-типа и массивных звезд (He-r + He-w)-типа, заметно различаются. Обычно мы считаем, что если угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения  $\alpha$  находится в пределах  $0^\circ + 20^\circ$ , то диполь находится в плоскости экватора вращения. Из рис 1a и b видно, что среди массивных магнитных звезд преобладает число объектов с диполями, лежащими в плоскости экватора вращения и почти нет звезд с  $\alpha > 20^\circ$ . Среди звезд (Si+SrCrEu)- группы отношение числа объектов с малыми углами и большими углами  $\alpha$  равно 1.35. Для звезд (He-r + He-w)-группы это отношение равно 7. Особенно это свойство хорошо замечено на рис 2a,b, где показано

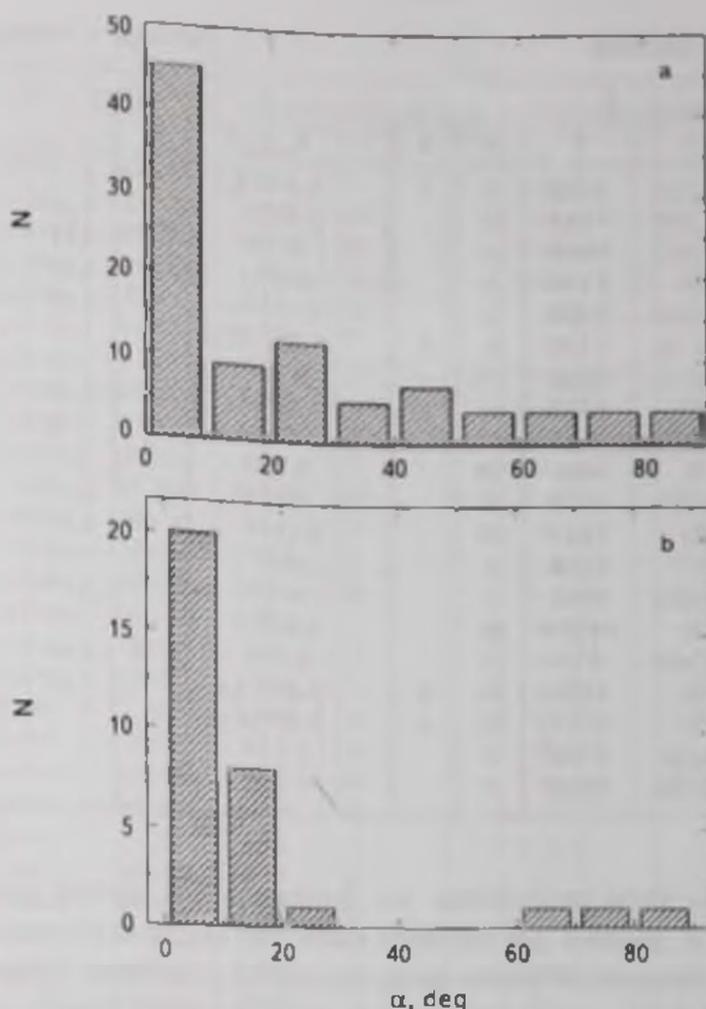
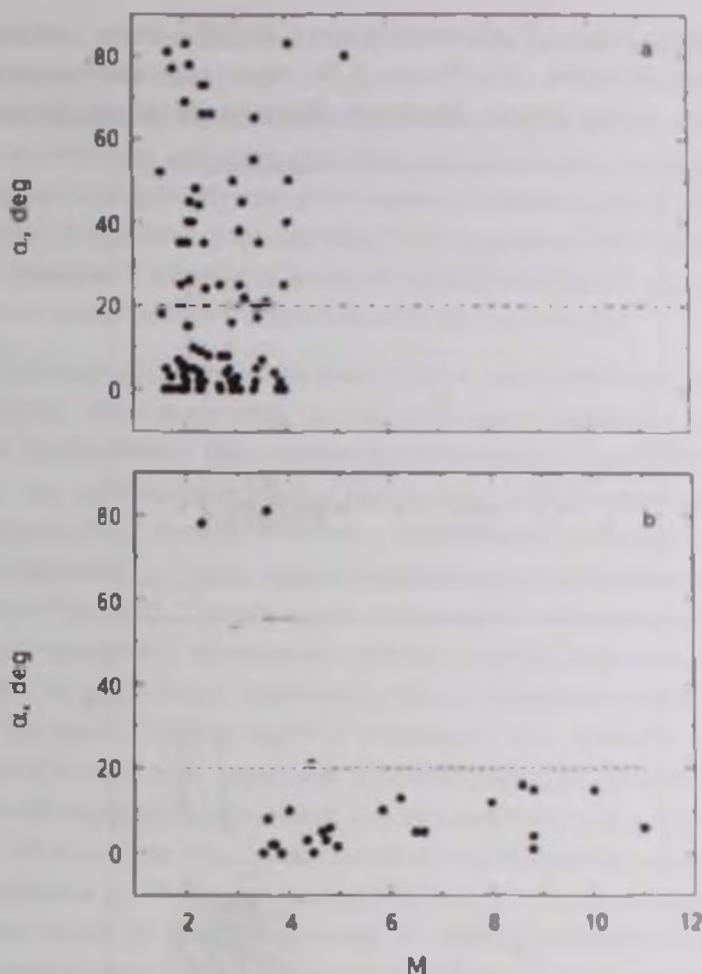


Рис. 1. Распределение звезд по углам  $\alpha$ : а - (Si+SrCrEu)-звезды; б - (He-r+He-w)-звезды.

распределение углов  $\alpha$  у магнитных звезд с разной массой. Хорошо видно, что массивные CP-звезды имеют углы в основном  $\alpha < 20^\circ$ . Чем можно объяснить такое различие? Предварительно можно предположить, что массивные протозвезды затормозить труднее, чем мало массивные. Известно также, что массивные протозвезды имеют более слабое магнитное поле, как это видно далее в разделе 6, а также в [1]. Эти два фактора приводят к относительно более слабому торможению массивных протозвезд. Эффективное торможение испытывают только те протозвезды, для которых более жестко выполняется условие ориентации -  $\alpha = 0^\circ$ , приводящее к избытку звезд с  $\alpha = 0^\circ + 20^\circ$ . Вероятно по этой же причине относительное количество массивных магнитных звезд много меньше, чем у маломассивных.


 Рис. 2. Распределение углов  $\alpha$  у звезд разных масс

4. *Маломассивные (SrCrEu+Si) звезды имеют максимальные периоды вращения.* Рассмотрим следующее свойство магнитных звезд с разными массами. На рис. 3а показаны зависимости масса - период вращения  $M(\log P)$  для массивных (He-r + He-w)-звезд, на рис. 3б для объектов со средней массой (Si)-типа и на рис. 3с для маломассивных (SrCrEu)-звезд. Из рисунка видно, что (He-r+He-w)-звезды, (Si)- и (SrCrEu)-звезды имеют в среднем массы, заключающиеся соответственно в пределах  $M = 3 \div 6 M_{\odot}$ ,  $2 \div 4 M_{\odot}$  и  $1.5 \div 3 M_{\odot}$ . Хорошо заметно большое различие между характером распределения этих трех групп звезд. Гелиевые звезды занимают диапазон периодов вращения  $\Delta \log P = 0 \div 1.5$ , кремниевые звезды имеют средний диапазон масс и занимают диапазон периодов вращения  $\Delta \log P = 0 \div 3.5$ , а SrCrEu-звезды находятся в промежутке  $\Delta \log P = 0 \div 4.5$  и самый малый диапазон масс. Достаточно уверенно можно считать, что величина максимального периода вращения обратно пропор-

циональна массе звезд. У маломассивных SrCrEu-звезд наблюдаются самые большие периоды - до 70 лет. У Si- звезд максимальный период  $P(max) = 7$  лет, у массивных He-звезд  $P(max) = 20$  дней. Естественно

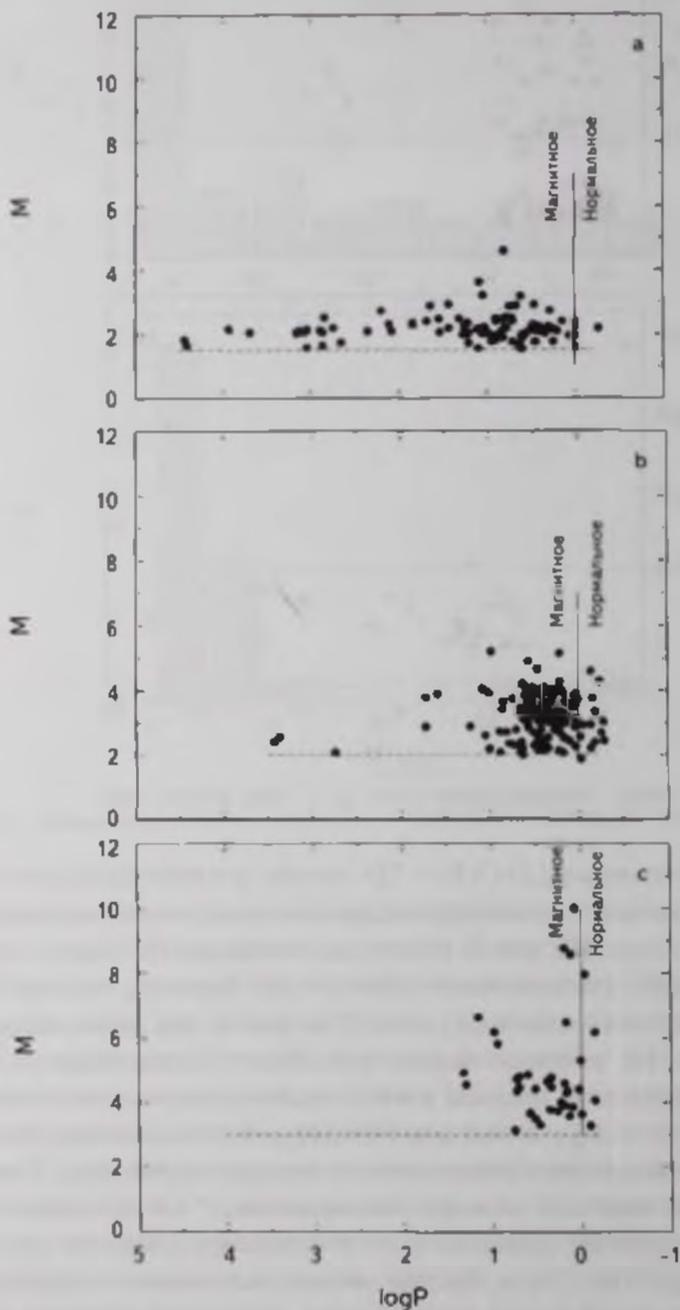


Рис. 3. Распределение звезд разных масс по величинам  $\log P$ . а) (He-r+He-w)-звезды, б) Si-звезд, в) SrCrEu-звезды

предположить, что это связано с тем, что 1) чем меньше масса родительской протозвезды, тем легче ее затормозить и 2) у мало массивных звезд величина среднего поверхностного магнитного поля выше, чем у массивных звезд с гелиевыми аномалиями (см. раздел 6 и [1]), следовательно, их торможение сильнее. Кроме того маломассивные звезды дольше эволюционируют и процесс торможения у них дольше. Этот вывод такой же, как и в разделе 3. Причина разного диапазона масс у рассматриваемых трех групп звезд требует специального исследования.

5. *Граница между нормальными и магнитными звездами.* Из рис.3 видно, что магнитные звезды всех масс граничат с нормальными звездами практически при одинаковой величине  $-\log P(c) \approx 0$ . Это может означать, что для возникновения в протозвезде дифференциального вращения [1,23] нужно единственное условие - превышение некоторой критической скорости вращения  $v_c$  (при дифференциальном вращении внутренние области вращаются быстрее). Скорее всего, вследствие возникновения дифференциального вращения, магнитные силовые линии, закручиваются, создавая невидимое тороидальное магнитное поле. Формирующиеся "нормальные" звезды "без поля", имеют  $\log P < 0$ . Очевидно, что границу  $\log P(c)$  удается преодолеть только тем тяжелым протозвездам (см. раздел 2), у которых наиболее благоприятные условия для торможения, т.е. у них самые малые углы  $\alpha$ . Поэтому на рис.2 наблюдается преобладание массивных звезд с малыми углами  $\alpha$ . Вследствие относительно слабого торможения тяжелых протозвезд из-за их большой массы и слабого магнитного поля границу  $\log P(c)$  преодолевает только небольшая доля звезд, и все они имеют относительно короткие периоды вращения. К сожалению, слишком мало пока данных о звездах He-r и He-w для проведения уверенной статистики. В результате, максимально замедленные массивные протозвезды превращаются в магнитные звезды в узком диапазоне  $\log P = 0 + 1$ , а маломассивные протозвезды замедляются сильнее, так что формирующиеся из них звезды имеют  $\log P = 0 - 4.5$ .

6. *Массивные магнитные (He-r+He-w)-звезды имеют более слабое поле.* В работе [1] этот вопрос уже обсуждался. Зависимость величины среднего магнитного поля от температуры (массы) звезды, представлена на рис.4, которая является одним из самых интересных и достаточно четких свойств магнитных звезд. Одновременно мы можем сослаться на нашу работу [24], в которой показано, что доля магнитных звезд со слабым полем увеличивается в сторону увеличения их массы. На рисунке звездочками обозначены O-звезды HD37022, 101412 149438, их поле еще меньше. Причины такого хода могут быть разные. Первая из них может быть связана с разным средним возрастом звезд. Средний возраст звезд SrCrEu-типа в 20-30 раз больше возраста He-r-звезд, следовательно, релаксация

магнитного поля после ZAMS продвинулась у последних в меньшей степени, и дипольное магнитное поле выросло тоже меньше. Вторая причина может заключаться в том, что более массивные звезды формировались из большего объема протозвездного вещества, в котором число разноориентированных намагниченных объемов относительно больше. Поэтому полный вектор поля уменьшается. Сравним рис. 3 и 4. Максимально заторможенные звезды имеют  $\log P(max) = 1.5$ , (3 и 4.5) для массивных и менее массивных звезд, соответственно. Эти же группы звезд имеют средние величины  $B_s = 2.5$ , (5.1 и 4.9) кГс. Таким образом, намечается зависимость - чем сильнее магнитное

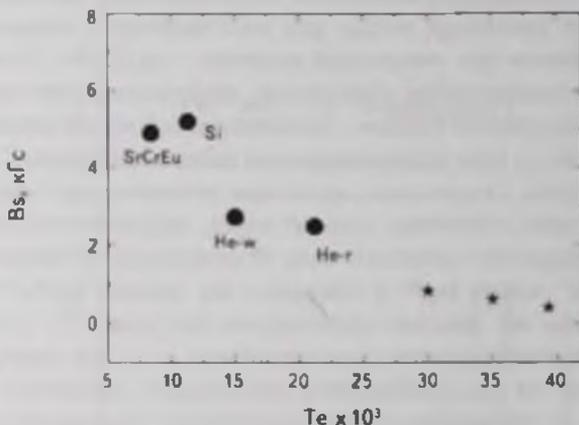


Рис 4 Средние величины магнитных полей  $B_s$  у звезд с разной средней температурой (массой).

поле, тем сильнее звезды заторможены. Зависимость вполне ожидаемая и не вызывает вопросов. Однако в разделе 4 на основании рассмотрения рис 3а, б, с мы сделали предположение, что разное предельное значение  $\log P$  может возникать в случае, если торможение малых масс происходит легче. Таким образом, оба эффекта действуют в одну сторону. Какой из них преобладает, неизвестно, скорее всего магнитное поле. Поскольку мы придерживаемся гипотезы о потере момента вращения протозвездных облаков с участием магнитного поля, то необходимо, чтобы слабое поле у массивных протозвезд было уже в период до фазы Хаяши. Это значит, что предположение о меньшей степени релаксации у звезд с гелиевыми аномалиями если и имеет место, то в небольшой степени.

7. *Распределение магнитных полей у протозвезд с разным моментом вращения.* Это распределение мы пытаемся исследовать с использованием данных о магнитных звездах Главной последовательности, предполагая, что эта зависимость сохранилась за весь период предыдущей эволюции. В течение длительного времени разные авторы пытались найти

зависимость между скоростью вращения магнитных звезд (или периодом вращения) и величиной магнитного поля, предполагая, что такая зависимость обязательно должна быть и в случае потери момента вращения под действием магнитного поля, и в случае, если магнитное поле генерировалось посредством механизма динамо. В работах [26,27] был сделан вывод, что нет признаков торможения магнитных звезд на Главной последовательности, если оно и произошло, то только на более ранних стадиях эволюции [28]. В работах [29,30] была заподозрена антикорреляция между величиной магнитного поля и скоростью вращения. Зависимость  $\langle Be \rangle (\log P)$ , изученная нами в 1986г. [31] с использованием среднеквадратических величин магнитного поля  $\langle Be \rangle$ , как оказалась, имеет максимум на  $\log P = 0.7$ . Правая часть получена там по большому количеству звезд, и она надежно соответствует предположению о наличии антикорреляции. Левая часть менее надежна и соответствует прямой корреляции. По мере накопления наблюдательного материала выявилось [32], что нет никакого сомнения в реальности этого максимума. Ранние работы не привели к определенному выводу о природе рассматриваемой зависимости. Не было найдено определенно ни признаков работы динамо, ни признаков действия механизма торможения. Сторонников работы динамо механизма становится все меньше.

В работах [2,4] данная проблема была пересмотрена. Изучалась не зависимость  $Be(\log P)$ , а рассматривался характер распределения звезд в координатах  $Be$  и  $\log P$ . На рис.5 приведено это распределение, построенное

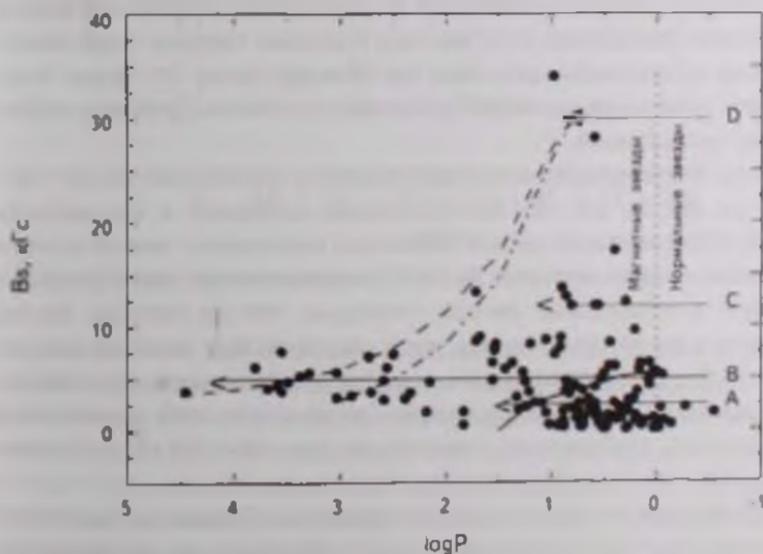


Рис.5. Распределение магнитных звезд с разным периодом вращения. а) Распределение магнитных полей  $Be$  по величинам  $\log P$ , б) Распределение числа звезд по величинам  $Be$ .

по данным работ [3, 14]. Штриховой линией обозначена область, занимаемая маломассивными звездами SrCrEu-типа, штрих-пунктирной линией – звездами средней массы Si-типа, они похожи. Сплошной линией ограничена область массивных He-звезд. Она резко отличается от предыдущих. Как мы видели выше, степень торможения протозвездного облака обратно пропорциональна массе и пропорциональна величине поля. У массивных протозвезд оба фактора действуют слабо (стрелка А). У мало массивных протозвезд оба фактора действуют сильно. По сравнению с массивными протозвездами степень торможения у них больше (стрелка В). В обоих случаях мы наблюдаем признак эффективности действия механизма торможения, зависящего от величины магнитного поля и массы. В первом случае максимум эффективности приходится на  $B_s \approx 2.5$  кГс, а во втором случае на  $B_s = 5$  кГс.

Непонятной оказывается асимметрия зависимости  $B_s(\log P)$  в сторону больших  $B_s$  для мало массивных протозвездных облаков в области  $\log P = 0 - 1$ . Небольшое число звезд с максимальным полем оказались слабо заторможенными. Складывается впечатление, что некоторые протозвезды тормозятся слабее, несмотря на большое поле (стрелки С, D). Таким образом, часть протозвезд тормозится в соответствии с рассмотренными двумя причинами (стрелки А, В), тогда как причины слабого торможения самых намагниченных протозвезд остаются непонятными. Такие родительские протозвезды заторможены слабо, они только слегка отошли от границы, отделяющей нормальные звезды. Их число составляет 8.5% от общего количества звезд. Никакие особенности не выделяют их от других магнитных звезд. Создается впечатление, что существует некоторая причина, ослабляющая торможение родительских протозвезд при больших полях. Это может быть, в частности, нетипичная структура протозвездных облаков. Проблема требует детального исследования.

Гораздо лучше максимальная эффективность торможения на  $B_s = 5$  кГс заметна на рис. 6а, где (Si+SrCrEu)-звезды отложены в координатах  $\log B_s - \log P$ . Вертикальной линией обозначено направление максимального торможения, соответствующего  $B_s = 5$  кГс, горизонтальная линия разделяет магнитные и нормальные звезды. Очевидно, что на рисунке звезды тормозятся в направлении снизу вверх. Аналогичный рисунок, но для звезд типа (He-r+He-w) представлен на рис. 6б. Звезд мало, но, похоже, что распределение подобно предыдущему. Для звезд этого типа максимальная эффективность торможения происходит при  $B_s = 2.5$  кГс. Степень торможения у массивных протозвезд существенно меньше.

Распределение магнитных плюс немагнитных CP-звезд по величинам  $v_{\text{rot}}$  (вместо  $\log P$ ) было исследовано в [33]. Максимум их распределения приходится на  $v_{\text{rot}} \sim 25$  км/с, а максимум распределения нормальных звезд на  $v_{\text{rot}} \sim 200$  км/с. Максимальная величина скоростей вращения соответственно

приходится на 150 км/с и 350 км/с. Зависимости относительного количества магнитных (точки) и немагнитных Ap и Vp-звезд (звездочки) [33] на разных  $v \sin i$  построены отдельно, причем хорошо видно, что они подобны. Ход этих зависимостей соответствует распределению  $B_s(\log P)$ . Поскольку зависимости для магнитных и немагнитных CP-звезд одинаковые, то это

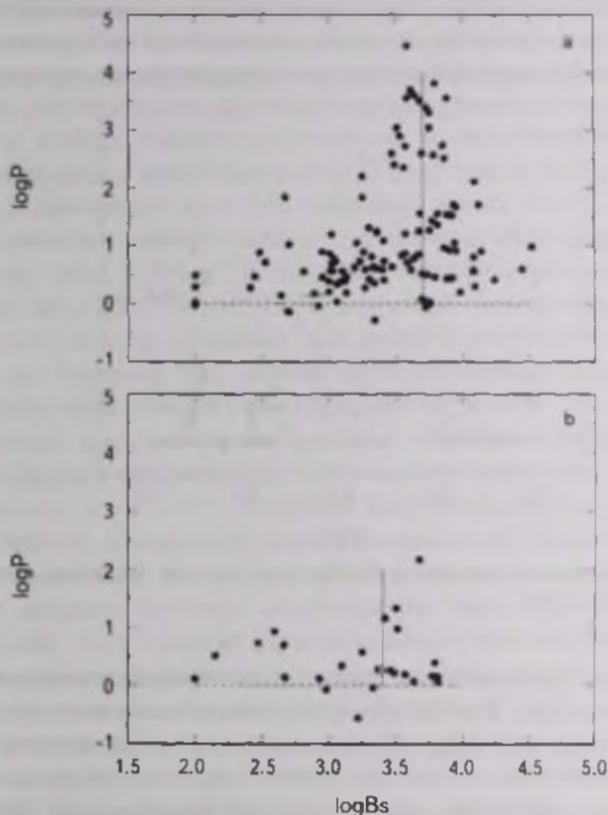


Рис.6 Величины отклонений монополей  $\Delta a$  от центра звезды у звезд разного возраста.

показывает, что их ход не зависит от магнитного поля, т.е. поле не участвует в процессе разделения звезд на химически пекулярные и нормальные. Отсюда делаем вывод, что основную роль, если не единственную, в разделинии звезд играет скорость вращения, причем граница разделения приходится примерно на  $v \sin i = 120$  км/с, что соответствует периоду вращения  $P \approx 1^d$ . На рис.7 она обозначена вертикальной сплошной линией. В связи с этим предполагается (см. далее), что среди протозвездных облаков существует соответствующая критическая величина угловой скорости  $V_c$ , на которой происходит отделение магнитных и немагнитных CP-звезд от нормальных. Наличие такой границы

требует предположения о начале действия разделяющего механизма, зависящего от скорости вращения. Скорее всего, это дифференциальное вращение протозвезд закручивает магнитные силовые линии и таким путем формирует "нормальные" немагнитные звезды [3]. Менее вероятно действие меридиональной циркуляции у молодых звезд на стадии "до ZAMS". Таков возможный механизм отделения нормальных звезд от магнитных и CP-звезд без поля. Эта проблема требует дальнейшего серьезного исследования.

Вероятно, потеря момента вращения протозвездных облаков под действием

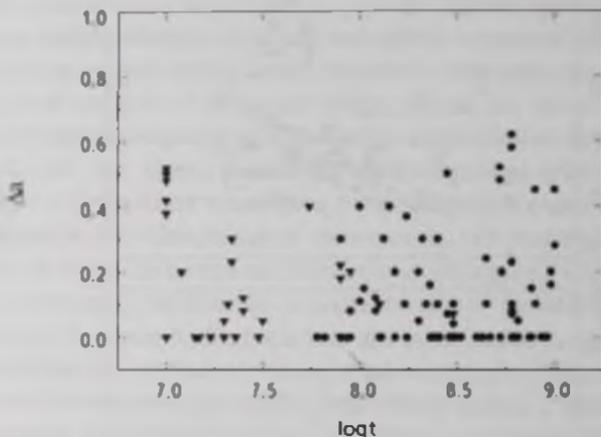


Рис. 7 Относительное количество магнитных (кружки) и не магнитных (звездочки) CP-звезд на разных  $\log t$ .

магнитного поля приводит также к известному дефициту тесных двойных среди магнитных звезд. В то же время, нормальное число тесных двойных среди металлических звезд может быть признаком того, что они не тормозились магнитным полем. Немагнитные Am, HgMn,  $\lambda$  Boo и др. сформировались скорее всего из немагнитных самых "медленных" протозвездных облаков, а магнитные звезды возникают из намагниченных заторможенных магнитных облаков или "медленных" изначально магнитных ротаторов. Различие между магнитными и химически пекулярными звездами без поля, по-видимому, состоит только в том, что при полной стабильности атмосферы в первом случае диффузия химических элементов происходит вследствие лучевого давления, гравитации и ветра в магнитном поле [34], а во втором то же самое, но без участия поля.

8. Структуры магнитного поля звезд с возрастом не изменяются. На рис. 7 представлена зависимость  $\Delta a(\log t)$ . Величина  $\Delta a$  это смещение магнитных монополей от центра звезды. Чем оно больше, тем более сложной структурой магнитного поля обладает звезда. Если  $\Delta a = 0$ ,

то это значит, что структура магнитного поля соответствует центральному диполю. Кружками обозначены SrCrEu- и Si-звезды, треугольниками - He-r+He-w-звезды. Из рис.7 видно, что среди самых молодых и самых старых звезд есть объекты со сложной структурой магнитного поля, причем в среднем отклонение  $\Delta\alpha$  у массивных и у мало массивных звезд одинаково. Вывод единственный - структуры не меняются с возрастом. Звезды вращаются твердотельно. Уже на начальных этапах исследования магнитных звезд предполагалось, что магнитные звезды вращаются твердотельно [35-36]. Тем не менее, для объяснения преимущественной ориентации магнитных полей и других свойств, предлагались гипотезы о существовании медленной меридиональной и другой циркуляции [37], которые со временем изменяют структуру магнитного поля. Мы приводим доводы [1], противоречащие предположению о наличии каких-либо крупномасштабных движений внутри магнитных звезд. В работе [3], например, обсуждаются модели магнитного поля двух звезд, HD37776 и HD137909. Магнитные диполи у них расположены в плоскости экватора вращения, а их возрасты различаются на величину около двух порядков. При наличии крупномасштабных движений внутри звезд ориентация диполей стала бы различной. Можно привести и другие аналогичные примеры. В работах [3,35] и в настоящей работе, например, рассматривается распределение углов  $\alpha$ . Оно имеет ясно выраженный максимум на  $\alpha = 0^\circ \pm 20^\circ$ . Поскольку в это распределение входят звезды всех возрастов, то максимум неминуемо оказался бы "размытым", если бы внутри звезды были бы крупномасштабные движения вещества. К этому следует добавить результат моделирования звезд Ae/Be Хербига [38], показавший, что у самых молодых звезд диполи уже ориентированы вдоль плоскости экватора вращения и никакие крупномасштабные движения не успели бы изменить их ориентацию. В работе [1] было показано, что магнитное поле CP-звезд затухает только за счет омических (джоулевых) потерь по крайней мере до возраста  $10^{10}$ - $10^{11}$  лет. Это говорит о том, что затухание поля происходит при условии отсутствия дополнительных разрушающих сил, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбулентность и вообще любых крупномасштабных движений внутри звездной плазмы.

Четыре характерных типа магнитных структур наблюдаются у звезд всех возрастов. Они не могли бы сохраняться в течение жизни магнитных звезд, равной самое большое  $t = 10^9$  лет, если бы существовали крупномасштабные течения вещества. Благодаря отсутствию крупномасштабных движений вещества в магнитных звездах мы наблюдаем долговечные крупные структуры на примере звезд с несимметричными конфигурациями магнитного поля  $\Delta\alpha$  (рис 7), которые покидают Главную последовательность, сохранив свою форму. Этот рисунок показывает также, что самые

молодые звезды имеют уже несимметричную структуру, которая досталась с начальных фаз гравитационного коллапса. Таким образом, графики зависимости распределения звезд с разной структурой по возрастам показали, что они распределены равномерно. Это значит, что структуры практически не меняются с возрастом. Все это показывает, что магнитные звезды вращаются твердо, как это уже давно предполагалось [35]. Крупномасштабные магнитные структуры чрезвычайно долговечны [1]. Они легко переживают весь срок от момента формирования до времени покидания Главной последовательности.

9. *Замечания о природе немагнитных CP-звезд* На рис 3а, б, с хорошо видно, что магнитные и нормальные звезды разделяются при  $\log P(c) = 0^d$  вследствие возникновения дифференциального вращения у протозвезд, вращающихся быстрее критической величины  $V_c$ . Эта проблема обсуждалась также в работе [1]. В отличие от утверждения в этой работе мы считаем, что вероятнее всего разделение происходит на стадии протозвездного коллапса, а не на стадиях после фазы Хаяши. Для немагнитных CP-звезд зависимость  $M(\log P)$  мы построить не можем вследствие неизвестных величин периодов вращения. Но сравнивая число  $N/N(\text{норм})$  магнитных и немагнитных CP-звезд при разных  $v \sin i$  относительно нормальных звезд, мы видим, что они одинаковы (рис. 8 [38]). Это позволяет допустить, что 1) магнитное поле не участвует в разделении звезд, и 2) для обоих типов звезд граница  $\log P(c) = 0^d$  одинакова. На рис. 8 эта граница очень "размытая" вследствие влияния угла наклона  $i$ , она находится около  $v \sin i = 80 - 85$  км/с. Магнитное поле замедляет вращение протозвезд, вследствие чего большое количество их пересекает границу  $\log P(c) = 0^d$ . Другое дело немагнитные Am, NgMn и

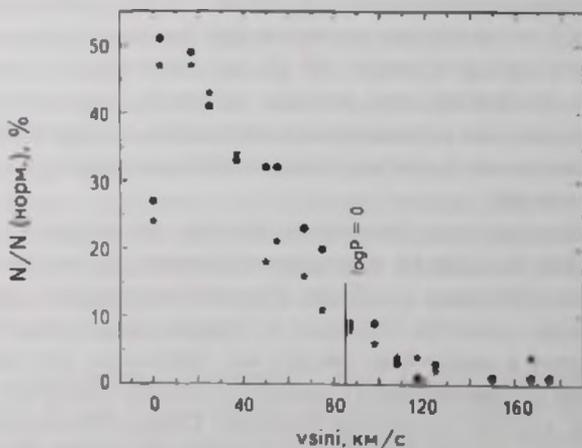


Рис. 8. Изменение расстояний  $\Delta a$  диполей от центра звезды с возрастом

другие объекты. Их скорости вращения должны быть меньше критической от рождения.

#### 10. Заключение.

1) Рассмотренные выше свойства магнитных звезд не противоречат гипотезе избирательного магнитного торможения протозвездных облаков. Торможение происходит эффективнее в тех облаках, у которых магнитные силовые линии параллельны плоскости вращения.

2) Степень торможения протозвезд возможно зависит от массы облака, чем меньше масса, тем сильнее торможение. Маломассивные звезды имеют максимальные периоды вращения.

3) Степень торможения протозвезд зависит от величины магнитного поля, чем сильнее поле, тем сильнее торможение.

4) Из приведенных выше данных ясно, что граница, разделяющая магнитные и нормальные звезды, не зависит от массы - она соответствует  $\log P = 0$ . Этот факт не противоречит гипотезе возникновения дифференциального вращения в родительском протозвездном облаке при некоторой определенной скорости вращения  $V_c$  при которой происходит запутывание силовых линий в "невидимую" тороидальную форму. Другое дело немагнитные Am, NgMn и другие объекты. Скорости вращения родительских протозвезд должны быть заранее меньше критических.

5) Впервые замечено, что распределение звезд  $N(\alpha)$  у звезд больших и малых масс различается. Сделано предположение, что вследствие трудности торможения больших масс, и их относительно более слабых полей, тормозится только небольшая часть протозвезд с наиболее благоприятной ориентацией магнитных силовых линий в пределах  $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ .

6) Давно исследуемое распределение звезд в координатах  $B_s - \log P$  имеет уверенное объяснение. Оно возникает вследствие зависимости степени торможения от массы звезды и от величины магнитного поля (рис. 3 и 4). Проблема требует теоретического анализа.

7) Структуры магнитных полей у магнитных звезд постоянны в течение всей жизни на Главной последовательности. Внутри звезд нет никаких крупномасштабных движений, которые могли бы исказить структуры магнитных полей в течение их жизни на Главной последовательности.

## MAGNETIC STARS AFTER THE HAYASHI PHASE. II

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

The properties of magnetic stars obtained from observations are analysed. The extent of "magnetic" bracing of the parent protostars depending on the value of magnetic field and mass is investigated. The conditions of division of magnetic and normal stars depending, apparently, only on the velocity of rotation of protostars are considered. The reason of the difference of average values of magnetic field of massive and low-massive magnetic stars is analysed. Structures of magnetic fields of magnetic stars and their stability with time are considered.

Key words *Magnetic CP stars: evolution: properties of magnetic fields*

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ю В.Глаголевский, *Астрофизика*, **59**, 191, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 164, 2016).
- 2 G.W.Preston, *Astrophys. J.*, **150**, 547, 1967.
- 3 J.D.Landstreet, *Astrophys. J.*, **159**, 1001, 1970.
- 4 F.Krause, *Astron. Nachr.*, **293**, 187, 1971.
- 5 L.Oetken, *Astron. Nachr.*, **300**, 1, 1977.
- 6 L.Oetken, *Astron. Nachr.*, **306**, 187, 1979.
- 7 N.G.Cowling, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **105**, 166, 1945.
- 8 I.Spitzer, *Diffuse Matter in Space*, New York, Intersc. Publ. J.Wiley and Sons, 1968.
- 9 I.Mestel, *Magnetic and Related stars*, Baltimore, Monobook Co., 1967, p.101.
- 10 D.Moss, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **209**, 607, 1984.
- 11 Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **66**, 144, 2011.
- 12 E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz, *Stellar magnetic fields*, Moscow, 1997, p.67.
- 13 E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, *Bull. SAO*, **56**, 25, 2003.
- 14 T.Ch.Mouschovias, E.V.Paleologou, *Astrophys. J.*, **230**, 204, 1979.
- 15 Ю В.Глаголевский, *Астрофизика*, **56**, 189, 2013, (*Astrophysics*, **56**, 173, 2013).
- 16 Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **68**, 78, 2013.
- 17 Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **69**, 305, 2014.
- 18 Yu.V.Glagolevskij, F.F.Nazarenko, *Astrophys. Bull.*, **70**, 1, 2015.
- 19 Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **71**, 2016 (in press).
- 20 Yu.V.Glagolevskij, *Bull. SAO*, **53**, 33, 2002.
- 21 Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.* (in preparation).

22. *S. Ekstrem et al.*, *Astron. Astrophys.*, **537**, A146, 2012
23. *Ю В Глаголевский*, *Астрофизика*, **58**, 377, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 350, 2015)
24. *Yu. V. Glagolevskij, G. A. Chountonov*, *Bull. SAO*, **45**, 105, 1998.
25. *Ю В. Глаголевский*, *Астрофизика*, **57**, 337, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 315, 2014)
26. *P. North*, *Astron. Astrophys.*, **141**, 328, 1984
27. *E. F. Borra et al.*, *Astron. Astrophys.*, **149**, 266, 1985.
28. *E. F. Borra, J. D. Landstreet*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **42**, 421, 1980.
29. *S. Hubrig et al.*, *Astrophys. J.*, **539**, 352, 2000
30. *P. D. Didelon*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **55**, 69, 1984
31. *Yu. V. Glagolevskij*, *Izv. SAO*, **23**, 37, 1986
32. *Ю В Глаголевский*, *Астрофизика*, **58**, 37, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 29, 2015).
33. *H. A. Abt, N. I. Morrell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **99**, 135, 1995.
34. *S. Vauclair*, *Astron. Astrophys.*, **45**, 233, 1975.
35. *D. W. N. Stibbs*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **110**, 395, 1950
36. *G. Preston*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **83**, 571, 1971
37. *L. Mesel, D. Moss*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **178**, 27, 1977.
38. *Yu. V. Glagolevskij, E. Gerth*, *Bull. SAO*, **55**, 38, 2003

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

ПОИСК КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ГРУПП В  
ОКРЕСТНОСТЯХ IRAS ИСТОЧНИКОВ

Н.М.АЗАТЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН, К.Г.ХАЧАТРЯН

Поступила 4 апреля 2016

Принята к печати 22 июня 2016

В работе представлены результаты поиска на базе данных *GPS UKIDSS* и *Spitzer GLIMPSE* обзоров компактных скоплений в окрестностях 19-ти IRAS источников. В общей сложности, скопления были выявлены в 15-ти областях. В 4-х областях скопления (IRAS 18151-1208, IRAS 18316-0602, 18517+0437, 19110-1045) выявлены впервые. В 5-ти областях (IRAS 05168+3634, 05358+3543, IRAS 18507+0121, IRAS 20188+3928, IRAS 20198+3716) отождествленные нами компактные группы представляют собой подструктуры, входящие в состав более протяженных скоплений. Радиусы выявленных групп и поверхностная звездная плотность имеют значительный разброс и находятся в интервалах от 0.3 до 2.7 пк и от 4 до 1360 зв/пк<sup>2</sup>, соответственно. В 11-ти скоплениях IRAS источники ассоциируются с парой или, даже, с группой YSO. В группах, отождествленных в ближнем ИК диапазоне, среди ассоциируемых с IRAS источниками звездных объектов есть представители более позднего II-го эволюционного класса.

**Ключевые слова:** *звезды; формирование звезд; открытые скопления, PMS объекты - ИК диапазон*

**1. Введение.** На сегодняшний день есть множество наблюдательных данных, которые свидетельствуют о том, что процесс звездообразования в звездных скоплениях галактического диска представляет собой много-этапный процесс. Следовательно, в одном скоплении могут одновременно наблюдаться объекты, находящиеся на разной эволюционной стадии. По-видимому, к наиболее молодым образованиям можно отнести погруженные и плотную газопылевую среду компактные группы молодых звездных объектов с диаметром 1 пк и возрастом 1 млн лет, в центральных областях которых, как правило, располагаются молодая активная звезда (YSO) или пара звезд с большой и средней массой [1-3]. Изучение таких молодых очагов звездообразования может представлять интерес для рассмотрения целого ряда вопросов, связанных с эволюционной теорией как отдельных звездных объектов различной массы, так и скопления в целом.

Развитие наблюдательной астрономии в длинноволновом диапазоне значительно активизировало исследования в этой области. За последнее десятилетие был опубликован ряд работ по поиску и изучению выше-означенных очагов звездообразования ([4-6] - 2MASS, [7] - *Spitzer GLIMPSE* и т.д.). Однако следует отметить, что поиск компактных скоплений в

окрестностях молодых звездных источников с предположительно большой массой не всегда дает положительный результат. Например, в работе [5] скопления выявлены только в окрестностях 57-ми из 217-ти ассоциированных с IRAS источниками YSO, что составляет только 26%. В связи с этим возникает вопрос, почему не обнаружены скопления в остальных 74% случаев и обусловлено ли это отсутствием наблюдательных данных.

Цель данной работы - это также поиск, определение размеров и численного состава компактных скоплений, расположенных в окрестностях, ассоциированных с IRAS источниками YSO, на базе данных ближнего и среднего ИК диапазонов. Кроме того, нами были отождествлены YSO, ассоциируемые с IRAS источниками, и определены их эволюционные классы по данным инфракрасной фотометрии.

## 2. Объекты и методы исследования.

2.1. *Объекты* Для поиска компактных скоплений нами были выбраны IRAS источники из списка [8], которые ассоциируются с YSO-ми, предположительно, с большой ( $M > 8 M_{\odot}$ ) массой. Во всех областях наблюдаются различные признаки активности:  $H_2$  и CO потоки, эмиссия в линиях  $NH_3$ ,  $H_2O$  и  $CH_3OH$ , компактные HII области и т.д. Из этого списка нами были отобраны те объекты, которые попали в область обзора ближнего ИК диапазона GPS UKIDSS. В общей сложности это 20 областей, одна из которых, а именно IRAS 05137+3919, была уже детально рассмотрена в работе [9], где в скоплении с радиусом  $1'.5$  было выявлено ~80 PMS звезд.

2.2. *Используемые данные*. В работе были использованы изображения, координаты и фотометрические данные, заимствованные из обзора GPS UKIDSS [10]. Астрометрическая точность и разрешение обзора составляет  $\sim 0.1$  угл. с/пикс. Для чистоты выборки относительно фотометрических параметров нами были отобраны объекты с  $K < 18^m.05$ . Кроме того, были исключены те объекты, для которых вероятность того, что они являются результатом различного рода шумовых накладок или дефектом изображения, составляет более 90%, а также объекты, которые по координатам совпадали со сгустками направленного истечения, выявленного в линиях  $H_2$  [8].

В работе были использованы также данные среднего ИК диапазона, заимствованные из обзора Spitzer GLIMPSE [11]. Разрешение изображений в данном случае составляет 0.6 и 1.2 угл. с/пикс. Фотометрическая полнота выборки для различных диапазонов колеблется от  $12^m.0$  до  $14^m.0$ .

2.3. *Выявление скопления*. Для выявления скоплений нами были построены карты распределения поверхностной звездной плотности вокруг каждого IRAS источника в области с площадью  $4' \times 4'$ . Плотность

определялась простым делением числа звездных источников в квадрате с размерами "b" x "b" и шагом "a". Были использованы три варианта значений для параметров "b" и "a": 40" и 20", 30" и 15", 20" и 10". Для каждого скопления размеры квадрата и шага определялись эмпирически для повышения статистической значимости локальных пиков звездной плотности с целью максимизировать способность обнаружения скопления. Большое значение квадрата может "смазать" наличие локальных пиков плотности на общем фоне. С другой стороны, при слишком маленьком размере квадрата общая картина подвержена ошибкам, поскольку число источников в каждом бине сравнимо со случайными флуктуациями фоновой звездной плотности. В конечном счете размеры бина и шага выбирались в зависимости от размера самой группы. Группа считается реально существующей, если поверхностная плотность в окрестностях IRAS источника превышает среднюю фоновую более, чем на  $2\sigma$ . Изоденсы выявленных скоплений приводятся на рис. 3.

Для подтверждения существования скоплений, а также для уточнения их размеров, нами было построено также распределение радиальной плотности относительно геометрического центра группы. Звездная плотность определялась для каждого кольца с шириной  $0'.1$  путем простого деления числа звезд на площадь поверхности. Мера неопределенности определялась согласно пуассоновской статистике относительно числа звезд в каждом кольце. В качестве радиуса скопления бралось то значение расстояния от центра, начиная с которого, согласно пуассоновскому распределению, флуктуация звездной плотности в кольцах, с вероятностью больше чем 1%, носит уже случайный характер. На рис. 1, для примера, приводится радиальное распределение плотности звездного скопления, ассоциируемого

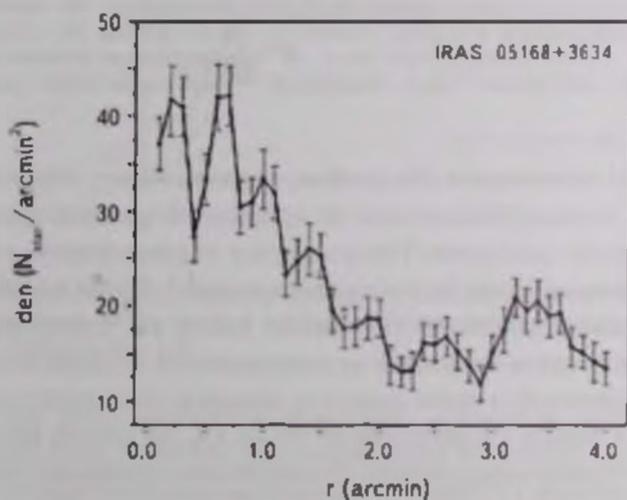


Рис. 1. Радиальное распределение звездной плотности скопления

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПАКТНЫХ ГРУПП

N	IRAS	D (кпк)	$A_V$	$R'$ (пк)	$N_{об}$	$N_{PMS}$	$d$ (зв./пк <sup>2</sup> )	$P_{ES}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
<b>GPS UKIDSS</b>								
1	05168+3634	6.1	3.6	1.5 (2.7)	93	80	4.1	0.003
2	05358+3543	1.8	5.4	1.2 (0.6)	154	73	136	0.007
3	18151-1208	3	2.8	0.3 (0.3)	20	14	71	0.027
4	18316-0602	3.2	3.9	0.5 (0.4)	53	38	68	0.001
5	18507+0121	3.9	5.3	0.4 (0.5)	45	13	57	0.010
6	19110+1045	6, 8.3	2.9	0.3 (0.5, 0.7)	52	53	66, 34	0.469
7	19213+1723	4.3	0.5	0.3 (0.4)	19	30	38	0.000
8	19388+2357	4.3	3.0	0.3 (0.4)	7	24	14	0.019
9	20056+3350	1.7	0.3	0.6 (0.3)	93	53	329	0.041
10	20188+3928	3.9	5.1	0.5 (0.6)	13	-	12	0.031
11	20198+3716	0.9, 5.5	2.6	1.3 (0.3, 2.0)	385	298	1362, 28	0.001
<b>GLIMPSE</b>								
12	18360-0537	6.3	2.8	0.4 (0.7)	13	12	8.4	0.039
13	18517+0437	2.9	5.6	0.3 (0.3)	4	5	14	0.022
14	19374+2352	4.3	2.6	0.8 (1.0)	25	8	8.0	0.039
15	19092+0841	4.5	2.6	0.4 (0.5)	7	5	8.9	0.136
<b>Скопление не выявлено</b>								
16	18174-1612	2.1	7.3					
17	18385-0512	2.1	2.2					
18	19410+2336	2.1, 6.4	4.4					
19	20126+4104	1.7	4.9					

(1) - порядковый номер, (2) - IRAS источник, (3) - расстояние (в тех случаях, когда расстояния до источника имеют разные оценки, приводятся оба значения), (4) - поглощение межзвездной среды в направлении к области [19,20], (5) - радиус группы, (6) - избыточное число объектов, (7) - число вероятных PMS звезд, (8) - поверхностная плотность, определенная относительно избыточного числа объектов, (9) - мера соответствия между ФС в группе и в поле.

с IRAS 05168+3634 источником. По графику хорошо видно, что, начиная с расстояния 1'.5, плотность скопления не превышает среднюю плотность поля, и что объекты скопления распределены неравномерно, образуя подгруппы, что также отражает форма изоденса на рис 3. В табл.1 приводятся радиусы выявленных скоплений ( $R$ ), равно как и их "богатство" ( $N$ ), которое определялось путем вычитания из поверхностной звездной плотности в скоплении усредненной и приведенной к площади скопления звездной плотности поля в кольце с радиусами от  $3R$  до  $6R$ . Величина неопределенности в этом случае определялась относительно колебания звездной плотности поля.

Для исследования природы расположенных внутри области выявленных

групп звездных объектов, было рассмотрено их положение на  $JH/HK$  диаграмме. Преобразование из фотометрической системы UKIRT в CIT было сделано согласно соотношениям в работе [16]. Для примера, на рис.2 представлена  $JH/HK$  двухцветовая диаграмма, построенная для объектов скопления отождествленного в окрестностях IRAS 05168+3634 источника. Как можно увидеть из диаграммы, значительное количество объектов располагаются правее векторов покраснения и попадают в область Ae/Be Хербига и TТau звезд, а также YSO I-го эволюционного класса, т.е. имеют значительный инфракрасный избыток, который нельзя объяснить только межзвездным поглощением и, следовательно, являются вероятными кандидатами в PMS звезды. Этот факт еще раз свидетельствует о наличии в окрестностях IRAS источника молодого звездного скопления. Подобным образом было оценено число вероятных кандидатов в PMS объекты для всех областей ( $N_{PMS}$ , см. табл.1). Следует отметить, что в некоторых случаях оно даже превосходит количество избыточного числа звезд ( $N$ ) относительно усредненной звездной плотности поля. Для тех областей, в которых группы молодых звезд были выявлены в среднем ИК диапазоне, для отбора молодых звездных источников были использованы цветовые показатели, заимствованные из работ [17,18].

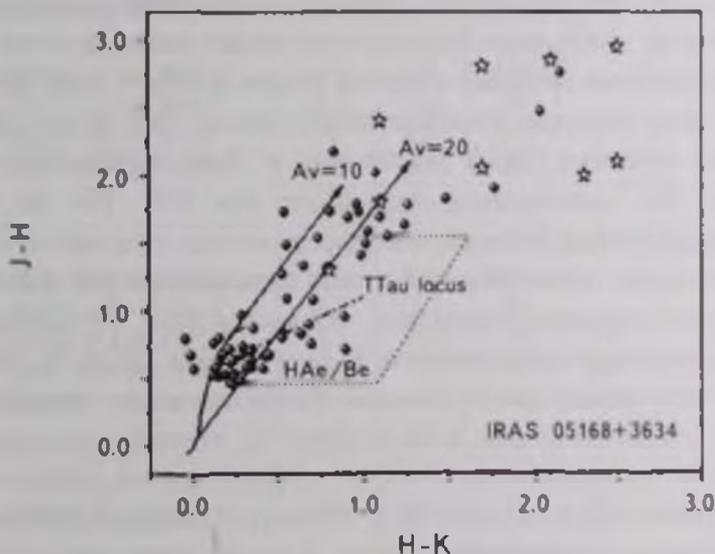


Рис.2.  $JH/HK$  двухцветовая диаграмма. Положение ГП и ВГ [12], TТau локуса [13], положение звезд Ae/Be Хербига и объектов I-го эволюционного класса (звездочки) [14], векторы покраснения [15].

Кроме того, нами было проведено сравнение функций светимости (ФС) звездных объектов, расположенных в области скопления и в поле. Для этой цели были составлены две выборки: 1) объекты, расположенные в области скопления и 2) объекты, расположенные в кольце с радиусами

3R и 6R. Число звезд во второй выборке было приведено к площади скопления. Мера соответствия  $\Phi C$  этих двух выборок (Pks, см. табл 1) была определена с помощью теста Колмогорова-Смирнова. Отметим, что  $\Phi C$  строилась именно в том диапазоне, в котором были выявлены компактные группы.

### 3. Результаты.

3.1. *Результаты поиска компактных групп.* Описанная выше методика по поиску компактных групп в окрестностях IRAS источников была применена для данных ближнего и среднего ИК диапазонов. Результаты приводятся в табл.1. Изоденсы областей изображены на рис.3, где представлены изображения областей, отмечены положения IRAS и MSX источников, а также ассоциируемых с ними YSO-в.

Таким образом, в 12-ти областях нам удалось выявить компактные группы по данным ближнего ИК диапазона. В 4-х случаях группы были выявлены по данным более длинноволнового среднего ИК диапазона. В общей сложности это составляет 80% от общего числа рассматриваемых областей. Радиусы и звездная плотность имеют значительный разброс. В одной области (IRAS 20188+3928) нам не удалось обнаружить звезд с явно выраженными ИК избытками. Однако необходимо отметить, что, несомненно, между векторами покраснения также располагается определенное число молодых звездных объектов и определенное нами значение  $N_{PMS}$  является лишь нижним пределом общего числа PMS звезд в данной области. В двух областях (IRAS 19110+1045 и IRAS 19092+0841) соответствие между  $\Phi C$  скопления и поля более чем 10%. Тем не менее, согласно другим критериям (повышенная поверхностная звездная плотность, наличие значительного числа объектов с явно выраженным ИК избытком), можно достаточно уверенно утверждать, что выявленная группа молодых звезд является реальным образованием. В двух случаях (IRAS 05168+3634 и IRAS 05358+3543) отождествленные нами скопления имеют бимодальную структуру, что отражено на рис.3. Те подгруппы, которые расположены непосредственно в окрестностях IRAS источников имеют радиусы 0.5 и 0.2 пк и поверхностную плотность 10 и 199 зв./пк<sup>2</sup>, соответственно, что превышает плотность в скоплении в целом. В 4-х областях нам не удалось выявить компактных групп.

По данным, приведенным в табл 1, хорошо видно, что между параметрами областей, в которых компактная группа была выявлена в ближнем ИК (1-11), в среднем ИК (12-15) и где нам не удалось выявить группу (16-19), нет определенных различий в расстояниях и в межзвездном поглощении.

3.2. *YSO-ы, ассоциируемые с IRAS источником.* В табл 2 приводятся параметры молодых звездных объектов, которые ассоциируются

Таблица 2

## ПАРАМЕТРЫ ЦЕНТРАЛЬНЫХ YSO

N	YSO	$\Delta 1(^{\circ})$	$\Delta 2(^{\circ})$	$\Delta 3(^{\circ})$	$\alpha_{MSX}$	$\alpha_{IRAS}$	Классиф
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
<b>GPS UKIDSS</b>							
1	J05201643+3637186 <sup>1</sup>	4.3	0.1	1.1	2.1	2.6	Class I
2	J05390992+3545172 <sup>1</sup>	7.3	4.0	2.0	2.8	2.2	HAe/Be
3	J18173150-1206179 <sup>1</sup>	15.5	0.5	0.6	2.9	2.5	Class I
4	J18342090-0559458 <sup>1</sup>	16.5	1.6	1.9	2.4	2.6	Class I
5					3.6	2.8	группа
	J18531775+0124547 <sup>1</sup> (B)	5.3	12.9	13.7			HAe/Be
	G034.4043+00.2297 <sup>2</sup> (C)	14.3	5.1	6.1			Class I
	G034.4035+00.2287 <sup>2</sup> (D)	16.7	1.3	2.1			Class I
	G034.4032+00.2279 <sup>2</sup> (E)	19.6	2.4	1.4			b, Class I
6	J19132208+1050538 <sup>1</sup>	2.3	3.5	1.3	3.7	1.5	b, Class I
7	J19233728+1729024 <sup>1</sup>	4.4	0.6	1.0	3.0	1.5	HAe/Be
8	G059.8329+00.6719 <sup>2</sup>	5.3	31.7	3.3	3.1	2.0	b, ?
9	J200731.37+335940.9 <sup>1</sup>	2.7	2.8	4.0	2.3	2.1	b, Class I
10					4.7	1.6	группа
	J20203907+3937586 <sup>1</sup>	7.5	5.4	6.0			Class I
	J20203934+3937552 <sup>1</sup>	3.3	2.1	2.9			Class I
	J20203902+3937531 <sup>1</sup>	4.3	3.4	2.9			Class I
11					3.7	1.5	группа
	J20214157+3726061 <sup>1</sup>	14.3	16.1	14.6			Class I
	J20214129+3726057 <sup>1</sup>	12.8	15.6	6.0			Class I
	J20214128+3725559 <sup>1</sup>	3.2	6.2	2.9			HAe/Be ?
	J20214085+3725359 <sup>1</sup>	17.8	16.8	2.9			HAe/Be
<b>GLIMPSE</b>							
12					3.7	2.5	b
	G026.5123+00.2822 <sup>2</sup>	15.8	9.0	5.6			Class I
	G026.5116+00.2844 <sup>2</sup>	14.3	11.3	8.0			Class I
13	J18541340+0441210 <sup>1</sup>	12.5	36.2	3.5	2.2	2.9	?
14	G059.6024+00.9119 <sup>2</sup>	20.8	1.2	3.5	3.0	2.2	b, Class I
15	G043.0377-00.4513 <sup>2</sup>	18.4	16.9	14.6	1.5	3.1	Class I
<b>Скопление не выявлено</b>							
16					4.4	2.8	
17	J184113.21-050900.3 <sup>1</sup>	19.4	39.6	1.1	3.7	2.4	t, Class I
18					3.3	2.0	группа
	J19431084+2344047 <sup>1</sup> (B)	11.5	5.3	6.6			Class I
	J19431121+2344039 <sup>1</sup> (A)	6.1	0.6	1.3			b, Class I
	J19431120+2344117 <sup>1</sup> (C)	8.3	7.3	7.0			Class I
19	J201426.10+411331.5 <sup>1</sup>	2.1	0.0	3.2	5.0	1.6	Class I

(1) - порядковый номер IRAS источника (см. табл. 1), (2) - нумерация точечного источника в базах данных: 2MASS<sup>1</sup>, GLIMPSE<sup>1</sup>, WISE<sup>1</sup>, (3-5) - смещение YSO от IRAS ист. от скорректированных координат IRAS ист. [21] и от MSX ист. (6, 7) - крутизна РСЭ ( $\alpha = (\log \lambda_1 F_{\lambda_1} - \log \lambda_2 F_{\lambda_2}) / (\log \lambda_1 - \log \lambda_2)$ ) в диапазонах MSX и IRAS (60-100  $\mu$ m), (8) - классификация объекта относительно его положения на двухцветовой диаграмме (b - двойной, t - триплет)

с IRAS источниками и которые, по сути, являются центральными объектами выявленных компактных групп.

IRAS 05168+3634. Это бимодальное скопление, одна из подгрупп

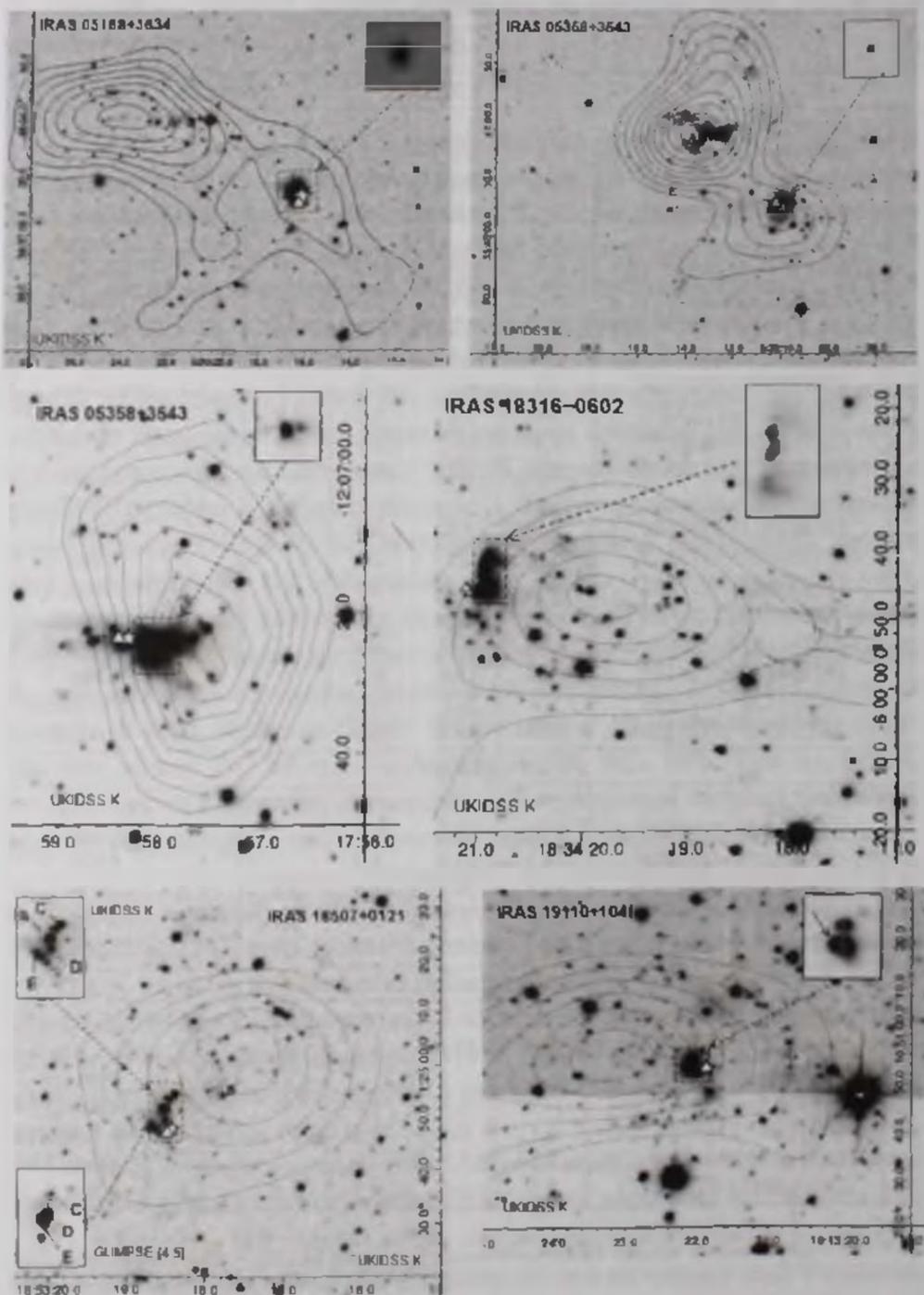


Рис 3. Изображения и изоденсы выявленных скоплений. ☆ - IRAS, Δ - MSX источники.

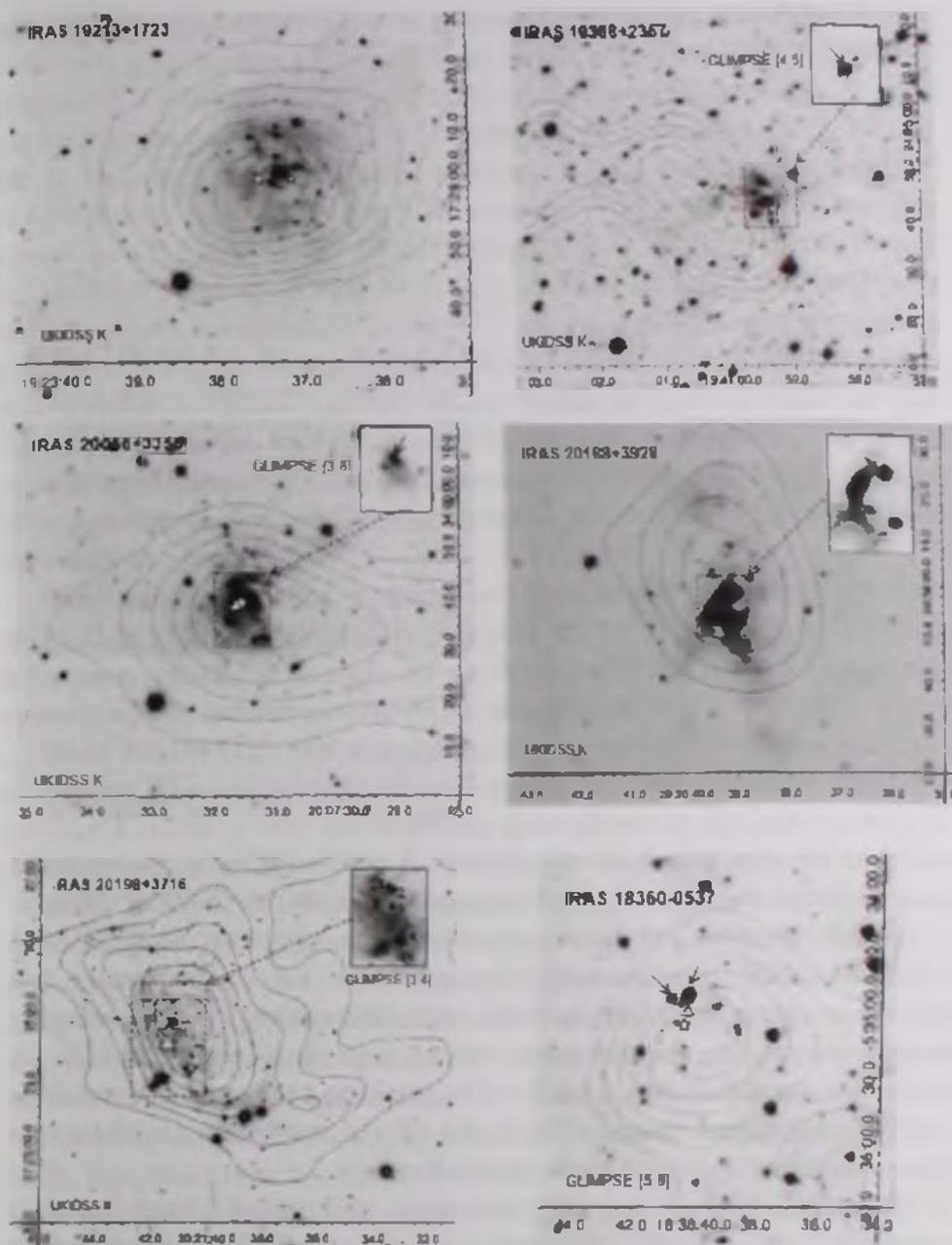


Рис.3. (Продолжение)

которого сконцентрирована вокруг IRAS источника. С ним ассоциируется YSO 1-го эволюционного класса. Полученные нами результаты несколько отличаются от аналогичных, полученных ранее. На изображении 2MASS обзора скопление в этой области было уже выявлено [5]. Форма изоденса похожа на наши, однако число предполагаемых членов скопления значительно меньше, что, скорее всего, объясняется различием фотомет-

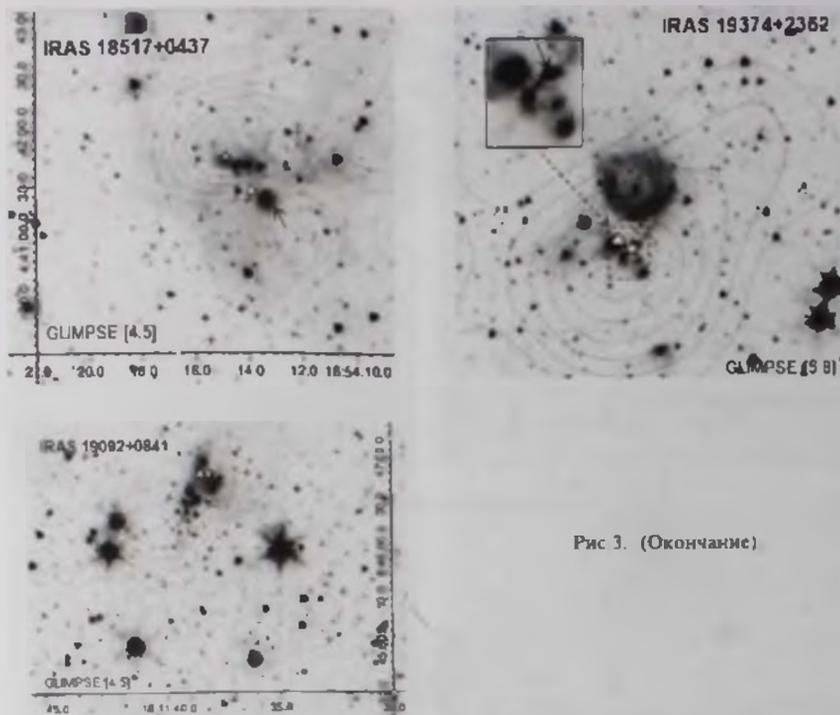


Рис 3. (Окончание)

рического предела используемых данных. В работе [6] была рассмотрена лишь область с радиусом  $\sim 20''$  непосредственно вокруг IRAS источника.

**IRAS 05358+3543.** Это уже известное двойное скопление Sh 2-233IRNE и Sh 2-233IRSW. Определенный нами радиус  $1.1$  соответствует той области скопления, где эффективность звездообразования (SFE, отношения звездной массы к суммарной массе звезд и газа) превышает 20% [22]. На расстоянии, превышающем  $1.1$  SFE  $\approx 5\%$ , что ниже минимального значения для областей звездообразования [2]. На  $JH/HK$  диаграмме центральный объект попадает в область звезд Ae/Be Хербига.

**IRAS 18151-1208.** Эта, неизвестная ранее, компактная группа молодых звезд ассоциируется с HII оболочкой GSH 018+02+27 [23]. Центральный объект имеет значительный ИК избыток и, по всей видимости, относится к I-му эволюционному классу. В предыдущих работах ZAMS Sp этой молодой звезды был оценен как B0.

**IRAS 18316-0602.** Эта, неизвестная ранее, компактная группа молодых звезд расположена в ионизированной HII области RAFGL 7009S. Как и в предыдущем случае, центральный объект имеет очень значительный ИК избыток и его можно отнести к I-му эволюционному классу. В предыдущих работах ZAMS Sp этой молодой звезды был также оценен как B0-B1.

**IRAS 18507+0121.** Ранее в этой области уже были выявлены

инфракрасные звездные объекты, возраст которых был оценен менее чем  $3 \cdot 10^6$  лет [24]. Кроме того, они были также выявлены и в среднем ИК диапазоне (G3CC 61, [7]). В работе [8] среди предполагаемых кандидатов в ассоциированные с IRAS YSO упоминаются две звезды "А" и "В" (см. рис.3). По данным 2MASS только у объекта "В" наблюдается ИК избыток, относительно которого его можно отнести к объектам Ae/Be Хербига. Кроме того, по данным GLIMPSE обзора, в этой области находятся еще, по крайней мере, три YSO ("С", "D", "Е"), которые можно отнести к объектам I-го зв. класса. Объект "Е" - двойной. Вполне возможно, что и IRAS и MSX источники относятся к объектам "D" и "Е", к которым они ближе всего расположены. Объект "С" представляет особый интерес. Он неразличим на изображениях 2MASS и К в работе [8], но имеет значительную яркость на изображениях GPS UKIDSS и GLIMPSE обзоров. Не исключается, что этот объект представляет собой неизвестную ранее зрелую переменную.

**IRAS 19110+1045** Эта, неизвестная ранее, компактная группа молодых звезд. С IRAS источником ассоциируется YSO с очень значительным ИК избытком. Изюфоты звезды на изображениях UKIDSS К несколько вытянуты, что свидетельствует о ее двойственности.

**IRAS 19213+1723.** Это компактное скопление уже было отождествлено в ближнем ИК диапазоне [6]. Однако определенный нами радиус несколько меньше. С IRAS и MSX источниками ассоциируется, по всей видимости, объект II-го зв. класса.

**IRAS 19388+2357** Как и в предыдущем случае эта группа также была уже отождествлена в ближнем ИК диапазоне [6]. Наиболее вероятный ассоциированный с IRAS источником YSO просматривается только в более длинноволновом среднем ИК диапазоне (см. рис.3). Эта тесная пара YSO-ов, у которых возрастание яркости на изображениях более длинноволнового диапазона значительно превышает остальные объекты в скоплении. К сожалению, данные фотометрии приводятся только в диапазонах (5, 8) и (8, 0), что недостаточно для их классификации.

**IRAS 20056+3350** Это скопление уже было включено в список предполагаемых звездных скоплений, выявленных с помощью гауссовской фильтрации данных обзора UKIDSS (G071.312+00.827, [25]). Нами были уточнены его радиус и определено предположительное число членов. Ассоциируемый с IRAS YSO в ближнем ИК диапазоне различим только в К диапазоне, где хорошо заметна также его двойственность. По данным фотометрии WISE его можно отнести к очень молодым звездным объектам I-го зв. класса [26]).

**IRAS 20188+3928.** Эта группа является центральной частью скопления G077 46+01.76 [4], выявленного на изображениях 2MASS обзора. В

окрестности IRAS расположено, по крайней мере, три YSO I-го зв. класса.

**IRAS 20198+3716.** Это, самая богатая из нашего списка группа молодых звезд, представляет собой центральное ядро скопления Berkeley 87, возраст которого составляет  $\sim 1-2 \cdot 10^6$  лет [27]. Среди расположенных в окрестностях IRAS YSO, которые значительно выделялись бы своей яркостью на изображениях Spitzer, можно выделить 4 объекта, погруженных в газопылевую материю (см. рис.3). Из них "3"-й, наиболее близко расположенный к IRAS источнику по данным 2MASS обзора, имеет наименьший ИК избыток. Объекты "1" и "2" можно отнести к I-му зв. классу. Вполне возможно, что группа этих молодых звезд в целом и является источником IRAS.

**IRAS 18360-0537** Эта группа была выявлена также в работе [7] (G3CC 59) как глубоко погруженное скопление. Наиболее близко к IRAS источнику расположены два YSO, которые по данным фотометрии среднего ИК диапазона можно отнести к I-му классу.

**IRAS 18517+0437.** Это, самая малочисленная из нашего списка группа PMS объектов, отождествлена впервые. Наиболее близко расположенный к IRAS яркий, окруженный сферической туманностью объект, по данным фотометрии ближнего ИК не имеет значительного ИК избытка и его можно отнести к объектам III-го эволюционного класса. Следует отметить, что уточненные координаты IRAS [21] в данной области, наоборот, отдаляют его от упомянутой выше звезды. Можно предположить, что его источником является глубоко погруженный в газопылевую материю YSO, который неразличим на инфракрасных изображениях.

**IRAS 19374+2352.** Ранее в этой области была уже выявлена группа молодых звезд [6]. Однако нам не удалось отождествить ее в ближнем ИК. Но эта группа хорошо различима в среднем ИК (см. рис 3). С IRAS источником ассоциируется звезда I-го зв. класса. Вытянутость ее изофота позволяет предположить, что это двойной объект.

**IRAS 19092+0841** Группа молодых звездных объектов в данной области была также отождествлена в работе [6] и классифицирована как глубоко погруженное скопление. Вопрос об объекте, ассоциированном с IRAS и MSX источниками, неоднозначен. На изображениях GLIMPSE наиболее ярким точечным объектом с ИК избытком является звезда, которая по данным фотометрии имеет I-й зв. класс (см. рис.3). Однако в непосредственной близости от IRAS и MSX источников расположена яркая инфракрасная туманность, в окрестностях которой нам не удалось отождествить точечный источник. Вполне возможно, что в этой области расположен глубоко погруженный YSO, который неразличим на изображениях.

**IRAS 18174-1612.** В этой области нам не удалось отождествить ассоциированный с IRAS источником звездный объект.

**IRAS 18385-0512.** В непосредственной близости от MSX, но тем не менее на значительном расстоянии от IRAS, расположен триплет молодых звездных объектов, которые по данным WISE можно отнести к I-му зв. классу.

**IRAS 19410+2336.** В окрестностях этого источника нам не удалось выявить область с повышенной поверхностной плотностью. Однако следует отметить, что в работе [7] в этой области было отождествлено глубоко погруженное звездное скопление. В непосредственной близости от MSX и IRAS источников расположены три YSO I-го зв. класса. Причем объект "А" - двойной. Обозначения YSO совпадают с обозначениями в работе [8].

**IRAS 20126+4104.** С источниками MSX и IRAS ассоциируется молодой звездный объект I-го зв. класса.

**4. Обсуждение и заключение** Таким образом, статистический анализ звездной популяции в окрестностях 19 IRAS источников позволил выявить компактные группы PMS объектов в 11-ти областях по данным ближнего и в 4-х - по данным среднего ИК диапазонов. Это составляет 80% от общего числа исследуемых областей, что значительно превышает результаты, полученные по данным 2MASS обзора (см. Введение). В 4-х областях IRAS 18151-1208, 18316-0602, 18517+0437, 19110+1045 скопление было выявлено впервые. В 5-ти (IRAS 05168+3634, 05358+3543, 18507+0121, 20188+3928, 20198+3716) отождествленные нами компактные группы представляют собой подструктуры, входящие в состав более протяженных скоплений и, предположительно, представляют собой очаги вторичной (или более) волны звездообразования. В окрестностях 4-х IRAS источников (IRAS 18174-1612, 18385-0512, 19410+2336, 20126+4104) нам не удалось отождествить компактную группу. Однако источники IRAS 18385-0512 и 19410+2336 ассоциируются в первом случае с триплетом, а во втором, по крайней мере, с 4-мя YSOs, что, по сути, можно расценивать как очень малочисленную группу. В случае IRAS 20126+4104, YSO имеет наибольшую крутизну PCЭ MSX источника, т.е., предположительно находится на очень ранней эволюционной стадии и окружен массивной газопылевой оболочкой, которая создает значительное поглощение в его непосредственной окрестности. По этой причине группа и не была выявлена в ближнем ИК диапазоне. К сожалению, изображения этой области не охвачены обзором GLIMPSE, а изображения WISE не имеют достаточного разрешения для отождествления звездной группы в окрестностях этого YSO. В случае IRAS 18174-1612 ситуация несколько иная. Мы не смогли отождествить с ним звездный объект. Предположительно, что его источником является очень молодая и глубоко погруженная протозвезда, которая может быть отождествлена только в более длинноволновом диапазоне, или, что не исключено, источник имеет внегалактическое происхождение.

Отметим, что нет заметного различия между расстояниями и значениями межзвездного поглощения, которое в определенной степени характеризуется также значением  $A_{IRAS}$  относительно того диапазона, в котором были выявлены скопления.

Радиусы выявленных групп и поверхностная звездная плотность имеют значительный разброс и находятся в интервале от 0.3 до 2.7 пк и от 4 до 1360 зв./пк<sup>2</sup>, соответственно. Последнее значение плотности в скоплении IRAS 20198+3716 соответствует близкой оценке расстояния (0.9 пк). Оно значительно превышает плотность в других группах. Можно предположить, что вторая оценка расстояния (5.5 пк) больше соответствует действительности. Распределение поверхностной плотности выявленных групп соответствует пику распределения плотности PMS объектов малой массы в относительно близко расположенных (< 500 пк) молодых скоплениях [28].

Известно, что координаты IRAS источников имеют значительную неточность, что затрудняет корреляцию с другими диапазонами. Поэтому, для отождествления ассоциированных с ними YSO мы использовали скорректированные координаты IRAS источников, заимствованные из работы [21]. По данным табл.2 хорошо видно, что в подавляющем большинстве случаев расстояние от IRAS до наиболее вероятного (относительно своих фотометрических параметров) YSO значительно меньше, что повышает точность отождествления.

Отождествленные YSO далеко не всегда располагаются в центре выявленного скопления (см. рис.3). Предположительно, это можно объяснить значительным градиентом плотности межзвездной среды в скоплении, что в большей мере искажает реальную картину.

В 11-ти из 18-ти отождествленных объектов (~60%) IRAS источники ассоциируются с парой или даже группой YSO.

Если относительно расстояния и межзвездного поглощения среди групп, выявленных в различных ИК диапазонах, нет значительной разницы, то относительно эволюционного статуса центрального объекта просматривается некоторое различие. Только среди центральных объектов в группах, отождествленных в ближнем ИК диапазоне есть PMS звезды, которые относительно их *ИК* фотометрических параметров можно отнести к объектам более позднего II-го эволюционного класса. Причем, четыре из них расположены в подструктурах, входящих в состав более протяженного звездного скопления.

Принимая во внимание вышесказанное, можно заключить, что, по крайней мере на примере этих 19 областей, на определенном этапе эволюции вокруг YSO с большой и средней массой формируются группы молодых звезд и при изменении критериев отбора (глубина изображений, более длинноволновый диапазон) процент выявленных групп должен

расти. Аналогичный результат был получен для более близко расположенных 20-ти скоплений [29].

Несомненно, поиск и обнаружение компактных областей звездообразования можно рассматривать лишь как начальный этап исследования. Можно перечислить целый ряд вопросов (На каком эволюционном этапе YSO в его окрестностях формируется компактная группа? Зависит ли богатство скопления от массы и возраста центрального объекта, как, например, в скоплениях, сконцентрированных вокруг звезд  $Ae/Be$  Хербига [30]? Как свойства скоплений зависят от параметров окружающей среды?), которые требуют более детального подхода и более обширной базы данных.

Работа поддержана грантом БАО им. В.А.Амбарцумяна НАН РА "Поиск и исследование компактных звездных групп"

Авторы выносят благодарность авторам обзоров UKIDSS GPS [10], Spitzer GLIMPSE [11], а также авторам работы [8].

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В. А. Амбарцумяна,  
Армения, e-mail: nayazatyan@gmail.com

## SEARCH OF COMPACT STELLAR GROUPS IN THE VICINITY OF IRAS SOURCES

N.M.AZATYAN, E.H.NIKOGHOSYAN, K.G.KHACHATRYAN

We present the search results of compact stellar groups around of 19 IRAS sources based on the data of GPS UKIDSS and Spitzer GLIMPSE surveys. Totally, the stellar groups were detected in the 15 areas. In the 4 areas of them (IRAS 18151-1208, IRAS 18316-0602, IRAS 18517+0437, IRAS 19110+1045) the stellar groups are newly detected. The 5 of identified compact stellar groups (IRAS 05168+3634, IRAS 05358+3543, IRAS 18507+0121, IRAS 20188+3928, IRAS 20198+3716) are substructures in the more extended clusters. There are significant gradient of the radius and the surface stellar densities of the revealed groups: 0.3 to 2.7 pc and 4 to 1360 star/pc<sup>2</sup> respectively. In the 11 stellar groups the IRAS sources are associated with binaries or even groups of YSOs. In the groups, identified in the NIR range, there are the stars with later II evolutionary class among the associated with IRAS sources YSOs.

*Key words: stars; formation of stars; open clusters; PMS objects; infrared: stars*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *B.G. Elmegreen, Y. Efremov, R. Pudritz, H. Zinnecker*, *Protostars & Planets IV*, University of Arizona Press, p 179, 2000.
2. *C.J. Lada, E.A. Lada*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **41**, 57, 2003.
3. *P. Kroupa*, 2011. in *Proc. Stellar Clusters & Associations: A RIA Workshop on Gaia*, 17, 2011.
4. *E. Bica, C.M. Dutra, B. Barbuy*, *Astron. Astrophys.*, **397**, 177, 2003.
5. *M.S.N. Kumar, E. Kelo, E. Clerkin*, *Astron. Astrophys.*, **449**, 1033, 2006.
6. *F. Faustini, S. Molinari, L. Testi, J. Brand*, *Astron. Astrophys.*, **503**, 801, 2009.
7. *E.F.E. Morales, F. Wyrowski, F. Schuller, K.M. Menten*, *Astron. Astrophys.*, **560**, 76, 2013.
8. *W.P. Varricatt, C.J. Davis, S. Ramsay, S.P. Todd*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **404**, 661, 2010.
9. *Е.Г. Никогосян, Н. Азатян*, *Астрофизика*, **57**, 355, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 330, 2014).
10. *P.W. Lucas, M.G. Hoare, A. Longmore et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **391**, 136, 2008.
11. *M.R. Meade, B.A. Whitney, B.L. Babler et al.*, "GLIMPSEI - v2.0 Data Release", 2007.
12. *M.S. Bessell, J.M. Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 261, 1988.
13. *M.R. Meyer, N. Calvet*, *Astron. J.*, **144**, 288, 1997.
14. *C.J. Lada, F.C. Adams*, *Astrophys. J.*, **393**, 278, 1992.
15. *G.H. Rieke, M.J. Lebofsky*, *Astrophys. J.*, **288**, 618, 1985.
16. *J.M. Carpenter*, *Astron. J.*, **121**, 2851, 2001.
17. *L.E. Allen, N. Calvet, P.D'Alessio et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **154**, 363, 2004.
18. *R.A. Gutermuth, S.T. Megeath, P.C. Myers et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **184**, 18, 2009.
19. *K. Dobashi*, *PASJ*, **63**, 1, 2011.
20. *K. Dobashi, H. Uehara, R. Kandori et al.*, *PASJ*, **57**, 1, 2005.
21. *H.V. Abrahamyan, A.M. Mickaelian, A.V. Knazyan*, *A&C*, **10**, 99, 2015.
22. *C.-H. Yan, Y.C. Minh, S.-Yu. Wang et al.*, *Astrophys. J.*, **720**, 1, 2010.
23. *S. Ehlerova, J. Palous*, *Astron. Astrophys.*, **437**, 101, 2005.
24. *D.S. Shepherd, D.E. Nürnbergger, L. Bronfman*, *Astrophys. J.*, **602**, 850, 2004.
25. *O. Solin, E. Ukkonen, L. Haikala*, *Astron. Astrophys.*, **542**, 3, 2012.
26. *X.P. Koenig, D.T. Leisawitz, D.J. Benford et al.*, *Astrophys. J.*, **744**, 130, 2012.
27. *D.G. Turner, D. Forbes*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 789, 1982.
28. *E. Bressert, N. Bastian, R. Gutermuth et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **409**, 54, 2010.
29. *J.M. Carpenter, R.L. Snell, F. Schloerb, M.F. Skrutskie*, *Astrophys. J.*, **407**, 657, 1993.
30. *L. Testi, F. Palla, A. Natta*, *Astron. Astrophys.*, **342**, 515, 1999.

## ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СТРУКТУР ВОКРУГ LkHa 198

М.Г.ГЕВОРКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН, А.Р.АНДРЕАСЯН, Т.Ю.МАГАКЯН

Поступила 30 марта 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Приведены результаты исследования коллимированных потоков вблизи звезды LkHa 198. Наблюдения проводились на мультирачковом спектрографе VAGR, установленном на 2.6-м телескопе БАО НАН РА. Была изучена морфология и кинематика эмиссионных структур в окрестностях LkHa 198, включая HH 161, получены карты электронных плотностей. Помимо струйки HH 161, наши данные выявили дугообразную эмиссионную структуру, в апексе которой находится LkHa 198. Подобная форма обычно является прямым указанием на присутствие выдутой направленного истечения полости в темном облаке. Кроме того, обнаружен слабый "хвост" у HH 161, который тянется в направлении центральной звезды. Сопоставление этих результатов с данными наблюдений в радиодиапазоне позволяет заключить, что вероятным источником струйки HH 161 является двойная система LkHa 198.

**Ключевые слова:** *Коллимированные потоки; объекты Херbiga-Aro; звезды типа HAeBe*

**1. Введение.** Объекты и потоки Херbiga-Aro (HH) представляют собой оптические проявления феномена коллимированных истечений, распространенного на ранней эволюционной стадии звезд малой и средней массы. Детальное исследование этих истечений позволяет не только изучить их взаимодействие с межзвездной средой, но и приблизиться к пониманию механизмов их формирования, пока еще точно не установленных.

В настоящей статье рассматриваются коллимированные потоки вблизи звезды LkHa 198. Эта довольно яркая звезда была обнаружена Херbigом и, наряду с соседней звездой V376 Cas, включена им в первый список так называемых Ae/Be звезд, связанных с туманностями [1]. Данные звезды, получившие впоследствии общепринятое обозначение HAeBe, являются эволюционно молодыми, расширяя класс звезд типа T Tauri на объекты средней массы и светимости. Обе звезды находятся в темном облаке L1265 на расстоянии 600 пк [2]. Будучи связаны с отражательными туманностями характерной формы, они были включены в список кометарных туманностей Парсамян, Петросян [3]. Туманность вблизи LkHa 198 имеет форму отходящей от звезды эллиптической петли общей длиной до 40". Подобная форма обычно является прямым указанием на присутствие направленного

истечения из центрального объекта, которое выдувает полость в межзвездной среде. Дополнительным подтверждением подобной интерпретации в случае LkNa 198 являются просвечивающие через полость звезды фона и ее исключительно резкие внутренние стенки [4].

Действительно, еще в 1986г., в одном из первых обзоров с целью поиска НН объектов в областях активного звездообразования вблизи LkNa 198 был обнаружен яркий эмиссионный ступок НН 161 [5], находящийся примерно в  $12^\circ$  от звезды под позиционным углом  $100^\circ$ . Впоследствии в этой области были обнаружены и другие НН-ступки, что дало основание подозревать существование, по крайней мере, двух направленных истечений [4,6]. Дальнейшие исследования с высоким пространственным разрешением в этой области выявили еще один звездообразный источник (LkNa 198B), который находится на расстоянии  $5-6''$  севернее [4,7,8], наконец, спекл-интерферометрия позволила обнаружить тесную двойственность самой LkNa 198 [9]. Вопрос о том, какие именно из этих звезд являются источниками коллимированных потоков, достаточно сложен и пока не закрыт.

В настоящей работе приведены результаты исследования непосредственных окрестностей LkNa 198 методом интегральной спектроскопии в оптическом диапазоне, в том числе с целью изучения морфологии, кинематики и физических условий в объекте НН 161.

**2. Наблюдения и обработка данных.** Наблюдения проводились 12.01.2005г. на 2.6-м телескопе БАО НАН РА с помощью мультизрачкового спектрографа VAGR [10], установленного в первичном фокусе. Суммарная экспозиция составляла 3600с. Светоприемником служила ПЗС-матрица Logal размером  $2063 \times 2058$  элементов. Поле зрения мультизрачкового спектрографа составляло  $40'' \times 40''$  с масштабом  $1''$  на один зрачок. Для того, чтобы избежать перекрытия спектров на приемнике, был использован узкополосный фильтр, центрированный на красный дублет [SII]  $\lambda 6716 + \lambda 6731 \text{ \AA}$ , с полосой пропускания  $\Delta\lambda = 75 \text{ \AA}$ . В качестве диспергирующего элемента применялась голографическая прозрачная решетка прямого зрения VPHG1800 с разрешением  $R$  около 3000.

Для обработки данных интегральной спектроскопии был применен программный пакет ADHOCw, разработанный в Марсельской обсерватории (<http://www.obs-hp.fr/ADHOC/adhoc.html>), с помощью которого производилось автоматическое извлечение индивидуальных спектров и калибровка по длинам волн. Дальнейший анализ данных, такой как построение результирующих карт излучения объекта в линиях [SII] и континууме, поля лучевых скоростей и др., проводился с использованием программных пакетов, разработанных в среде IDL. Точность определения лучевых скоростей, по нашей оценке, составляет  $\pm 20 \text{ км/с}$ .

3. *Результаты.* Как известно, мультизрчковая спектроскопия позволяет получить спектры каждого отдельного участка протяженного объекта и на их основе построить карты распределения интенсивностей тех или иных спектральных линий и физических параметров. Таким способом по данным наблюдений с системой VAGR были восстановлены изображения области LkH $\alpha$  198 в обеих линиях красного дублета [SII] и в континууме. Как и следовало ожидать, в эмиссии [SII] выделяется H $\alpha$  161, а в континууме - отражательная туманность, связанная с LkH $\alpha$  198, однако картина распределения эмиссии (и, таким образом, электронной плотности) в отдельных линиях дублета сильно отличается. В то время как в линии 6716 Å на месте, соответствующем звезде LkH $\alpha$  198, виден слабый, слегка продолговатый сгусток, в линии 6731 Å эта структура гораздо ярче и имеет четкую дугообразную форму, в апексе которой и находится LkH $\alpha$  198 (рис.1).

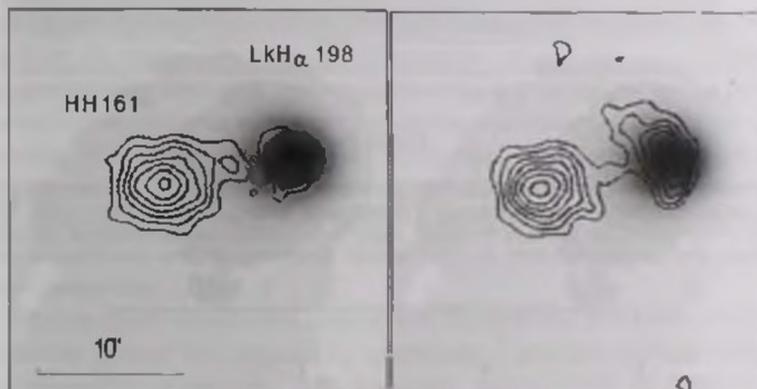


Рис.1. Восстановленные изображения области LkH $\alpha$  198 в непрерывном спектре (полутона) и в эмиссии [SII] (изолинии). Слева приведено изображение в линии 6716 Å, справа - в линии 6731 Å. В эмиссии выделяются сгусток H $\alpha$  161, слабая перемычка, связывающая его со звездой, и дугообразная структура вокруг звезды.

На карте поля лучевых скоростей, построенной по линиям [SII], хорошо заметно, что H $\alpha$  161 имеет небольшой, но четко выраженный градиент скорости, охватывающий весь сгусток. Учитывая, что одним из преимуществ интегральной спектроскопии является возможность извлечь из куба данных псевдошелевые спектры с любой ориентацией щели, мы построили диаграмму "положение-скорость", соответствующую псевдощели, проходящей по линии, соединяющей LkH $\alpha$  198 и H $\alpha$  161 (рис.2). Как видно, в непосредственной близости от звезды гелиоцентрическая лучевая скорость эмиссий [SII] близка к нулю, далее же в пределах сгустка H $\alpha$

161 она заметно меняется, достигая  $-40$  км/с около наиболее удаленного от звезды края, электронная плотность в то же время не претерпевает

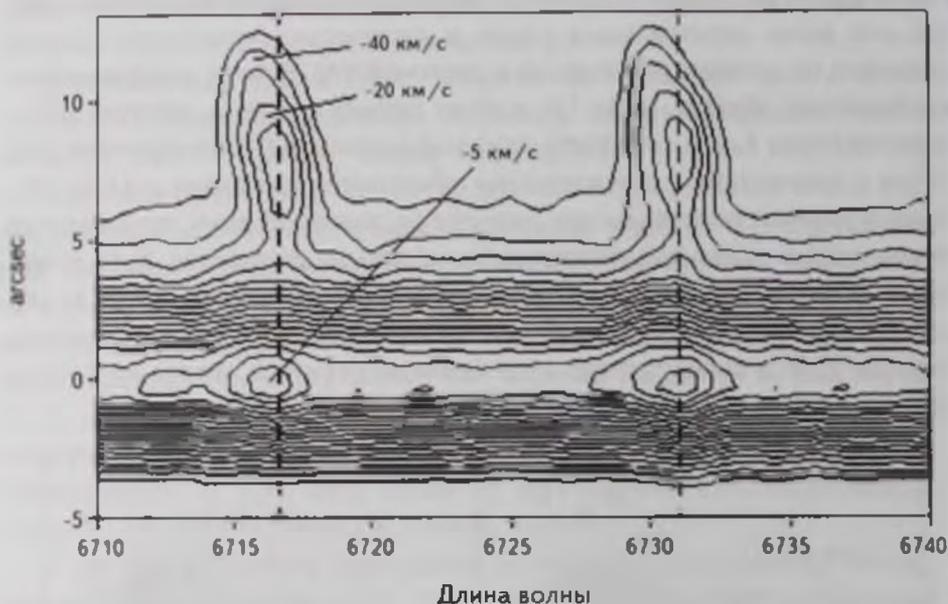


Рис 2. Диаграмма "положение-скорость" для линий [SII]  $\lambda 6716$  и  $\lambda 6731 \text{ \AA}$ , построенная по данным интегральной спектроскопии. Спектральный разрез проходил через LkHa 198 и H $\beta$  161. Штриховыми линиями отмечены длины волн, соответствующие нулевой лучевой скорости.

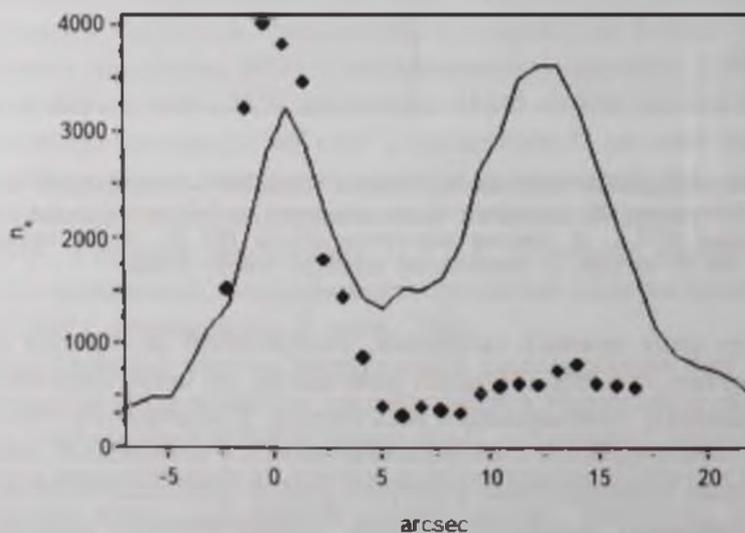


Рис 3. Диаграмма изменения электронной плотности вдоль псевдощели, проходящей через LkHa 198 и H $\beta$  161. Сплошной линией показана интенсивность эмиссии вдоль щели, а гочками - электронная плотность, рассчитанная по отношению линий дублета [SII]. Нуль-пункт на оси абсцисс соответствует положению LkHa 198, а второй пик - H $\beta$  161.

значительных изменений.

Для более точной оценки последней было построено распределение отношения интенсивностей эмиссионных линий дублета [SII], и по нему рассчитана карта электронных плотностей для структур, наблюдающихся в данной области. На рис.3 приведена диаграмма, показывающая изменение электронной плотности вдоль описанной выше псевдошели. Видно, что ее значение в НН 161 равно около  $500 \text{ см}^{-3}$ , в то время как в дугообразной структуре близ звезды - около  $4000 \text{ см}^{-3}$ .

**4. Обсуждение и выводы.** При сравнении полученных нами данных с диаграммами, представленными в [4], сразу же можно заметить некоторые расхождения в кинематической картине. В частности, лучевая скорость эмиссионных линий у звезды LkH $\alpha$  198 практически равна нулю, что совпадает с предыдущими оценками, однако далее на диаграмме позиция-скорость с удалением от LkH $\alpha$  198 отчетливо видно увеличение абсолютных значений скорости по сгустку НН 161; между тем в работе [4] этот эффект не наблюдается. С другой стороны, полученные нами оценки электронной плотности неплохо согласуются с данными из [4], в том числе подтверждается некоторое возрастание плотности у переднего края сгустка НН 161. Отметим, однако, что приведенное в работе [4] значение электронной плотности для самой звезды LkH $\alpha$  198 ( $> 34000 \text{ см}^{-3}$ ) выглядит малообоснованным, поскольку уверенно оценить столь высокие плотности по отношению интенсивностей линий [SII] не представляется возможным (см., например, [11]).

Рассмотрим теперь восстановленные изображения области LkH $\alpha$  198 в эмиссии дублета [SII] (рис 1). По сравнению с прямыми изображениями, полученными в узкополосных фильтрах, интегральная спектроскопия позволяет тщательно выгнать непрерывный спектр и изучить морфологию слабых эмиссионных структур на фоне отражательной туманности с большей надежностью. В отличие от данных, приведенных в работе [4], наши изображения показывают, что слабый "хвост" у НН 161 тянется скорее в направлении LkH $\alpha$  198, а не LkH $\alpha$  198B. Таким образом, они практически точно соответствуют изображениям, представленным в [12]. Весьма примечательна также эмиссионная структура, выявленная непосредственно вблизи LkH $\alpha$  198. Хорошо заметно, особенно в линии  $6731 \text{ \AA}$ , что по форме она напоминает дугу, в алексе которой и находится центральная звезда. При этом данная структура имеет высокую электронную плотность практически по всему протяжению. Поэтому логично допустить, что в данном случае мы наблюдаем спектр звезды-источника, рассеянный на пылевых стенках конической полости, выдутой истечением. Данный объект можно сравнить с PP 11 [13], где, судя по прямым изображениям, яркость отражательной туманности в эмиссии [SII] вблизи звезды также повышена.

К настоящему времени в непосредственной близости от LkH $\alpha$  198 известны два коллимированных оптических истечения. Одно из них фактически включает только HH 161 и чрезвычайно слабое пятно В близ удаленного края эллиптической петли [4]; второе – ряд также весьма слабых сгустков, объединенных в объект HH 164 [13] и заметно более удаленные HH 801 и HH 802, являющиеся, по-видимому, его терминальными зонами [6]. Еще один сгусток, HH 461 [13], может относиться к любому из этих истечений. Центральным объектом для потока HH 164, судя по всему, является LkH $\alpha$  198, но источник HH 161 до сих пор четко не установлен. Авторы работ [4] и [13] пришли к выводу, что им может быть звезда LkH $\alpha$  198B.

Возможно, общая картина несколько проясняется с привлечением данных, полученных в радиодиапазоне. Детальное картирование этой области в молекулярных радиолиниях CO [14] выявило, в частности, два биполярных потока, причем оба они, согласно мнению авторов, исходят из LkH $\alpha$  198. В то же время никаких признаков молекулярного истечения из соседней звезды LkH $\alpha$  198B зарегистрировано не было. Самое же примечательное обстоятельство заключается в том, что позиционные углы этих молекулярных потоков практически совпадают с направлениями оптических истечений HH 164 и HH 161. Более того, лучевые скорости молекулярных потоков в области сгустка HH 161 являются отрицательными и после учета поправки к локальному стандарту покоя – довольно близкими к оптическим данным.

В свете обнаружения тесной двойственности LkH $\alpha$  198 [9] остается допустить, что оба компонента этой звезды являются источниками потоков.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта No. SCS 13-IC208, а также гранта ANSEF astroph-3802.

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

## DETAILED INVESTIGATION OF THE EMISSION STRUCTURES IN THE VICINITY OF LkH $\alpha$ 198

M.H.GEVORGYAN, T.A.MOVSESSIAN, H.R.ANDREASYAN,  
T.Yu.MAGAKIAN

The results of the study of collimated jets near the star LkH $\alpha$  198 are presented. The observations were performed with multi-pupil spectrograph

VAGR, mounted on 2.6m telescope of BAO. The morphology and kinematics of emission structures in the vicinity of LkH $\alpha$  198 including HH 161, were studied. The map of electron densities was obtained as well. In addition to HH 161, our data revealed an arcuate emission structure with the LkH $\alpha$  198 in the apex. It directly points to the presence of the cavity in dark cloud, blown by directed outflow. Moreover, a weak "tail" of HH 161, extended in the direction of the central star, was found. The comparison of these results with the observations in radio range allows us to conclude that the possible source of HH 161 is a binary system LkH $\alpha$  198.

**Key words:** *Collimated jets: Herbig-Haro objects: H Ae Be stars*

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **4**, 337, 1960.
2. C. Chavarría-K., *Astron. Astrophys.*, **148**, 317, 1985.
3. E.S. Parsamian, V.M. Petrossian, *SoByu*, **51**, 3, 1979.
4. D. Corcoran, T.P. Ray, P. Bastien, *Astron. Astrophys.*, **293**, 550, 1995.
5. K.M. Strom, S.E. Strom, S.C. Wolff et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **62**, 39, 1986.
6. F. McGroarty, T.P. Ray, J. Bally, *Astron. Astrophys.*, **415**, 189, 2004.
7. P.O. Lagage, G. Olofsson, S. Cabrit et al., *Astrophys. J.*, **417**, L79, 1993.
8. D.C. Koresko, M.P. Harvey, J.C. Christou et al., *Astrophys. J.*, **485**, 213, 1997.
9. K.W. Smith, Y.Y. Balega, W.J. Duschl et al., *Astron. Astrophys.*, **431**, 307, 2005.
10. T. Movsessian, J.-L. Gach, J. Boulestex, F. Zhamkotsian, *BaltA.*, **9**, 518, 2000.
11. B. Proxauf, S. Ottl, S. Kimeswenger, *Astron. Astrophys.*, **561**, 10, 2014.
12. L. Asselin, F. Menard, P. Bastien et al., *Astrophys. J.*, **472**, 349, 1996.
13. C. Aspin, B. Reipurth, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **311**, 522, 2000.
14. B.C. Matthews, J.R. Graham, M.D. Perrin, P. Kalas, *Astrophys. J.*, **671**, 483, 2007.

Faint, illegible text covering the main body of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

110 SOUTH MICHIGAN AVENUE, CHICAGO, ILL. 60605

Copyright © 1980 by The University of Chicago Press. All rights reserved.

## ОБЪЕКТ CLN 138 - ДВОЙНАЯ ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

А.Л.ПЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 27 апреля 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Исследована двойная область звездообразования, связанная с биконической кометарной туманностью CLN 138.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения молекулярного облака, связанного с этим объектом, показали наличие нескольких молекулярных облаков в этой области, а также присутствие красного и синего молекулярных истечений. Найдено несколько новых объектов Хербига-Аро, причем из них два объекта испытали подъем минимум на  $8^m$ . Первая область звездообразования в основном погружена в молекулярное облако, большинство входящих в нее звезд в основном инфракрасные, многие из них имеют пылевые оболочки. Вторая область звездообразования уже вышла из молекулярного облака, в ней нет ИК звезд и мало звезд с пылевыми оболочками.

**Ключевые слова:** *область звездообразования; молекулярное истечение; объекты Хербига-Аро*

1. **Введение.** Как известно, области звездообразования бывают двух видов [1]. 1. Области, где образуются звезды больших масс (они встречаются в гигантских молекулярных облаках – ГМО) 2. Области, где образуются

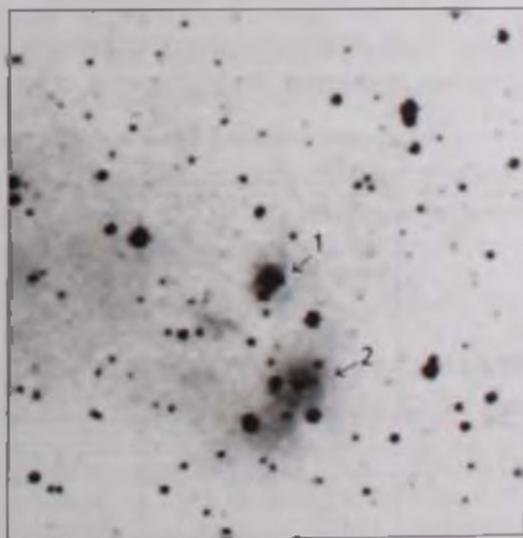


Рис 1. DSS2 R изображение области, содержащей объект CLN 138. 1 – первая область звездообразования, 2 – вторая область звездообразования. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'.

звезды промежуточных и малых масс (эти области в основном встречаются в молекулярных облаках и темных глобулах). В данной статье рассмотрена двойная область звездообразования второго вида, связанная с кометарной туманностью CLN 138 [2,3] (см. рис 1 и 2). Исследовано также молекулярное облако, связанное с CLN 138.

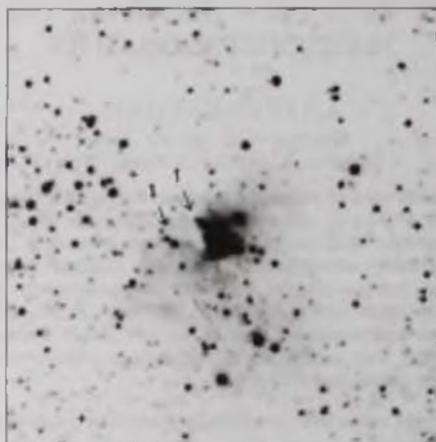


Рис 2. 2MASS K изображение области, содержащей объект CLN 138 - биконическая кометарная туманность. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'

2.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения молекулярного облака, связанного с объектом CLN 138.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения южных объектов, проведенные в Чили, были довольно продуктивными: были обнаружены молекулярные истечения, вращение молекулярных облаков (см., например

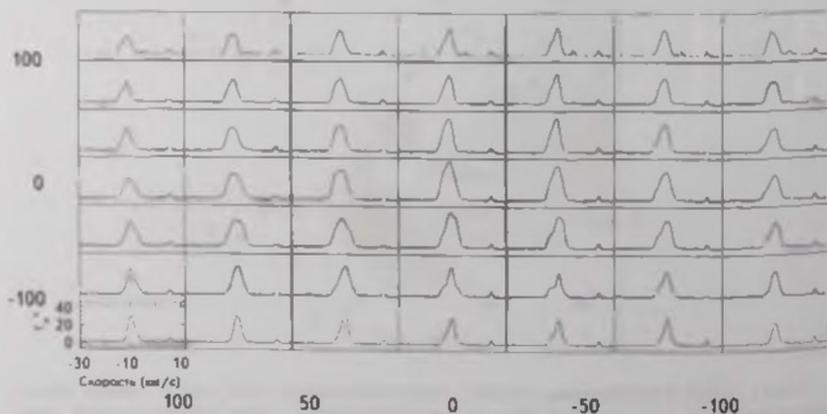


Рис 3.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  спектры части молекулярного облака вокруг объекта CLN 138.

[4,5]).  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения молекулярного облака, связанного с объектом CLN 138, были проведены 30 августа 2003г. на 15-м SEST (Швеция - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Серро Ла Силья, Чили. Диаграмма направленности антенны на 115 ГГц  $\sim 45^\circ$ , эффективность пучка 0.70. Положения в направлении источника были пронаблюдены с интервалом в  $40''$  в режиме частотной модуляции с разбросом частот в 10 МГц. Телескоп во время наблюдений был снабжен SIS детектором и акусто-оптическим спектрометром с высоким разрешением (с 1000 каналами и с разрешением скорости в 0.112 км/с). Эти наблюдения проведены с проф. Хорхе Майем (Национальная обсерватория Чили, Сантьяго, Чили).

На рис.3 приводятся спектры  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдений молекулярного облака, связанного с объектом CLN 138. На основании рис.3 можно найти распределение скоростей в исследованной области. Ниже приводится табл.1, в которой ячейки соответствуют ячейкам на рис 3. В ячейках табл.1 помещены радиальные скорости в км/с. Как видно из рис.3, имеются три пика (то есть три облака): один со скоростью около -10.32 км/с (это основное облако), второй со скоростью около -4.10 км/с и третий со скоростью около 5.95 км/с. Облако со скоростью 5.95 км/с распределено равномерно по всей исследованной области с примерно одинаковой скоростью и одинаковой антенной температурой (4К), поэтому мы его не включили в табл.1. В эту таблицу включены данные о двух других облаках, со средними скоростями соответственно -10.32 км/с и -4.10 км/с.

Как видно из табл.1, основное облако распределено по всей исследованной области, а облако со средней скоростью -4.10 км/с - только в северной части исследованной области, вдоль направления E-W. Чтобы лучше представить распределение облаков в данной области, в табл.2 приводятся антенные температуры излучения этих облаков. Ячейки в табл.2 те же, что и в табл.1. Антенные температуры приведены в единицах 1.21 К.

Как видно из табл.2, максимальная антенная температура в основном облаке приходится на объект CLN 138, антенная температура падает при приближении к периферии облака.

Таблица 1

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ  $^{12}\text{CO}(1-0)$  В МОЛЕКУЛЯРНОМ ОБЛАКЕ ВОКРУГ ОБЪЕКТА CLN 138**

-10.74	-4.32	-11.17	-3.89	-10.74	-4.32	-9.89	-3.89	-10.32	-3.89	-10.74	-4.32	-10.74	-4.32
11.17	-3.89	-11.17		-10.74		-10.32	-3.89	-10.32	-3.89	-10.74	-4.32	-10.74	-4.32
-11.17		-11.6		-11.17		-10.74		-10.74	-3.89	-10.74			-9.89
-10.74		-11.17		-10.74		-10.32		-10.32		-10.32			-9.46
-9.89		-11.17		-10.32		-9.89		-9.46		-9.46			9.03
9.46		-9.89		-9.03		-9.89		-9.89		-9.89			-9.46
9.89		-9.89		-9.46		-9.46		-9.89		-9.46			-9.46

Таблица 2

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В  
МОЛЕКУЛЯРНОМ ОБЛАКЕ ВОКРУТ ОБЪЕКТА CLN 138**

18 18	3 64	23 04	1.21	25.35	4.85	26.56	3.64	30.20	4.85	27.77	3.64	26 56	6.06
20.61	2.42	25.35		26 56		30.20	3.64	31.41	3.64	37.78	3.64	24 24	2.42
23 04		25.35		28.99		36 36		36 36	2.42	30.20		25 35	1.21
23 04		27 78		31.41		42.42		40.00		32.62		26 56	
26 56		28 99		31.41		40.00		33.84		30.20		27 78	
27 78		30.20		32 62		33 84		25.35		27 78		26 56	
30.20		30 20		31 41		27 78		27.78		30 20		23 04	

Как видно из рис.3, в основном облаке, кроме основного излучения примерно на  $-10.32$  км/с, имеются также красное истечение со скоростями в интервале  $(-15.04 - -12.03)$  км/с, или  $(-4.72 - -1.71)$  км/с по отношению к скорости основного облака и синее истечение со скоростями в интервале  $(-9.03 - -6.02)$  км/с, или  $(1.02 - 4.30)$  км/с по отношению к скорости основного облака. В табл.3 приведены антенные температуры для красного и синего истечений. Ячейки в табл.3 те же, что и в табл.1, причем в каждой ячейке синее истечение слева, а красное истечение - справа. Из табл.3 видно, что красное истечение и по занимаемой площади, и по интенсивности меньше синего истечения (максимальная антенная температура красного истечения  $3.64$  К, а у синего истечения  $-7.27$  К). Это можно объяснить тем, что красное истечение от источника направлено внутрь молекулярного облака, где поглощение больше, а синее истечение направлено к нам, т.е. его поглощение должно быть меньше.

Таблица 3

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ  
КРАСНОГО И СИНЕГО МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИСТЕЧЕНИЙ**

				2.42		3.64			2.42
		2.42				2.42		2.42	3.64
	2.42	2.42		1.21		2.42		2.42	6.06
2.42	2.42	6.06		2.42		3.64		3.64	7.27
3.64	3.64	2.42	2.42	1.21	2.42	4.85		4.85	7.27
2.42				3.64	2.42	6.06		4.85	
				1.21		3.64			

3. *Объект CLN 138 и связанные с ним две области звездообразования.* Этот объект расположен в молекулярном облаке, входящем в ассоциацию Sco OB4 [3]. OB-ассоциация Sco OB4 расположена на расстоянии 1180 пк [6], значит и объект CLN 138 расположен примерно на том же расстоянии. На рис.1 и 2 в этой области имеются две области

звздообразования. Сам объект CLN 138 в основном находится в темном облаке. На рис.2 объект представляет из себя биконическую кометарную гуманность, причем северная половина менее погружена в облако, чем южная, так как на 2MASS K изображении видно, что южная половина плохо видна даже в ИК, т.е. она еле просматривается из-за большего поглощения.

3.1. *Область, связанная с CLN 138.* Как видно из рис.1 и 2, эта область звездообразования в основном погружена в темное облако, многие объекты видны только в ИК. Можно ожидать, что среди звезд из этой области могут оказаться молодые звезды, окруженные пылевыми дисками/оболочками.

В [7] была введена свободная величина покраснения  $Q = (J - H) - 1.7(H - K)$ . Если для данной звезды  $Q < -0.10$ , то можно утверждать, что вокруг этой звезды имеется пылевой диск [7]. Ниже приводится табл.4, в которой даны цвета объектов из первой области звездообразования (данные взяты из [8]).

В табл.4 в первом столбце приводится номер объекта, во втором и третьем - координаты, в столбцах 4-9 даны цвета объектов, в столбце 10 - величина  $Q$ .

В табл.4 среди звезд первой области звездообразования встречаются как видимые в оптике, так и звезды, видимые только в ИК. В ИК видны следующие звезды: NN 1; 3; 6; 12; 13; 14. Пылевые диски имеются у

Таблица 4

ЦВЕТА ОБЪЕКТОВ ИЗ ПЕРВОЙ ОБЛАСТИ  
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	<i>B</i>	<i>B V</i>	<i>B - R</i>	<i>J</i>	<i>J - H</i>	<i>H - K</i>	<i>Q</i>
1	17 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup> .53	-36°20'44" 2				12.355	2.611	1.820	-0.483
2	17 17 01.26	-36 20 51.6	16.39	0.82		13.395	0.492	0.704	-0.705
3	17 17 01.65	-36 20 57.8				12.239	1.756	1.266	-0.396
4	17 17 01.81	-36 20 51.0			<i>R</i> = 12.28				
5	17 17 01.92	-36 20 52.1	20.02		8.54	12.577	1.613	1.010	-0.104
6	17 17 02.01	-36 21 04.0				13.208	1.398	2.084	-2.145
7	17 17 02.07	-36 21 13.5	18.38	1.08	0.81	14.810	2.471	1.795	-0.580
8	17 17 02.14	-36 21 07.5	20.16		1.43	12.662	2.287	1.693	-0.591
9	17 17 02.21	-36 20 51.3			<i>R</i> = 13.10				
10	17 17 02.22	-36 20 55.5	18.52		7.03				
11	17 17 02.37	-36 20 53.5			<i>R</i> = 13.42				
12	17 17 02.43	-36 21 02.7				12.580	1.789	1.256	-0.346
13	17 17 02.48	-36 20 57.8				14.050	2.787	1.381	0.439
14	17 17 02.64	-36 20 59.0				13.694	2.531	1.356	0.226
15	17 17 02.68	-36 21 15.8	17.55			15.538	1.690	3.047	-3.490
16	17 17 03.01	-36 21 05.5	18.45		7.55				

следующих звезд (как сказано выше, для наличия пылевого диска у звезды необходимо, чтобы для звезды выполнялось соотношение  $Q < -0.10$ ): NN1; 2; 3; 5; 6; 7; 8; 12; 13; 15, т.е. в число звезд с пылевыми дисками входят все видимые в оптике звезды и все ИК звезды, кроме N14. Центральной звездой биконической туманности является звезда N15. Как видно из табл.4, у этой звезды самое большое значение  $H-K$ , что может свидетельствовать о нахождении звезды за плотным пылевым диском, об этом же свидетельствует самое маленькое значение  $Q$ .

3.2. *Вторая область звездообразования.* На рис.1 и 2 эта область в основном находится вне темного облака. Ниже приводится табл.5, в которой даны цвета объектов из второй области звездообразования (данные взяты из [8]). В первом столбце таблицы даны номера объектов, во втором и третьем - их координаты, в столбцах 4-9 приведены цвета объектов, в столбце 10 - величина  $Q$ , о которой сказано выше.

Таблица 5

### ЦВЕТА ОБЪЕКТОВ ИЗ ВТОРОЙ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$B$	$B-V$	$B-R$	$J$	$J-H$	$H-K$	$Q$
1	17 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup> 59 <sup>s</sup> .06	-36 <sup>o</sup> 21'49" 6	17.40	0.75	3.55	14.608	0.602	0.323	0.053
2	17 16 59.26	-36 22 23.9	16.37	1.51	1.79	9.101	0.983	0.713	-0.229
3	17 17 00.17	-36 22 03.0	16.93	-0.04	2.19	12.762	0.945	0.560	-0.007
4	17 17 00.64	-36 21 59.8	16.92		7.38				
5	17 17 00.83	-36 22 23.7	19.10		2.97				
6	17 17 01.47	-36 22 01.4	16.58	0.73	2.32	11.563	0.630	0.457	-0.147
7	17 17 01.75	-36 22 56.8	18.11	0.83		11.436	2.574	1.335	0.304
8	17 17 02.90	-36 22 30.0	14.43		0.07				
9	17 17 03.1	-36 22 27.0	14.48	0.77	-0.07	12.672	0.535	0.182	0.236

Среди звезд второй области звездообразования нет ИК звезд. Пылевые диски имеются у звезд N2 и N6, дисков нет у звезд NN1; 3; 7; 9. Таким образом, в первой области из 11 звезд только у одной нет пылевого диска, а у 6-ти звезд второй области пылевых дисков нет у 4-х звезд.

3.3. *Связь с источником IRAS.* С объектом CLN 138 связан источник IRAS 17136-3617 [9]. В [10] был предложен метод классификации ИК источников на основе их ИК цветов. Были введены три величины:  $R(1,2) = \log((F(25) \times 12)/(F(12) \times 25))$ ;  $R(2,3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60))$ ;  $R(3,4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100))$ . Для разных видов ИК источников эти параметры попадают в вполне определенные интервалы. 1. Объекты, ассоциирующиеся с мазерами воды, для них  $R(1,2) = (0.2 - 0.8)$ ;  $R(2,3) = (0 - 1.3)$ ;  $R(3,4) = (-0.3 - 0.3)$ . 2. Звезды типа Т Тельца, для них  $R(1,2) = (-0.25 - 0.15)$ ;  $R(2,3) = (-0.5 - 0.1)$ ;  $R(3,4) = (-0.25 - 0.2)$ . 3. Холодные непро-

эволюционировавшие источники в темных облаках, для них  $R(3,4) > 0.3$ . Для IRAS 17136-3617 имеем следующие значения параметров:  $R(1,2) = 0.687$ ;  $R(2,3) = 0.260$ ;  $R(3,4) = -0.125$ . Эти значения, согласно [10], попадают в интервалы, удовлетворяющие условиям для объектов первого типа, т.е. объектов, связанных с мазерами воды.

3.4. *Объекты Хербига-Аро (Х-А) в обеих областях звездообразования.* Известно (см., например, [11]), что в спектрах объектов Х-А непрерывный спектр или отсутствует, или очень слаб, в них присутствуют сильные эмиссионные линии:  $\text{H}\alpha$  (6563А); [NII] (6548, 6584); [SII] (6717, 6731); [OI] (6300, 6363); [OII] (3726, 3729). Линии  $\text{H}\alpha$ , [NII], [OI], [SII] попадают в  $R$  цвет, а линии [OII] в цвет  $B$ , поэтому у объектов Х-А присутствуют цвета  $R$  и  $B$ , другие цвета или отсутствуют, или очень слабые. В табл.6 введены данные об известных объектах Х-А. В первом столбце таблицы даны номера объектов, во втором - названия объектов (каждый объект состоит из нескольких сгущений), в третьем и четвертом - координаты объектов, в пятом и шестом - цвета объектов (данные взяты из [8]).

Таблица 6

ЦВЕТА  $B$  и  $R$  ДЛЯ ИЗВЕСТНЫХ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА-АРО

N	Объект	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$B$	$B - R$
1	HH 7-11	03 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> 05 <sup>s</sup> .45	31 <sup>°</sup> 15'46".2	18 <sup>m</sup> 81	4 <sup>m</sup> 64
2	" "	03 29 06.32	31 15 37.1	19.80	4.48
3	" "	03 29 08.08	31 15 30.0	17.82	4.66
4	HH1-HH2	05 36 20.32	-06 45 10.0	13.31	1.49
5	" "	05 36 21.39	-06 45 36.6	17.61	5.51
6	" "	05 36 25.07	-06 46 56.5	16.85	4.18
7	" "	05 36 25.54	-06 45 55.0	21.23	2.39
8	" "	05 36 25.57	-06 47 13.2	11.96	2.72
9	" "	05 36 26.45	-06 47 26.0	15.49	4.84
10	HH 32	19 20 29.54	11 02 00.0	15.85	2.35
11	GGD 8	05 50 52.73	03 07 43.8	18.79	5.45
12	" "	05 50 53.95	03 08 00.3	18.86	8.07
13	" "	05 50 54.19	03 08 04.2	17.36	7.05
14	GGD 12	06 10 50.20	-06 12 01.2	18.43	4.57
15	GGD 37	22 56 01.72	62 01 58.0	20.03	5.46
16	" "	22 56 02.23	62 01 55.8	19.61	6.43
17	" "	22 56 07.42	62 02 04.3	16.38	4.95

Из таблицы видно, что, значения  $B - R$  для известных объектов Х-А заключены в интервале (1.49 - 8.07).

Хотя оптические и ближние ИК спектры объектов Х-А качественно идентичны, но в количественном отношении они различаются, начиная с

объектов X-A "высокого возбуждения" (НН 1, НН 2Н, НН 32), в которых отношение потоков [SII] 6717/Н $\alpha$  лежит в интервале (0.16 - 0.34), до объектов X-A "низкого возбуждения" (НН 7), в которых это отношение потоков достигает 2.8 [11]. В спектре НН 2Н по сравнению со спектром НН 7 сильна линия [OI] (3717, 3731), но слабы линии [NII], [SII], [OII], [OI](6300, 6363). Это означает, что  $B - R$  у НН 2Н должно быть значительно меньше, чем у НН 7 (как указано выше, НН 7 является объектом "низкого возбуждения"). Проверим это предположение. Из табл.6 можно найти, что у НН 2Н (объект N8)  $B - R = 2.72$ , а у НН 7 (объект N3)  $B - R = 4.66$ . У других объектов с высоким возбуждением  $B - R$  тоже сравнительно низкое - у НН 1 (объект N4 из табл.6)  $B - R = 1.49$ , у НН 32 (объект N10 из табл.6)  $B - R = 2.35$ . Таким образом низкое значение  $B - R$  может свидетельствовать о том, что это объект высокого возбуждения, а большее значение  $B - R$  - о том, что это объект низкого возбуждения.

Как видно из табл.4 и 5, среди объектов первой и второй областей звездообразования имеются объекты, у которых присутствуют только цвета  $B$  и  $R$ . Можно предположить, что эти объекты являются объектами Хербига Аро, так как, как сказано выше, у известных объектов X-A также присутствуют только эти цвета. У известных объектов X-A (табл.6),  $B - R$  принимает значения в интервале (1.49 - 8.07), а у объектов из табл.4 и 5,  $B - R = (0.07 - 8.54)$ . В табл.4 объектами низкого возбуждения являются объекты NN5, 10, 16, а объектов высокого возбуждения нет. Относительно объекта N5 из табл.4 можно сказать, что здесь, возможно, имеет место одновременная регистрация излучения от двух очень близких объектов - объекта X-A (цвета  $R$  и частично  $B$ ) и звезды (цвета  $J$ ,  $H$ ,  $K$  и частично  $B$ ). Не исключено, что объект X-A выброшен из этой звезды. В табл.5 объектом низкого возбуждения является объект N4, а объектами высокого возбуждения являются объекты NN5, 8. Среди объектов X-A из табл.4 и 5 имеются объекты, которые согласно [8], довольно яркие в  $R$ , но на DSS2  $R$  изображениях они почти не видны. Это объект N16 из табл.4 и объект N4 из табл.5. Самым слабым объектом в  $R$ , для которого есть данные в [8], является объект N8 из табл.4. Для него  $R = 18.33$ . Выше-названные два объекта на рис.1 слабее этого объекта. Ввиду того, что эти объекты согласно [8], в  $R$  имеют величины около  $10^m$ , подъем их светимости произошел более чем на  $8^m$ . Можно предположить, что мы здесь имеем дело с рождением новых объектов X-A.

4. **Заключение.** Исследована связанная с биконической кометарной гуманностью CLN 138 двойная область звездообразования. Приведены результаты  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдений молекулярного облака, связанного с этим объектом. В результате этих наблюдений выяснилось, что кроме основного облака со скоростью -10.32 км/с в данной области присутствуют

еще два облака: одно со скоростью  $-4.10$  км/с и второе со скоростью  $5.95$  км/с. Также были обнаружены красное молекулярное истечение со скоростью  $(-4.72 + -1.71)$  км/с по отношению к скорости основного облака и синее истечение со скоростью  $(1.02 - 4.30)$  км/с по отношению к скорости основного облака. Найдено несколько объектов X-A в обеих областях, причем два объекта испытали подъем на  $8^m$ , т.е. возможно мы имеем дело с рождением новых объектов X-A. В первой области имеется 6 ИК звезд, во второй - нет ИК звезд. Отсюда можно предположить, что первая область большей частью погружена в темное облако, вторая же область в основном вышла из темного облака. В эволюционном смысле объекты первой области находятся на более ранней эволюционной стадии, чем объекты второй области, так как у объектов первой области намного больше звезд с пылевыми дисками.

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

## OBJECT CLN 138 - A DOUBLE REGION OF STAR FORMATION

AL.GYULBUDAGHIAN

A double region of star formation connected with a biconical cometary nebula CLN 138 is investigated.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  observations of a molecular cloud connected with CLN 138 showed the existence of several molecular clouds in this region, as well as the existence of the red shifted and blue shifted molecular outflows. Several new HH objects were found, moreover two of them revealed a raise in luminosity at least by  $8^m$ . The first star forming region is mostly embedded in a molecular cloud, its stars are mostly IR stars, and there are many stars with dust envelopes. The second star forming region is almost out of molecular cloud, there are no IR stars in it, and a few stars with dust envelopes are present.

Key words: *star forming region: molecular outflow: Herbig-Haro objects*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Д. Эванс, "Протозвезды и планеты", М., Мир, 1982, с.171
2. А.Л. Гюльбудагян, Т.Ю. Магакян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977
3. А.Л. Гюльбудагян, Р. Шварц, Ф. Назаретян, Сообщ. Бюраканской обс., 63, 3, 1990.
4. А.Л. Гюльбудагян, Х. Май, Астрофизика, 47, 415, 2004, (Astrophysics, 47, 352, 2004).
5. А.Л. Гюльбудагян, Х. Май, Астрофизика, 48, 101, 2005, (Astrophysics, 48, 79, 2005).
6. J. Ruprecht, B. Balazs, R.E. White, Catalogue of star clusters and associations, Supplement I, Budapest, 1970.
7. F. Comeron, N. Schneider, D. Russel, Astron. Astrophys., 433, 955, 2005.
8. N. Zacharias, D.G. Monet et al., The Naval Observatory Merged Astrometric dataset, 2005.
9. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington, D.C.
10. J. Wouterloot, C. Walmsley, Astron. Astrophys., 168, 237, 1986.
11. K.-H. Bohm, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 7, 55, 1983.

## ЭФФЕКТ ГИСТЕРЕЗИСА ИНДЕКСОВ АКТИВНОСТИ АТМОСФЕР СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА НА ФАЗАХ ПОДЪЕМА И СПАДА ЦИКЛОВ

Е. А. БРУЕВИЧ, Г. В. ЯКУНИНА

Поступила 19 апреля 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Анализируется эффект гистерезиса, который проявляется в неоднозначной взаимосвязи излучения фотосферы, хромосферы и короны на фазы роста и спада циклов солнечной и звездной активности. Анализируются и сопоставляются на разных фазах цикла следующие солнечные индексы: поток излучения в спектральной линии возорода Лайман-альфа -  $F_{Ly\alpha}$ , радиоизлучение на волне 10.7 см -  $F_{10.7}$ , число солнечных пятен SSN, поток излучения в зеленой корональной линии 530 нм -  $F_{530}$ , солнечная постоянная TSI и относительный поток в линии 280 нм Mg II с/ш (отношение потока в центре к крыльям - core to wing ratio). У звезд с циклами рассмотрен эффект гистерезиса между хромосферным индексом активности S-индексом CaII, определенным для звезд НК проекта на обсерватории Mount Wilson, и потоком излучения фотосферы этих звезд  $F_p$ .

**Ключевые слова:** *Солнце; индексы активности, звезды солнечного типа НК-проект, циклы активности*

**1. Введение.** Эффект гистерезиса при разном уровне солнечной активности проявляется в неоднозначной зависимости излучения солнечной фотосферы, хромосферы и короны. Явление гистерезиса в солнечно-земной физике активно изучается, начиная с работ [1-3]. Этот эффект существует у самых различных явлений активности - от вариаций в коротковолновом диапазоне солнечного излучения до оптического и радиодиапазонов. Гистерезис наблюдается в тех случаях, когда состояние изучаемой системы определяется внешними условиями не только в данный момент времени, но и в предшествующие моменты, т.е. поведение системы на интервале времени во многом определяется ее предысторией. Известно, что солнечные циклы несимметричны относительно своих максимумов и минимумов - подъем к максимуму короче, чем снижение до минимума, и время нарастания короче для больших амплитуд циклов. Нами была исследована корреляция между несколькими индексами солнечной активности и  $F_{10.7}$  для 21-23 циклов [4]. Оказалось, что коэффициент корреляции является функцией фазы цикла активности и его зависимость от времени в периоды роста и спада циклов несимметрична. Этот факт наряду с обнаруженными сдвигами во времени между максимумами различных

индексов солнечной активности в течение одного цикла указывает на существование гистерезисов. Кроме того, ход временной зависимости индексов на фазах роста и спада циклов различается и от цикла к циклу.

Гистерезис 7-и индексов активности по наблюдениям 1970-1990 гг. изучался в [3]. Утверждается, что гистерезис является результатом относительной задержки в наступлении максимума и минимума у разных индексов солнечной активности и является важным ключом в поисках физических процессов, ответственных за изменение солнечного излучения на различных длинах волн. Гистерезис пары индексов - потока УФ-излучения в линии Лайман-альфа (Lyman alpha) и потока радиоизлучения на волне 10.7 см - исследовался в [5] по наблюдениям 1980-1990 гг. на нескольких российских ИСЗ (Прогноз 7,8, Фобос и Корона-1).

Космические лучи галактического происхождения должны показывать постоянный уровень интенсивности на Земле, но воздействие на них со стороны гелиосферной среды вызывает значительные вариации интенсивности галактических лучей. Наблюдаются 11-летние вариации, которые антикоррелируют с активностью солнечных пятен. Интенсивность космических лучей в максимуме солнечных пятен минимальна, а в минимуме максимальна, но это соотношение выполняется не точно. Наблюдаются задержки (лаги), например, между максимумами потока космических лучей и минимумами активности солнечных пятен в несколько месяцев. Интенсивность космических лучей отстает от числа солнечных пятен, в результате чего наблюдается эффект гистерезиса [6,7].

В работе [8] анализируются временные связи между р-модами на частотах, измеряемых одновременно на аппаратуре наземной гелиосейсмологической сети GONG и инструменте MDI, установленной на SOHO. Одновременно были исследованы несколько солнечных индексов на ветви роста и спада солнечной активности в 23-м цикле. Предварительные результаты показали, что частоты р-мод изменяются с задержкой в один месяц от SSN.

Для настоящего исследования эффекта гистерезиса в солнечной активности нами выбран 22-й цикл. Временная эволюция солнечной активности в этом цикле характеризуется стандартным поведением индексов на фазах роста и спада, в отличие от 23-го цикла, имеющего аномально затяжную фазу спада. Целью данной работы является анализ эффекта гистерезиса индексов солнечной активности на фазе подъема и спада 22-го цикла. Исследуется также обнаруженный нами гистерезис у звезд НК-проекта (обладающих устойчивыми циклами активности, аналогичными солнечным) между потоками излучения их фотосфер и хромосфер в линиях H и K CaII.

## 2. Гистерезис индексов солнечной активности в 22-м цикле.

### 2.1. Анализ данных наблюдений солнечных индексов. Для

исследования эффекта гистерезиса в качестве объективного показателя, определяющего текущий уровень активности Солнца, мы выбрали индекс  $F_{10.7}$  - поток радиоизлучения на волне 10.7 см (2800 МГц). Поток  $F_{10.7}$  измеряется в sfu (solar flux units). 1 sfu соответствует потоку в  $10^{22}$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>. Мы проанализировали несколько индексов солнечной активности: поток излучения в спектральной линии водорода Лайман-альфа  $F_{L\alpha}$ , радиоизлучение на волне 10.7 см  $F_{10.7}$ , число солнечных пятен SSN, поток излучения в зеленой корональной линии 530.3 нм  $F_{530.3}$ , солнечную постоянную TSI и относительный поток в линии 280 нм Mg II c/w (core to wing). В работе использованы данные наблюдений  $F_{10.7}$ , SSN и других индексов активности из архивов NOAA National Geophysical Data Center, см. ссылки в табл.1.

В [3] анализируется связь между потоком  $F_{L\alpha}$  и  $F_{10.7}$ , данные соответствуют 27-дневным скользящим средним для фазы спада и подъема циклов 21-22. Оказалось, что на фазе спада поток  $F_{L\alpha}$  опережает поток

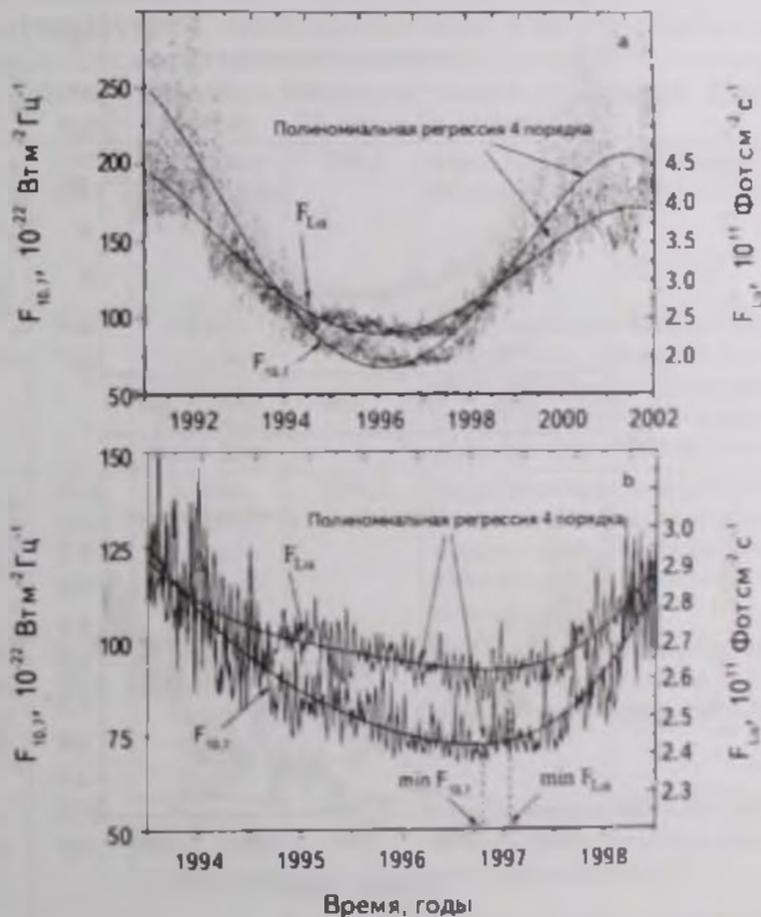


Рис 1. Временные ряды ежедневных наблюдений скользящих средних величин потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{L\alpha}$  (усредненных за 365 дней), по наблюдениям в 22-м цикле. Приведены полиномиальные регрессии 4-го порядка в 22-м цикле (а), временные ряды ежедневных наблюдений скользящих средних (за 365 дней) потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{L\alpha}$  отдельно для минимума 22-го цикла (б).

радиоизлучения  $F_{10.7}$ , а на фазе подъема поток радиоизлучения  $F_{10.7}$  опережает поток в линии Лайман-альфа  $F_{Ly\alpha}$ . Отмечен значительный разброс точек на графиках для пар индексов  $SSN - F_{10.7}$  и др., что характерно для данных ежедневных наблюдений. Аппроксимация 365-дневными скользящими средними (сплошные линии) выявляет значительный эффект гистерезиса (20% от средней величины индекса), см. рис.1 в [3]. В [9-11] показано, что пары индексов активности ( $SSN - F_{10.7}$ ) демонстрируют эффект гистерезиса: наблюдается различие в их относительных вариациях в зависимости от фазы солнечного цикла.

На рис.1а представлены скользящие средние величины потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{Ly\alpha}$  с момента максимума 22-го цикла до момента максимума 23-го цикла. В работе [3], где приводятся сравнительные наблюдения потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{Ly\alpha}$  за 21-22 цикла, показано, что эффект гистерезиса связан с тем, что

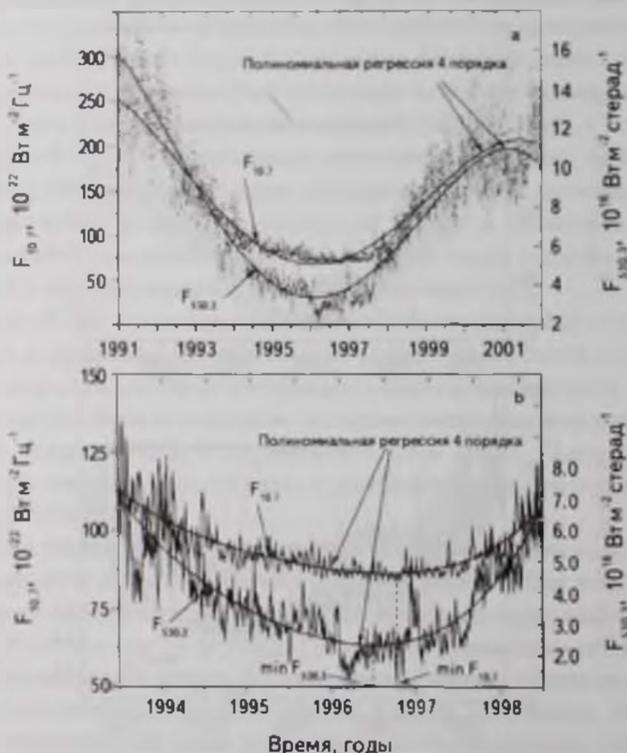


Рис 2. Временные ряды ежедневных наблюдений скользящих средних величин потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{Ly\alpha}$  (усредненных за 365 дней), по наблюдениям в 22-м цикле. Приведены полиномиальные регрессии 4-го порядка в 22-м цикле (а); временные ряды ежедневных наблюдений скользящих средних (за 365 дней) потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{Ly\alpha}$  отдельно для минимума 22-го цикла (б).

минимум индекса  $F_{10.7}$  в 21-22 циклах наступает примерно на 3 месяца раньше, чем у индекса  $F_{La}$ , и фаза подъема  $F_{10.7}$  также начинается на 3 месяца раньше. В нашем случае на рис. 1а также видно, что относительный ход временных зависимостей  $F_{10.7}$  и  $F_{La}$  несимметричен относительно минимума 22-23 циклов, и фаза подъема индекса  $F_{10.7}$  как и в [3], начинается раньше, чем у  $F_{La}$ . Этот эффект согласно [3] является следствием гистерезиса между  $F_{10.7}$  и  $F_{La}$ . На рис. 1б показан период отдельно для минимума 22 цикла. Видно, что минимумы для скользящих средних величин потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{La}$  происходят в разное время, у  $F_{La}$  примерно на 3 месяца раньше. Наши результаты сравнительного анализа наблюдений потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{La}$ , в основном, совпадают с результатами [3]. Отличия связаны с тем, что в [3] используются однородные данные наблюдений

Таблица 1

СВОДНЫЕ ДАННЫЕ О СОЛНЕЧНЫХ ИНДЕКСАХ И МОМЕНТЫ ИХ МИНИМУМОВ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ДЛЯ 22-го ЦИКЛА

Индекс активности	Интервал	Источник данных	Минимум 22 цикла	Ссылки на архивные данные в интернете
Поток в линии $La$ $F_{La}$ composite (ежедневный)	1947-2015	University of Colorado	1996.9	<a href="http://lasp.colorado.edu/lisard/tss/composite_lyman_alpha.html">http://lasp.colorado.edu/lisard/tss/composite_lyman_alpha.html</a>
Поток на волне 10.7 см $F_{10.7}$ (ежедневный)	1947-2016	NOAA (Penticton/Ottawa 2800 MHz Solar flux)	1996.6	<a href="http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/noon-time-flux/penticton/penticton_observed/listings/drao_noon-time-flux-observed_daily.txt">http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/noon-time-flux/penticton/penticton_observed/listings/drao_noon-time-flux-observed_daily.txt</a>
Число солнечных пятен SSN (ежедневный)	1818-2016	NOAA (Boulder-Sunspot Number)	1996.5	<a href="http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-indices/sunspot-numbers/international/listings/listing_international-sunspot-numbers_daily.txt">http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-indices/sunspot-numbers/international/listings/listing_international-sunspot-numbers_daily.txt</a>
Поток в линии 530.3 нм $F_{530.3}$ (ежедневный)	1939-2016	NOAA (Corona-Index-Slovak Data)	1996.8	<a href="http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-indices/solar_corona/coronal_index/slovak/">http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-indices/solar_corona/coronal_index/slovak/</a>
Солнечная постоянная TSI (ежедневный)	1978-2003	NOAA (TSI Solar Composite)	1996.3	<a href="http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar_data/solar-indices/total-solar-irradiance/">http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar_data/solar-indices/total-solar-irradiance/</a>
Mg II c/w (ежедневный)	1978-2004	NOAA (Mg II 280 nm Composite)	1996.4	<a href="ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_UV/NOAAMgII.dat">ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_UV/NOAAMgII.dat</a>

$F_{L\alpha}$  на спутнике SME, мы используем  $F_{L\alpha}$  composite, охватывающий более широкий временной диапазон, см. табл. 1.

На рис. 2а мы видим временной ход величин потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{530.3}$  для периода с максимума 22-го цикла по максимум 23-го цикла. Временные зависимости потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{530.3}$  явно несимметричны для фазы подъема и спада цикла, этот эффект выражен более сильно, чем для потоков на рис. 1. Как мы покажем ниже, эффект гистерезиса для данной пары индексов выражен более значимо. На рис. 2б представлен отдельно период минимума 22-го цикла. Также, как и на рис. 2а, видна асимметрия кривых потоков и неодновременные моменты наступления минимумов потоков  $F_{10.7}$  и  $F_{530.3}$ . Время наступления минимумов для исследуемых нами индексов, отмеченные на рис. 1б, рис. 2б, представлены в табл. 1. Видно, например, что минимум для SSN наступил примерно на 1 месяц раньше, чем для  $F_{10.7}$  и на 4 месяца раньше, чем минимум для  $F_{L\alpha}$ .

**2.2. Результаты анализа пар индексов активности.** Мы проанализировали данные для фаз роста и спада в 22-м цикле активности для 6 пар индексов солнечной активности из табл. 1.

На рис. 3а представлены сравнительные вариации ежедневных SSN в зависимости от  $F_{10.7}$  в 22-м цикле - сплошными линиями показаны кривые полиномиальной регрессии на фазах роста (rise cycle's phase) и спада (decline cycle's phase) солнечного цикла, рассчитанные для данных ежедневных наблюдений. Для сравнения на рис. 3а показаны также среднемесячные значения SSN в зависимости от  $F_{10.7}$  в 22 цикле - штриховые линии. Эффект гистерезиса солнечных индексов мы исследуем с помощью полиномов второго порядка. Использование полиномов более высоких порядков не целесообразно, так как соответствующие члены уравнений регрессии пренебрежимо малы. Это подтверждается оценками величины Residual Sum of Squares (RSS), известной как сумма квадратов невязок (отклонений прогнозных значений от реальных эмпирических данных). RSS - мера несоответствия между данными и моделью оценки. Небольшая величина RSS показывает плотное прилегание модели к данным. RSS используется в качестве критерия оптимальности при выборе параметров и выбора модели. В нашем случае величины RSS минимальны при описании зависимости индексов активности от величины  $F_{10.7}$  с помощью полиномов второго порядка. Видно, что на фазах роста и спада цикла существует неоднозначная связь между индексами, что связано с задержкой между временами минимумов этих индексов (1 месяц). Максимально величина гистерезиса (наибольшее относительное отклонение в цикле) составляет около 15%.

На рис. 3б представлены сравнительные вариации среднегодовых SSN в зависимости от  $F_{10.7}$  суммарно в трех циклах - 21, 22 и 23 (кружки).

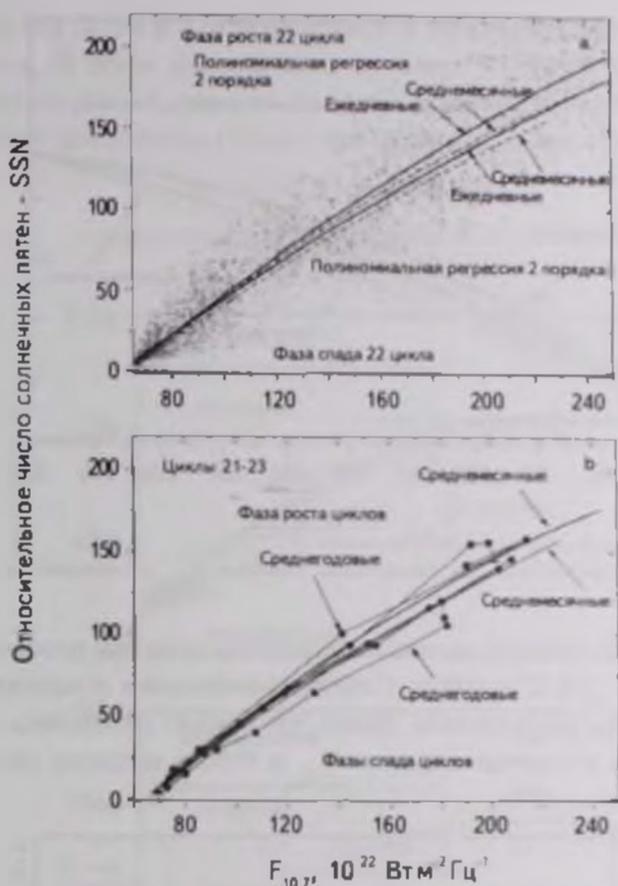


Рис 3. Эффект гистерезиса ежедневных SSN в зависимости от  $F_{10.7}$  (а), для среднемесячных и среднегодовых значений SSN в зависимости от  $F_{10.7}$  (б)

Видно, что величина гистерезиса в этом случае увеличивается примерно до 25%, что значительно больше величины гистерезиса для среднемесячных значений пары индексов SSN -  $F_{10.7}$  (сплошные линии на рис 3б).

На рис.4 представлены данные ежедневных величин потоков  $F_{L\alpha}$  в зависимости от  $F_{10.7}$  в 22-м цикле. Сплошными линиями показаны кривые регрессии на фазах роста и спада солнечного цикла, рассчитанные для данных ежедневных наблюдений. Штриховыми линиями показаны кривые регрессии на фазах роста и спада цикла, рассчитанные для среднемесячных данных. Ниже в табл.2 приведены коэффициенты регрессии для ежедневных значений индексов солнечной активности отдельно для фаз роста и спада в соответствии с уравнением квадратичной регрессии (1). Видно, что величина гистерезиса (наибольшее относительное отклонение в цикле) достигает примерно 15-20% в случае ежедневных наблюдений и примерно 10-12% для среднемесячных.

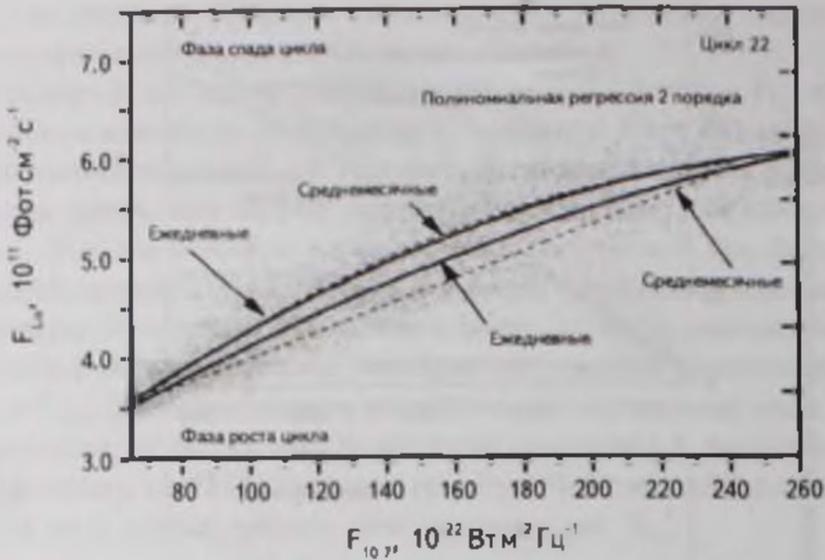


Рис 4 Эффект гистерезиса для ежедневных величин  $F_{L\alpha}$  в зависимости от  $F_{10.7}$ .

На рис 5 представлены данные ежедневных величин потоков  $F_{530.3}$  в зависимости от  $F_{10.7}$  в 22-м цикле. Сплошными линиями показаны кривые регрессии на фазах роста и спада. Видно, что эффект гистерезиса выражен значительно, как и в случае индексов  $F_{L\alpha}$  и SSN, и величина гистерезиса достигает примерно 20%.

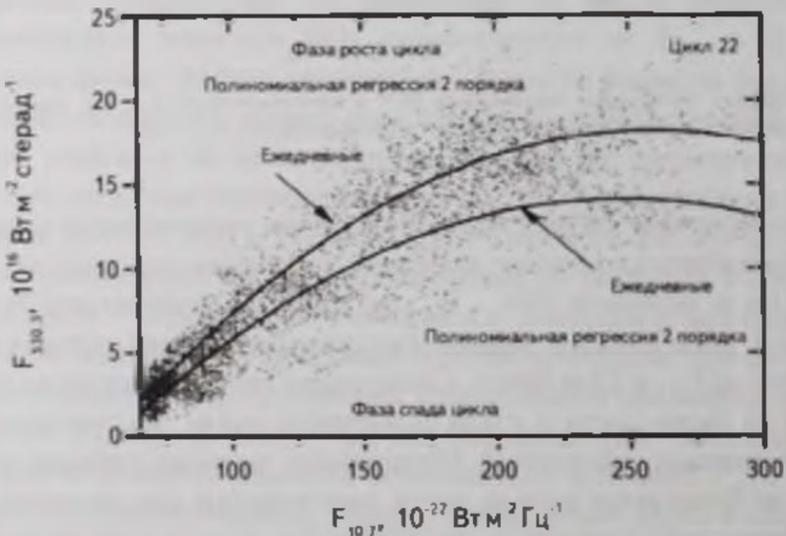


Рис 5 Эффект гистерезиса для ежедневных величин  $F_{530.3}$  в зависимости от  $F_{10.7}$ .

На рис.6 представлены ежедневные данные наблюдений индексов Mg II c/w и TSI в зависимости от величины потока  $F_{10.7}$ . Видно, что у индексов Mg II c/w и TSI эффект гистерезиса незначителен, что связано с тем, что

у индексов Mg II с/w и TSI относительные вариации в циклах активности очень малы, не более десятой доли процента. Квадратичные регрессии, показанные на рис.3-6, для всех индексов активности (Activity Indices - AI) описываются уравнением (1), как для фазы роста, так и для фазы спада:

$$AI = A + C_1 F_{10.7} + C_2 F_{10.7}^2, \quad (1)$$

где  $A$ ,  $C_1$  и  $C_2$  - коэффициенты полиномиальной регрессии, представленные в табл.2.

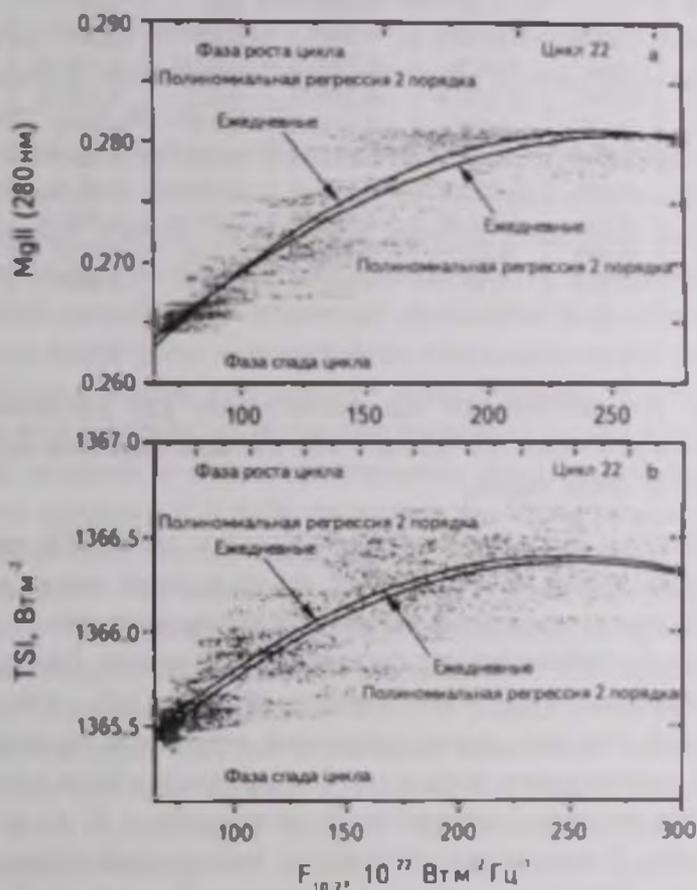


Рис.6. Эффект гистерезиса для ежедневных рядов наблюдений индексов в зависимости от  $F_{10.7}$  - Mg II 280 нм с/w (а); TSI (б).

С помощью коэффициентов квадратичной регрессии из табл.2 возможно прогнозировать величины индексов солнечной активности в режиме реального времени, так как величину потока  $F_{10.7}$  мы получаем ежедневно. Если речь идет о фазах роста и спада цикла активности, учет различия коэффициентов регрессии для этих фаз позволяет уточнить точность прогноза величин индексов. Нужно отметить, что цикл 22 выбран, как средний по величине и длительности, коэффициенты регрессии для других циклов активности могут отличаться от коэффициентов цикла 22 из

Таблица 2

**КОЭФФИЦИЕНТЫ КВАДРАТИЧНОЙ РЕГРЕССИИ ДЛЯ  
ЕЖЕДНЕВНЫХ ЗНАЧЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ИНДЕКСОВ  
АКТИВНОСТИ (AI) В 22-м ЦИКЛЕ НА ФАЗАХ РОСТА (R-RISE)  
И СПАДА (D - DECLINE)**

AI ↔ F <sub>10.7</sub>	A	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	σA	σC <sub>1</sub>	σC <sub>2</sub>
SSN ↔ F <sub>10.7</sub> R	-87.27	1.48	-0.0014	2.85	0.04	1.27E-2
SSN ↔ F <sub>10.7</sub> D	61.855	-0.648	0.005	0.848	0.0170	7.30E-5
TSI ↔ F <sub>10.7</sub> R	1364.7	0.0138	-2.79E-5	0.0223	3.14E-4	9.8E-7
TSI ↔ F <sub>10.7</sub> D	1364.7	2.25E-4	-4.23E-7	0.023	4.36E-6	1.40E-8
F <sub>La</sub> ↔ F <sub>10.7</sub> R	2.142	0.024	-4.15E-5	0.074	0.0011	3.3E-6
F <sub>La</sub> ↔ F <sub>10.7</sub> D	1.275	0.044	-1.04E-4	0.065	9.8E-4	3.17E-6
MgII ↔ F <sub>10.7</sub> R	0.248	2.72E-4	-5.53E-7	2.7E-4	3.8E-6	1.18E-8
MgII ↔ F <sub>10.7</sub> D	0.251	2.25E-4	-4.23E-7	2.9E-4	4.36E-6	1.4E-8
F <sub>530.1</sub> ↔ F <sub>10.7</sub> R	10.644	0.222	4.29E-4	0.225	0.0032	9.86E-6
F <sub>530.3</sub> ↔ F <sub>10.7</sub> D	9.334	0.19	-3.84E-4	0.289	0.0043	1.36E-5

табл.2, однако это различие не так значительно, как различие между коэффициентами регрессии для одной и той же пары индексов активности на фазах роста и спада цикла.

### 3. Гистерезис в циклической активности звезд НК-проекта

На обсерватории Mount Wilson с 1965г. по настоящее время в рамках программы НК-проект проводятся регулярные наблюдения звезд - аналогов Солнца. Для звезд, отобранных для программы НК-проект, был определен универсальный индекс Mount Wilson S-индекс (S-index CalD) - впоследствии наиболее важный стандарт, характеризующий активность атмосфер звезд в оптическом спектральном диапазоне. Эта программа была специально разработана для изучения циклической активности у F, G и K-звезд солнечного типа. В результате длительных наблюдений (более 40 лет) были достоверно обнаружены циклы активности у 50-ти звезд. Результаты проведенных в рамках НК-проекта совместных наблюдений потоков излучения и периодов вращения дали возможность впервые в звездной астрофизике обнаружить вращательную модуляцию наблюдаемых потоков [12,13]. Это означает, что на поверхности звезды имеются неоднородности, которые существуют и эволюционируют в течение нескольких периодов вращения звезды вокруг своей оси. Кроме того, эволюция периодов вращения звезд ясно указывает на существование дифференциальных вращений звезды, аналогичных дифференциальным вращениям Солнца. Впервые вращательная модуляция фотометрического излучения звезд была объяснена с помощью эффектов, вызванных звездными пятнами в [14].

В [12] для 111-ти звезд НК-проекта для рядов наблюдений S-индекс CaII были рассчитаны периодограммы с целью определения периодов циклов в случае, когда циклическая активность была обнаружена. Значимость высоты самого высокого пика периодограммы оценивалась с помощью функции FAP (False Alarm Probability). Звезды с циклами классифицировались следующим образом: если для рассчитанного периода цикла  $P_{\text{оч}} \pm \Delta P$  функция  $FAP < 10^{-9}$ , то звезда относится к классу "Excellent"; если  $10^{-9} < FAP \leq 10^{-5}$  - то к классу "Good"; если  $10^{-5} < FAP < 10^{-3}$  - то к классу "Fair"; если  $10^{-2} < FAP \leq 10^{-1}$  - то к классу "Poor". Периоды циклов хромосферной активности, определенные с помощью периодограмм, составляют от 7 до 20 лет.

Параллельно с наблюдениями значений S-индекс CaII на обсерватории Mount Wilson для 32-х звезд из той же выборки в течение 13-20 лет на обсерватории Lowell проведены фотометрические наблюдения (с использованием  $b$ ,  $y$  - фотометрии Strömgrén) [13]. В большинстве случаев обнаружена связь между потоками хромосфер и фотосфер звезд: для одних звезд имеет место положительная корреляция между этими потоками (как в случае Солнца), для других - отрицательная. В [15] по данным о переменности оптического излучения проведена оценка запятненности для звезд НК-проекта и сильнозапятненных звезд, наблюдаемых в КрАО [16,17], для которых в [18] были построены зональные модели распределения пятен. Выявлена тесная связь между запятненностью и мощностью рентгеновского излучения звезд с сильно различающимися уровнями активности [15]. Анализ атмосферной активности звезд солнечного типа с использованием наблюдений, включающий НК-проект и еще три обширные программы поиска планет, в рамках которых определялись величины S-индекса CaII для нескольких тысяч звезд, показал, что звезды НК-проекта наиболее близки к Солнцу по уровню хромосферного и коронального излучения, а также по циклической активности [19].

Мы выбрали 4 звезды НК-проекта с самым высоким классом циклическости "Excellent", согласно вычисленным для них величинам FAP из [12]: HD 103095 (a); HD 160346 (b); HD 81809 (c); HD 152391 (d). Эти звезды с устойчивыми циклами относятся к спектральным классам G и K. Для этих звезд в [13] представлены графики одновременных наблюдений хромосферных S-индексов, полученных на Mount Wilson и наблюдений фотометрических потоков  $F_{\text{об}}$ , полученных на обсерватории Lowell. У звезд HD 103095 и HD 160346, характеризующихся циклической активностью с периодами около 7 лет, мы изучали 3 полных цикла активности, для звезд HD 81809 и HD 152391 с более длительными циклами - 2 полных цикла активности. Используя графические зависимости из [13], мы создали массив данных для этих 4 звезд, которые представляют собой усредненные за 3

месяца пары индексов хромосферной и фотосферной активности: S-индекс CaII -  $F_{ph}$ , отдельно для фаз роста и фаз спада циклов.

На рис 7 представлены усредненные за 3 месяца данные наблюдений величин S-индекс CaII в зависимости от  $F_{ph}$ . Сплошными линиями показаны кривые регрессии на фазах роста (rise cycle's phase) и спада (decline cycle's phase) звездных циклов хромосферной активности. Данные наблюдений звездных индексов также исследуются с помощью полиномов второго порядка. Фазы роста и спада циклов активности определены по возрастанию и уменьшению универсального индекса активности хромосферы S-индекс CaII.

Видно, что для выбранных звезд с цикличностью класса "Excellent" наблюдается эффект гистерезиса для анализируемой пары индексов, характеризующих хромосферную и фотосферную активность. Отметим, что с возрастанием активности хромосферы, активность фотосферы не всегда растет (как в случае Солнца и звезд HD 103095 и HD 81809 на

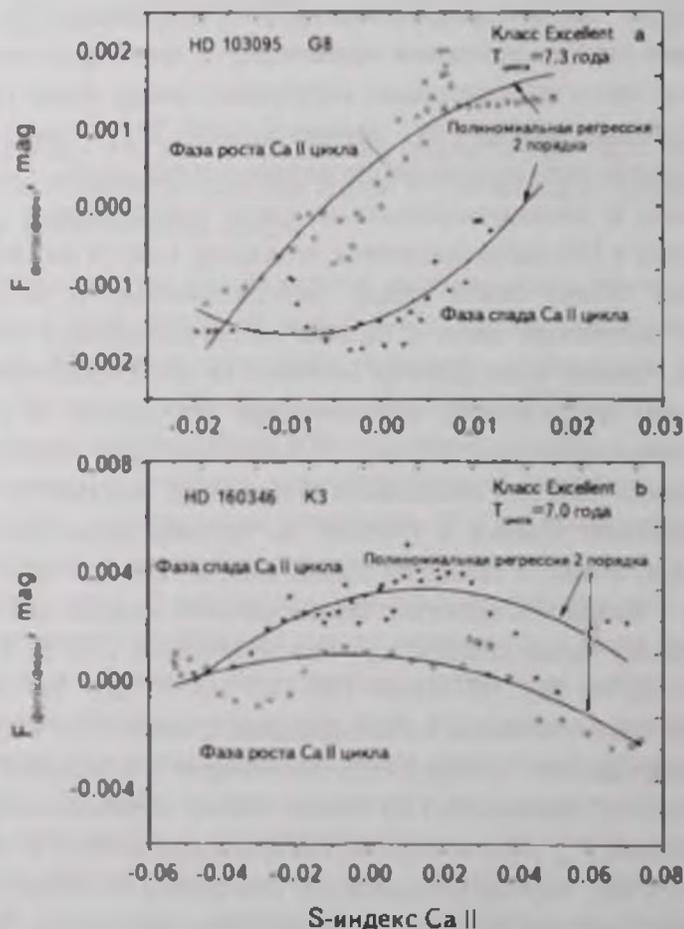


Рис 7. Эффект гистерезиса у звезд с циклами активности между хромосферным S-индексом CaII и потоком излучения фотосферы  $F_{ph}$ : HD 103095 (а); HD 160346 (б); HD 81809 (с); HD 152391 (д). Полые кружки соответствуют фазе роста циклов для S-индекса CaII, звездочки соответствуют фазе спада циклов

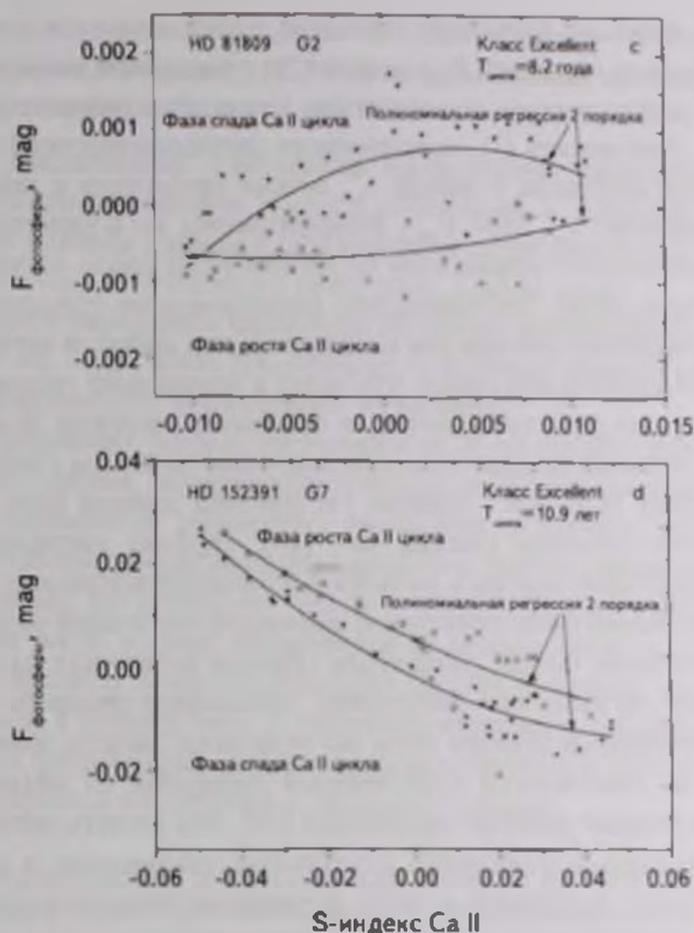


Рис. 7 (Продолжение).

рис. 7а и 7с), а может оставаться примерно постоянной или уменьшаться, см. рис. 7б и 7д

4. *Обсуждение.* Из приведенного рассмотрения видно, что эффекты гистерезиса существуют для самых различных проявлений солнечной активности - от вариаций в коротковолновом диапазоне до циклических изменений в оптическом и радиодиапазонах, а также обнаруживаются у звезд с хорошо выраженной циклической активностью.

Для отдельных индексов ( $F_{L\alpha}$ , SSN,  $F_{510.1}$ ,  $F_{10.7}$ ) эффект гистерезиса можно объяснить с помощью двухкомпонентной модели, описанной в [20]. Согласно двухкомпонентной модели, поток излучения в линии  $I_{\lambda}$  равен:

$$I_{\lambda} = B_0 + B_1 (F_{10.7}^B - 60)^2 + B_2 (F_{10.7} - F_{10.7}^B)^2, \quad (2)$$

где  $F_{10.7}^B$  - фоновый (Background) поток излучения от невозмущенной (без активных областей) поверхности солнечного диска.  $F_{10.7}^B$  на волне 10,7 см изменяется в цикле активности ~ от 60 до 120 sfu. Величина  $(F_{10.7} - F_{10.7}^B)$ ,

описывающая вклад от активных областей, также меняется в цикле. Анализ циклических вариаций  $F_{10.7}$  показал, что в среднем выполняется эмпирическое регрессионное соотношение для потока радиоизлучения  $F_{10.7} = a + bF_{10}^R$ . Зависимость (2), описывающую двухкомпонентную модель вариаций потока излучения в линии  $I_{\lambda}$ , можно применить к индексам солнечной активности  $F_{L\alpha}$ , SSN,  $F_{5303}$ . Коэффициенты  $a$  и  $b$  характеризуют вклад двух компонентов и изменяются на разных фазах цикла активности, а также от цикла к циклу. Это определяет неравномерное относительное уменьшение и увеличение потоков для исследуемых пар индексов активности на разных фазах солнечного цикла, что ведет к появлению гистерезиса. Поток в слабых циклах определяется, в основном, потоком фонового излучения, а в сильных циклах относительно более весомым становится вклад от активных областей - эффект гистерезиса должен быть более выражен в более сильных циклах, см. [20]. Эффект гистерезиса в циклических изменениях индексов солнечной и звездной активности скорее всего связан с особенностями структуры и временной эволюцией солнечных и звездных магнитных полей, различным образом влияющих на те или иные проявления активности в фотосфере, хромосфере и короне.

На масштабах времени порядка сотен лет модельные расчеты солнечного динамо с учетом зависимости турбулентной диффузии от магнитного поля, также показывают явление гистерезиса [21]. Эти расчеты объясняют феномен нерегулярных появлений длительных минимумов в циклах магнитной активности Солнца и звезд солнечного типа спектральных классов G и K. Результатом этих расчетов нелинейной модели динамо является гистерезисный характер зависимости амплитуды колебаний торроидального магнитного поля  $B$  как функции динамо-числа  $D$ :  $B = f(D)$ . В области гистерезиса этой зависимости имеются два возможных режима: затухающие колебания малой амплитуды (режим глобальных минимумов активности) и установившиеся циклы относительно большой амплитуды (основной режим). Эти два режима подтверждаются наблюдениями магнитной активности Солнца, когда сменяют друг друга эпохи относительно высокой активности с глобальными минимумами. Флуктуации параметра теории динамо  $\alpha$  в рассматриваемой модели позволяют воспроизвести наблюдаемую перемежаемость, так как именно флуктуации  $\alpha$  могут приводить к переходам между двумя возможными режимами в области гистерезиса зависимости  $B = f(D)$ . Таким образом, согласно модельным расчетам [21] в некотором интервале значений  $D$  вблизи критического значения  $D_c$  имеются два возможных режима: магнитные циклы постоянной и относительно большой амплитуды и затухающие колебания малой амплитуды. Это соответствует наблюдениям солнечной активности, когда имеет место чередование "обычных" 11-летних циклов с эпохами глобальных

минимумов активности, среди которых наиболее известен минимум Маундера, см., например, [22]. Глобальные минимумы присутствуют и на звездах, подобных Солнцу [23].

5. *Заключение.* Гистерезис представляет реальную задержку в наступлении максимума и спада солнечной и звездной активности и является важным ключом в поисках физических процессов, ответственных за изменение излучения на различных длинах волн.

Эффект гистерезиса характерен не только для пар индексов солнечных циклов, но и для звезд НК-проекта, у которых обнаружены устойчивые циклы активности, аналогичные солнечным.

По-видимому, эффект гистерезиса является общим свойством астрономических систем, характеризующихся различными проявлениями циклической активности, связанной с эволюцией во времени магнитных полей.

Для некоторых пар солнечных индексов эффект гистерезиса проявляется более сильно, для других пар - менее отчетливо. При этом кривые гистерезиса на фазах роста и спада изменяются от одного цикла к другому.

Гистерезисы между различными парами индексов, характеризующие активность Солнца и звезд в различных интервалах энергий, по-видимому, являются фундаментальным проявлением магнитной активности и связаны с гистерезисом солнечного и звездного динамо.

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

## THE EFFECT OF THE HYSTERESIS OF INDICES OF ACTIVITY OF THE ATMOSPHERES ON THE OBSERVATIONS OF THE SUN AND SOLAR-TYPE STARS ON THE OF RISE

A

280 nm Mg II c/w (core to wing ratio) flux were studied. The stars with the well-determined cycles were examined to detect the effect of hysteresis between the chromosphere's S-index CaII fluxes versus the photosphere's fluxes  $F_{ph}$ .

Key words: *Sun: activity indices, solar-type stars: the HK project, activity cycles*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *K. Watanabe, H.E. Hinteregger, J. Geophys. Res.*, **67**, 999, 1962.
2. *B.K. Ching, Y.T. Chiu, J. Atmos. Terr. Phys.*, **35**, 1615, 1973.
3. *K.T. Bachmann, O.R. White, Solar Phys.*, **150**, 347, 1994.
4. *E.A. Bruevich, V.V. Bruevich, G.V. Yakunina, J. Astrophys. Astron.*, **35**, 1, 2014.
5. *T.V. Kazachevskaya, V.V. Katyushina, Phys. Chem. Earth.*, **25**, 425, 2000.
6. *R.P. Kane, Ann. Geophys.*, **25**, 2087, 2007.
7. *R.P. Kane, Solar Phys.*, **269**, 451, 2011.
8. *S.C. Tripathy, K.Jain, K.T. Bachmann, Characteristic, Spring Meeting, abstract #SP11B-13, 2005*.
9. *K.L. Harvey, in R.F. Donnelly (ed.) Proceedings of the Workshop on the Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle*, **22**, 113, 1992.
10. *G.J. Rottman, Adv. Space Res.*, **8**, 53, 1988.
11. *R.F. Donnelly, J. Geomag. Geoelectr. Suppl.*, **43**, 835, 1991.
12. *S.L. Baliunas, R.F. Donahue et al., Astrophys. J.*, **438**, 269, 1995.
13. *G.W. Lockwood, B.A. Skiff, R.R. Radick et al., Astrophys. J. Suppl.*, **171**, 260, 2007.
14. *G.E. Kron, Publ. Astron. Soc. Pasif.*, **59**, 261, 1947.
15. *Е.А. Бруевич, И.Ю. Алексеев, Астрофизика*, **50**, 233, 2007, (*Astrophysics*, **50**, 187, 2007).
16. *Р.Е. Гершберг, Активность солнечного типа звезд Главной последовательности*, Одесса, Астропринт, 2002.
17. *И.Ю. Алексеев, Запятанные звезды малых масс*, Одесса, Астропринт, 2001.
18. *И.Ю. Алексеев, Р.Е. Гершберг, Астрон. ж.*, **73**, 589, 1996.
19. *Е.А. Бруевич, В.В. Бруевич, Е.В. Шимановская, Астрофизика*, **59**, 115, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 101, 2016).
20. *A.A. Nusinov, Radiophysics and Quantum Electronics.*, **39**, 830, 1996.
21. *L.L. Kitchatinov, S.V. Olemskoy, Astron. Lett.*, **36**, 292, 2010.
22. *Ю.И. Витинский, М. Копецкий, Г.В. Куклин, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца*, М., Наука, 1996.
23. *S.H. Saar, S.L. Baliunas, ASP Conf. Ser.*, **27**, 150, 1992.

## О СВЯЗИ МЕЖДУ НЕКОТОРЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНЕ $\lambda = 1.43\text{ м}$ И ОПТИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ НА СОЛНЦЕ

Ш МАКАНДАРАШВИЛИ, Н. ОГРАПИШВИЛИ, Д. ДЖАПARIДЗЕ,  
Д. МАГРАДЗЕ

Поступила 30 марта 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Радионаблюдения дополняют результаты оптических исследований, а в некоторых случаях они являются единственным способом получения информации о физических условиях образования и распространения радиоволн. Солнечное радиоизлучение представляется в двух видах как "спокойное" и "спорадическое". Также хорошо известны их оптические черты. Солнечные радионаблюдения в метровых волнах ( $\lambda = 1.43\text{ м}$ ,  $\nu = 210\text{ МГц}$ ) были выполнены в Абастуманской астрофизической обсерватории с помощью солнечного радиотелескопа в течение 5 солнечных циклов (с 1957г.). В данной статье изучены долгосрочные наблюдения за солнечными радиовсплесками и солнечными пятнами и получено, что существует корреляция между амплитудами радиобурь, числом пятен и их областями.

**Ключевые слова:** Радиоизлучение; радиобури; солнечные пятна

1. *Введение.* Изучение солнечного радиоизлучения играет важную роль в исследовании процессов, происходящих на Солнце. Сопоставление данных радионаблюдений с оптическими данными вносит ценный вклад в дело понимания физических процессов, происходящих в атмосфере Солнца. Они позволяют изучать процессы, происходящие в различных слоях солнечной атмосферы. Применяя метод наложения эпох, получена последовательность событий в оптическом и радиодиапазонах во время вспышки [1].

По характеру спектра можно определить скорость распространения возмущения, генерируемую полосу частот, интенсивность энерговыделения и другие сведения о физических условиях в солнечной короне [2-5].

Преимуществом радионаблюдений является достижение высокого разрешения для высоких слоев короны, так как скорость распространения радиоволн очевидно зависит от плотности окружающей среды. Это особенно присуще полосе излучения 210 МГц, соответствующей  $\lambda = 1.43\text{ м}$ .

Сравнение результатов, полученных в различных спектральных диапазонах, является важным методом изучения различных событий, происходящих в атмосфере Солнца. В видимом диапазоне, содержащем большую

часть солнечной радиации, изменчивость выбросов очень мала. Наши знания о солнечной активности существенно расширились за счет совершенствования и координации оптических и радионаблюдений [6-9].

Излучение в разных длинах волн образуется на разных глубинах солнечной атмосферы. Следовательно, изменением длины волны возможно исследовать различные глубины солнечной атмосферы.

Наше внимание привлекает то обстоятельство, что солнечное радиоизлучение представляется в двух видах: "спокойном" и "спорадическом". Их отличительные черты хорошо известны [10-12]. Они, как правило, локализованы в активных областях солнечного диска. Всплески считаются основной особенностью солнечной активности, и следовательно, значительным объектом исследований. Интенсивность спорадического радиоизлучения в метровом диапазоне может превышать излучения спокойного Солнца в несколько тысяч раз [13].

Радиоизлучение спокойного Солнца представляет собой тепловое излучение солнечной атмосферы. Мощность этого излучения оценивается с помощью температуры солнечной короны. А радиоизлучение возмущенного Солнца связано с особенностями поверхностных слоев Солнца [14]. Установлено, что шумовые бури связаны с большими группами пятен в фотосфере, особенно с расположенными в центральной части солнечного диска [15]. Вероятность возникновения радиоизлучения увеличивается с увеличением площади всей группы, а также с увеличением площади крупнейшего пятна этой группы [14]. Всплески, также как и фоновое излучение, имеют высокую степень поляризации величиной до 100% с магнитным полем, проявляющимся либо в области образования радиоизлучения, либо при распространении радиоволн в короне [16].

Продолжительность шумовых бурь может изменяться от нескольких часов до нескольких дней в широком диапазоне частот (50-300 МГц) [17]. В целом, именно это явление, наблюдаемое в метровых волнах, и приводит к повышению уровня фонового излучения.

Вопрос о связи шумовых бурь с другими солнечными особенностями, т.е. со вспышками, различные авторы решают по-разному. Некоторые из них предполагают, что все хромосферные вспышки во времени предшествуют или совпадают с шумовыми бурями [18]. Другие же считают, что шумовые бури наблюдаются только тогда, когда на Солнце наблюдаются сильные, второго или третьего порядка, хромосферные вспышки [19,9,16].

За 50 лет интенсивных радионаблюдений, проводимых в Абастуманской астрофизической обсерватории (Грузия), было обнаружено до 200 случаев, показывающих четкую связь между происхождением шумовых бурь и циклом солнечной активности [20-21].

## *2 Наблюдательные данные и метод измерений. Солнечные*

радионаблюдения в метровых волнах ( $\lambda = 143\text{ м}$ ,  $\nu = 210\text{ МГц}$ ) были выполнены в Абастуманской астрофизической обсерватории с 1957г. с помощью солнечного радиотелескопа.

Использовались наблюдательные данные в 1957-2008гг., содержащие 5 солнечных циклов (максимумы в 1957-1958, 1969-1970, 1980-1981, 1990-1991, 2000-2001гг.).

Данные представлены в виде зависимости интенсивности от времени. Мировое время и интенсивность в единицах  $10^{22}\text{ WM}^2\text{ Hz}^{-1}$  нанесены на осях X и Y, соответственно. Значение внутренних шумов составляет менее 0.01 сигнала от спокойного Солнца. Когда солнечное радиоизлучение зарегистрировано, фон галактики исключается. В случае регистрации большого всплеска солнечного излучения, во много раз превышающего уровень спокойного Солнца, чувствительность радиометра варьируется многократно.

Обширные данные, собранные за последние годы, ясно указывают на тесную связь радиобурь с солнечными пятнами или группой пятен. Группы пятен, сопровождающиеся солнечными радиобурами, часто являются E или F типов (в соответствии с принятой классификацией пятен). Установлено также, что пятно или группа пятен противоположной полярности могут являться источником радиобури.

Некоторые характеристики радиобури, такие как продолжительность и интенсивность, тесно связаны с 11-летним циклом солнечной активности. Все они изменяются с изменением солнечной активности.

Мы обратили особое внимание на три случая из массива изученных данных, показывающих четкую связь между происхождением радиобурь и циклом солнечной активности; мы сравнили их с оптическими наблюдениями.

На рис. 1 представлены диаграмма солнечного радиоизлучения и изображение пятен на 24 декабря 1973г. Рис. 1 соответствует первому типу радиоизлучения [8], т.е. радиобуре, зарожденной в активных областях Солнца и наблюдаемой в оптическом диапазоне. В этот день число

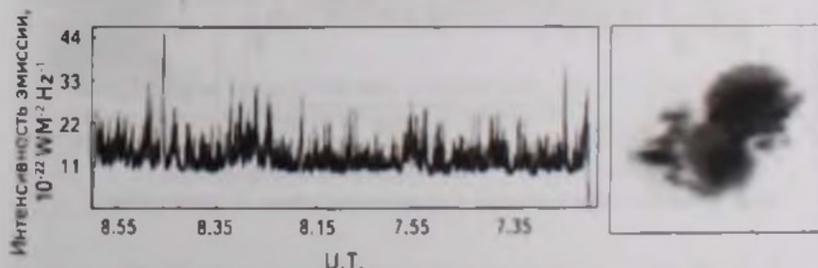


Рис. 1. Диаграмма солнечного радиоизлучения, полученного 24 декабря 1973г. Моменты наблюдений нанесены на ось X (по Мировому времени), а интенсивность радиоизлучения — на ось Y (в  $10^{22}\text{ WM}^2\text{ Hz}^{-1}$ ), рядом изображение пятен 24 декабря 1973г.

Вольфа достигло 260, а площадь солнечных пятен достигло  $1500 \cdot 10^{-3}$  полусферы Солнца. Хромосферная вспышка первого класса была обнаружена хромосферным телескопом; по-видимому эта вспышка спровоцировала радиобури, замеченные нами в радиодиапазоне.

На рис.2 представлены диаграмма солнечного радиоизлучения и изображение пятен на 27 июля 1981г. Солнечные пятна наблюденные на фотосферо-хромосферном телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Число Вольфа равно 170, а общая площадь солнечных пятен составляет  $3.35 \cdot 10^{-1}$  в упомянутых выше единицах.

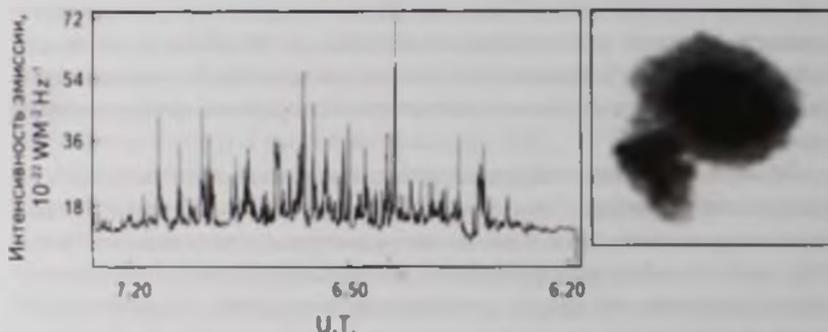


Рис.2 Солнечное радиоизлучение и изображение пятен 27 июля 1981г.

На рис.3 представлены диаграмма солнечного радиоизлучения и изображение пятен 12 ноября 2001г. Диаграмма показывает, что это очень интенсивная радиобуря и колеблется между  $20-100 \times 10^{22} \text{WM}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ . В этот день была зарегистрирована особенно большая группа солнечных пятен на восточном краю Солнца вблизи северного полюса.

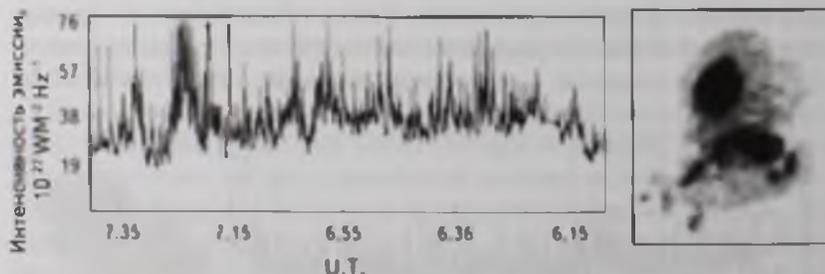


Рис.3 Солнечное радиоизлучение и изображение пятен 12 ноября 2001г.

**3. Дискуссия и результаты.** Многие исследователи [7,10] получили сходные результаты в различных частотных диапазонах при интерференционных и поляризационных наблюдениях. Изменение непрерывных

составляющих радиобурь тесно связано с площадью, занимаемой группой пятен. Но солнечные радиовсплески первого типа выявляют жесткую связь с колебаниями напряженности магнитных полей солнечных пятен.

Сравнение значений радиопотока на 10.7 см с числом солнечных пятен для солнечных циклов 19-21 показывает, что значения радиопотока зависят от магнитного поля, связанного с солнечными пятнами. Представлены значения радиопотока для 10.7 см и его соотношение с числом солнечных пятен и другими параметрами для каждого из этих циклов. Результаты указывают, что значение радиопотока на 10.7 см кажется стохастическим для Цикла 19 и хаотическим для Циклов 20 и 21 [22,23]. Солнечная радиоэмиссия предоставляет ценную информацию о структуре и динамике солнечной атмосферы выше температурного минимума. Они рассмотрели новые наблюдательные и теоретические результаты исследований тихого Солнца и активных областей, покрывая весь радиодиапазон длин волн, начиная с миллиметрового до декаметрового, попытались показать максимально полную картину о тихом Солнце и активных областях с помощью радиобластей. В принципе радиодиапазон может предоставить нам столько же информации сколько оставшая часть спектра солнечной атмосферы. Дальнейшее уточнение и совершенствование механизма шумовой бури требуют оптических наблюдений хромосферных вспышек и пятен с магнитографами. Такого рода наблюдения позволят зафиксировать как напряженность магнитного поля больших пятен, так и изменения их площади с временным интервалом час [24-29]. На основе анализа данных наблюдений нами было получено, что в большинстве случаев радиобури формируются в группе пятен, имеющих сложную структуру, и в процессе роста крупных пятен. Кроме того, максимумы радиовсплесков и магнитного потока крупных групп пятен совпадают с точностью до дня. С другой стороны, мощный магнитный поток группы пятен является предвестником сильной хромосферной вспышки.

В результате анализа данных наблюдений максимальная продолжительность радиошума составляет 7-10 дней, всплески возникают раньше и исчезают позднее повышенного радиационного фона.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е. К. Харадзе,

Государственный Университет им. Илии, Грузия.

e-mail: natela.oghrapishvili@iliauni.edu.ge darejan.japaridze@iliauni.edu.ge

davit.maghradze.2@iliauni.edu.ge admin@reservetour.com

## ON THE CORRELATION BETWEEN SOME PHENOMENA OF THE SOLAR RADIO EMISSION AT THE WAVE $\lambda=1.43\text{m}$ AND OPTICAL PROCESSES ON THE SUN

Sh.MAKANDARASHVILI, N. OGHRAPISHVILI, D.JAPARIDZE,  
D. MAGHRADZE

Radio observations supply the results of optical investigations and in some occasions they are the only method of obtaining information on physical conditions of generation and propagation of radio waves. Our attention attracts the solar radio emission occurring in two ways, as "quiescent" and "disturbed" (i.e. "sporadic") ones. Their distinguishing features are known as well. Together with optical observations, the solar radio observations in the metric bands ( $\lambda = 1.43\text{m}$ ,  $\nu = 210\text{MHz}$ ) have been performed at Abastumani astrophysical observatory since 1957 with the solar radio telescope. From 1957 we acquire highly abundant observational data comprising of 5 solar cycles. This article discusses the processing of radio emissions of solar active regions. Examples of optical and radio observations are given. Various characteristics are calculated.

Key words: *Solar rotation: Radio Emission: Radio Bursts: Sun spots*

### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Гиголашвили, Н. Ограпишвили и др., *Астрофизика*, **57**, 439, 2014. (*Astrophysics*, **57**, 408, 2014).
2. Ю. Ф. Юровский, *Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв.*, **106**, 38, 2010.
3. Ю. Ф. Юровский, *Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв.*, **107**, 84, 2011.
4. Yu. F. Yurovsky, 23-rd international Crimean Conference, 1116, 2013.
5. Yu. F. Yurovsky, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **29**, 301, 2013.
6. D. E. Innes, R. H. Kameron et al., *Astron. Astrophys.*, **431**, 4, 2011.
7. О. С. Королев, Сб. докл. сессий научн. совета по радиоастрономии, М., Наука, 83, 1970. (*Proc. of the Meeting of Sci. Commit. for Complex Problems in Radio Astronomy*, 83, 1970).
8. О. С. Королев, *Астрон. ж.*, **52**, 1247, 1975, (*Soviet Astronomy*, **19**, 747, 1976).
9. K. Shibasaki, C. E. Alissandrakis, S. Pohjolainen, *Solar Phys.*, **273**, 309, 2011.
10. P. Zucca, E. P. Carley et al., *Solar Phys.*, **280**, 591, 2012.
11. О. С. Королев, *Физика солнечной активности*, М., Наука, 192, 1976.
12. Ш. Макандарашвили, *Бюлл. Абаст. Астрофиз. Обсерв.*, **29**, 47, 1962.
13. J. S. Hey, *Nature*, **157**, 47, 1946.

14. *J.L.Pawsey, R.N.Bracewell*, in *Radio Astronomy*, Oxford Clarendon Press, ch., 5, 1955.
15. *J.L.Pawsey, R.Payne-Scott, L.L.McCready*, *Nature*, **157**, 158, 1946.
16. *M.Ryle, D.D.Vonberg*, *Proc Roy Soc.*, **193**, 98, 1948.
17. *G.P.Chernov*, *Astron Lett*, **23**, 949, 1997.
18. *H.W.Dodson*, *Proc IRE*, **46**, 149, 1958.
19. *A.D.Fokker*, in *Solar System Radio Astronomy*, 171, 1965.
20. *Ш.Макандарашвили*, *Бюлл Абаст астр. обсерв.*, **76**, 193, 2003.
21. *Sh.Makandarashvili*, *Bull. of the Georgian NAS*, **5**, 51, 2011.
22. *R.A.Greenkorn*, *Solar Phys.*, **280**, 205, 2012.
23. *R.A.Greenkorn*, *Solar Phys.*, **255**, 301, 2009.
24. *C.Kies, R.Rezaei, W.Schmidt*, *Astron. Astrophys.*, **565**, ID: A52, 10, 2014.
25. *T.A.Schad, M.J.Penn*, *Solar Phys.*, **262**, 19, 2010.
26. *S.Zharkov, V.V.Zharkova, S.S.Ipson*, *Solar Phys.*, **228**, 377, 2005.
27. *A.Solov'ev, E.Kirichek*, *Astrophys. Space Sci.*, **352**, 23, 2014.
28. *J.Kallunki, M.Uunila*, *International J. Astron. Astrophys.*, **4**, 649, 2014.
29. *J.Kallunki, N.Lavonen, E.Jarvela, M.Uunila*, *Baltic Astron.*, **21**, 255, 2012.

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

APPENDIX

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

## ИЗУЧЕНИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОМПАКТНЫХ МАГНИТНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ И ВОДОРОДНЫХ $H\alpha$ ВОЛОКОН

Д.Р. ДЖАПАРИДЗЕ, Б.Б. ЧАРГЕЙШВИЛИ

Поступила 11 апреля 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Используя данные компактных магнитных образований и водородных  $H\alpha$  волокон для циклов солнечной активности 20 и 21 были изучены вариации солнечного дифференциального вращения. Получено, что разница в скоростях дифференциального вращения компактных магнитных образований и водородных  $H\alpha$  волокон максимальна между широтными зонами  $20^\circ$ - $30^\circ$  и  $30^\circ$ - $40^\circ$  для обоих полушарий Солнца. Скорости вращения компактных магнитных образований на всех широтах выше скоростей вращения водородных  $H\alpha$  волокон и различие между ними растет с ростом широты.

**Ключевые слова:** *Вращение Солнца; водородные  $H\alpha$  волокна; компактные магнитные образования*

1. **Введение.** Изучение дифференциального вращения различных образований солнечной атмосферы и магнитного поля дает информацию о механизме солнечной активности.

Для изучения дифференциального вращения Солнца разными авторами в качестве трассеров были использованы солнечные пятна [1-2], факелы [3], водородные волокна [4-11], корональные дыры [12-14]. Другой класс образований для изучения солнечного дифференциального вращения Солнца - магнитные образования общего магнитного поля Солнца [15-23].

2. **Используемые данные.** Для изучения различий в скоростях дифференциального вращения различных образований Солнца мы сравнили скорости вращения компактных магнитных образований с отрицательной и положительной полярностями со скоростями вращения водородных  $H\alpha$  волокон для циклов солнечной активности 20 и 21.

Используя синоптические карты атласа Макинтоша [16], нами визуально были выбраны симметрические структурные формирования из многочисленных магнитных данных. Для 335 компактных магнитных образований было выполнено 1675 измерений для указанных двух циклов. Мы получили среднегодовые значения угловых скоростей компактных магнитных образований для последовательных  $10^\circ$ -х интервалов от  $60^\circ$  N к  $60^\circ$  S

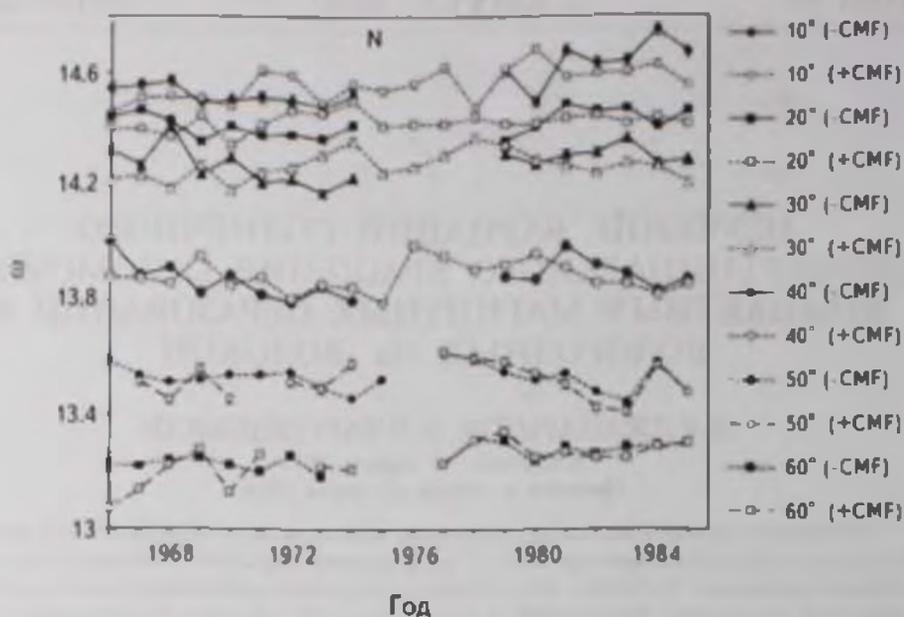


Рис. 1. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями для северного полушария Солнца. С правой стороны обозначены соответствующие индексы для  $10^\circ$ -х зон скоростей вращения компактных магнитных образований соответственно с отрицательными и положительными полярностями ( $\pm$ CMF).

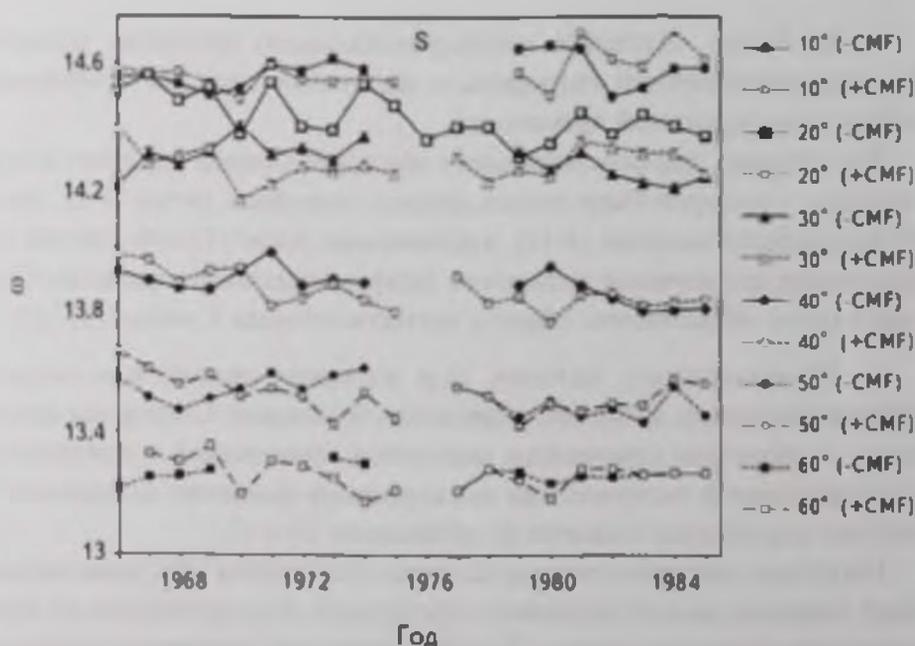


Рис. 2. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями для южного полушария Солнца. С правой стороны обозначены соответствующие индексы для  $10^\circ$ -х зон скоростей вращения компактных магнитных образований соответственно с отрицательными и положительными полярностями ( $\pm$ CMF).

отдельно для северного и южного полушарий.

Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями для циклов

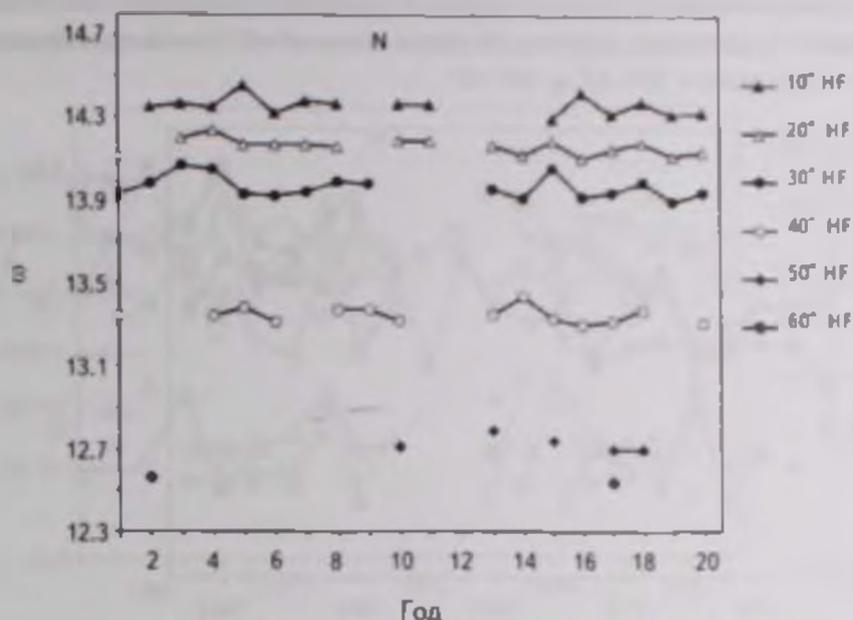


Рис 3. Временные изменения скоростей вращения водородных Na волокон для северного полушария. С правой стороны обозначены соответствующие индексы для 10°-х зон скоростей вращения водородных волокон (HF).

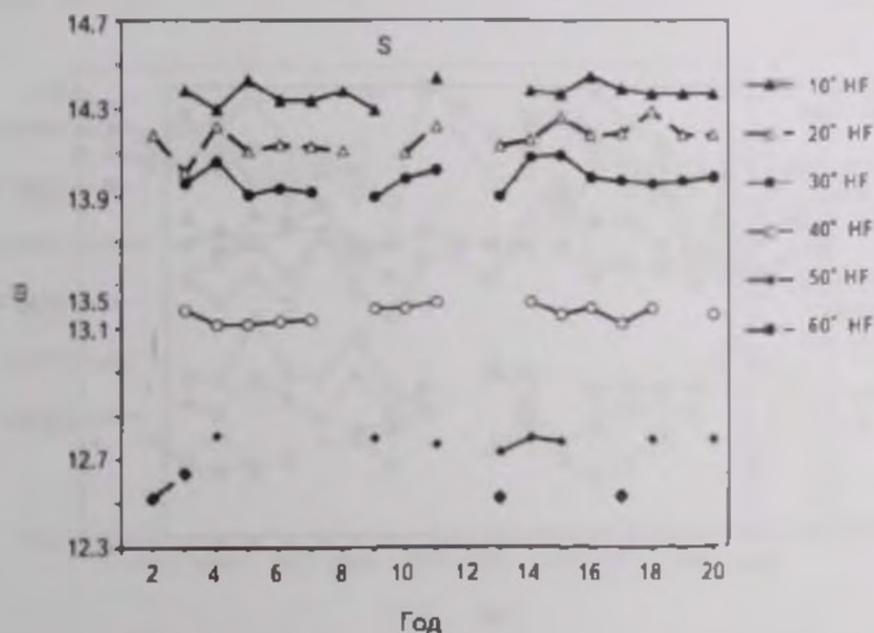


Рис 4. Временные изменения скоростей вращения водородных Na волокон для южного полушария. С правой стороны обозначены соответствующие индексы для 10°-х зон скоростей вращения водородных волокон (HF).

солнечной активности 20 и 21 приведены на рис.1 и 2.

Из рис.1 и 2 видно, что для исследованного периода разница в скоростях дифференциального вращения компактных магнитных образований как с отрицательными, так и с положительными полярностями между соседними  $10^\circ$ -ми зонами широты для обоих полушарий Солнца максимальна в интервалах широт  $20^\circ$ - $30^\circ$  и  $30^\circ$ - $40^\circ$ .

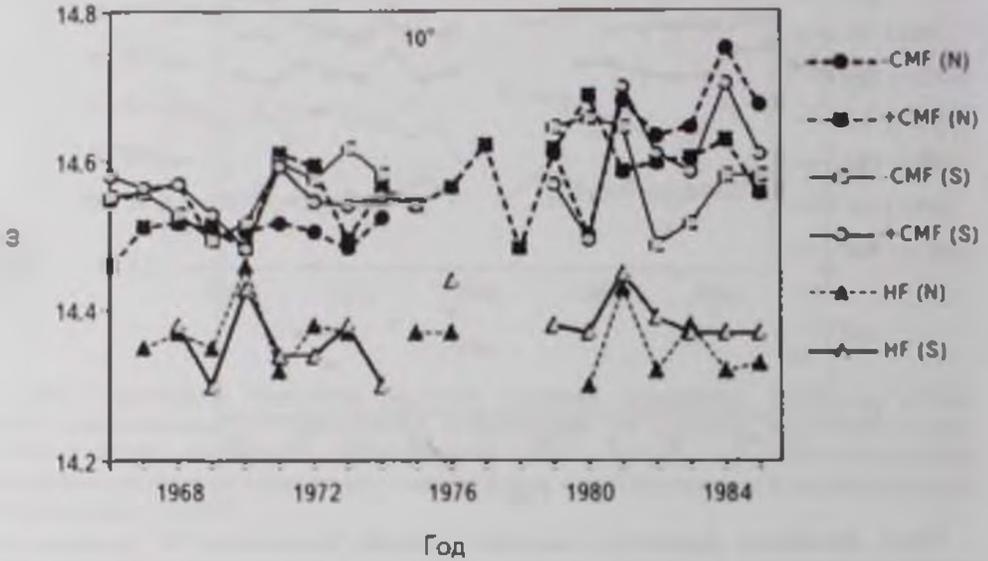


Рис.5. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных  $H\alpha$  волокон на широте  $10^\circ$ .

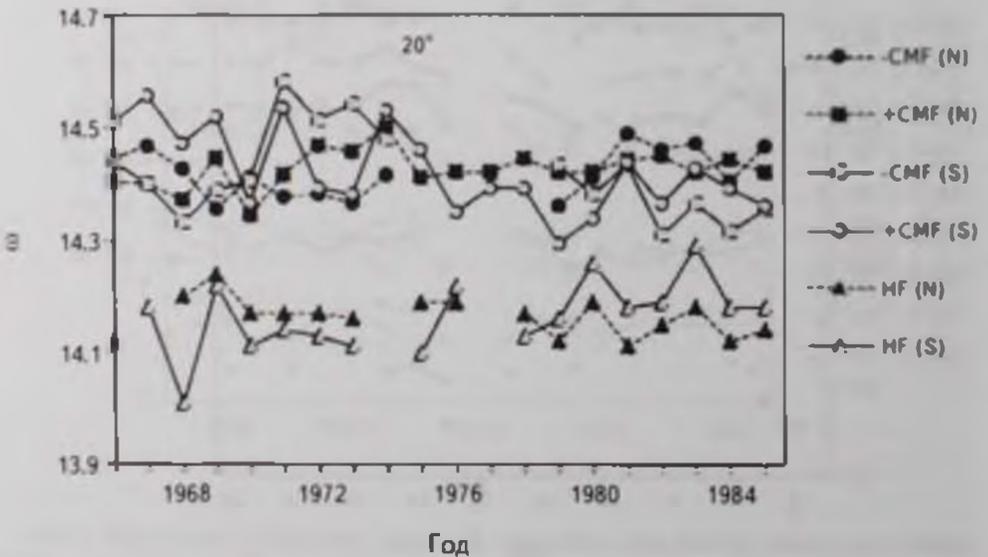


Рис.6. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных  $H\alpha$  волокон на широте  $20^\circ$ .

Для исследования солнечного дифференциального вращения были отобраны относительно устойчивые  $H\alpha$  волокна (из коллекции  $H\alpha$  спектрогелиограмм Абастуманской астрофизической обсерватории), которые значительно не меняли форму и их отдельные фрагменты могли быть идентифицированы. Выбранные нами спокойные волокна существовали

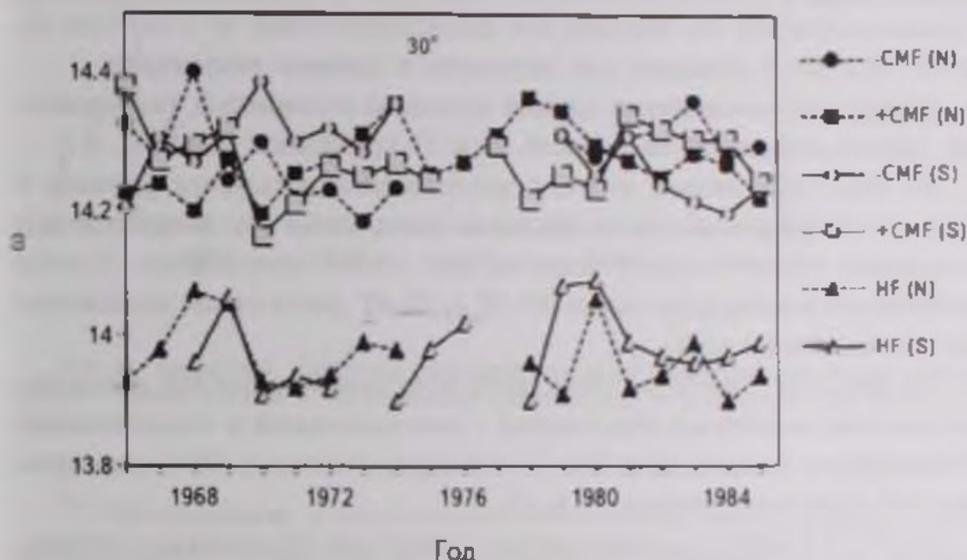


Рис. 7. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных  $H\alpha$  волокон на широте  $30^\circ$ .

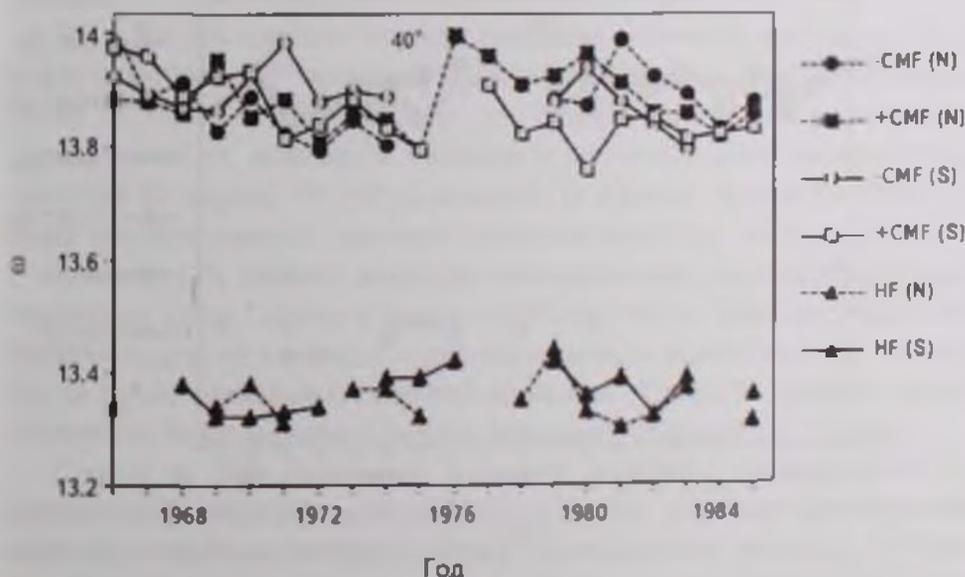


Рис. 8. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных  $H\alpha$  волокон на широте  $40^\circ$ .

более 3-х дней и непосредственно не были связаны с активными областями. Скорости вращения были вычислены для каждой пары последовательных дней наблюдения за время жизни каждого волокна. Измерялись отдельные фрагменты волокна, уверенно отождествляемые изо дня в день [22]. Для солнечных циклов 20 и 21 мы выбрали 261 спокойное волокно и провели приблизительно 11500 измерений. Мы получили среднегодовые значения угловых скоростей  $\Omega$  на волокон для последовательных  $10^\circ$ -х интервалов от  $60^\circ$  N к  $60^\circ$  S отдельно для северного и южного полушарий.

Временные изменения скоростей вращения водородных  $\text{H}\alpha$  волокон для циклов солнечной активности 20 и 21 приведены на рис. 3, 4.

Из рис. 3 и 4 видно, что для исследованного периода разница в скоростях дифференциального вращения водородных  $\text{H}\alpha$  волокон между соседними  $10^\circ$ -ми зонами широты для обоих полушариев Солнца максимальна в интервалах широт  $20^\circ$ - $30^\circ$  и  $30^\circ$ - $40^\circ$  (как в случае компактных магнитных образований).

На рис. 5-10 приведены временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных  $\text{H}\alpha$  волокон для отдельных  $10^\circ$ -х широтных зон для солнечных циклов 20 и 21.

Из рис. 3-8 видно, что компактные магнитные образования с отрицательными и положительными полярностями на всех широтах имеют более высокую скорость вращения, чем водородные  $\text{H}\alpha$  волокна, при этом разница в скоростях вращения увеличивается с ростом широты.

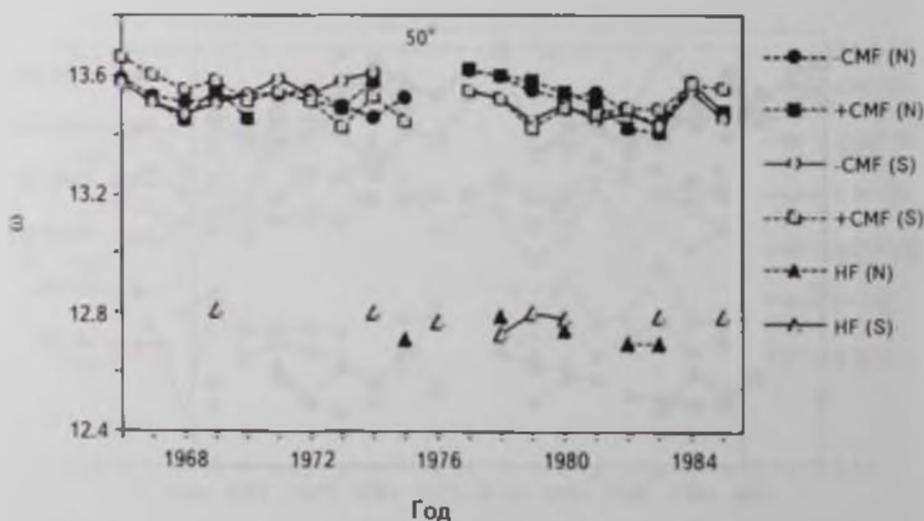


Рис. 9. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных  $\text{H}\alpha$  волокон на широте  $50^\circ$

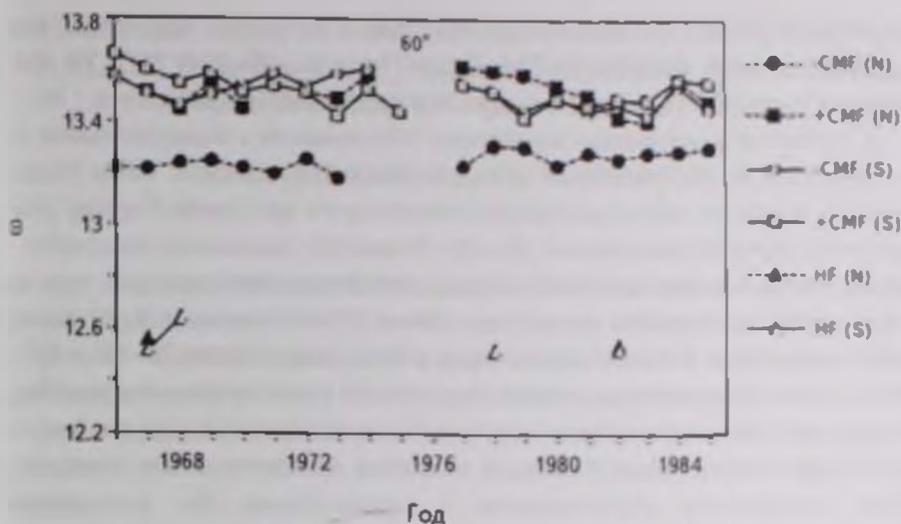


Рис 10. Временные изменения скоростей вращения компактных магнитных образований с положительной и отрицательной полярностями и водородных Na волокон на широте  $60^\circ$

3. *Обсуждение и заключение.* Несмотря на исследования многих исследователей, солнечное дифференциальное вращение все еще остается необъясненным явлением. Полученные результаты скоростей вращения отличаются для разных солнечных формирований, поэтому важно использование однородных данных, полученных в течение довольно длительного периода.

Shi и Xie [24] изучили скорости вращения солнечных магнитных полей между широтами  $\pm 60^\circ$ , используя синоптические карты солнечных магнитных полей 1975–2012 гг. Было найдено, что сидерические скорости вращения уменьшаются от экватора к полюсам и достигают своих минимальных значений на широте  $53^\circ$  ( $54^\circ$ ) в северном (в южном) полушарии, затем на более высоких широтах значения скоростей вращения увеличиваются.

Javaraiah [25] сравнил вариации экваториальных скоростей вращения различных слоев Солнца и групп солнечных пятен. Было получено, что солнечная корона и группы солнечных пятен в экваториальной области имеют почти одинаковые скорости вращения. Скорость вращения групп солнечных пятен меньше скорости вращения поверхности Солнца.

Chu et al. [26] вычислили скорости вращения положительных и отрицательных областей магнитного поля Солнца, используя синоптические карты фотосферных магнитных полей для широтного интервала  $\pm 35^\circ$  для циклов солнечной активности 21–23. Различие в скоростях вращения между положительными и отрицательными областями около экватора очень мало и увеличивается с ростом широты. Для широт  $5^\circ$ – $20^\circ$  это

различие достигает 0.05 град/сутки. Различие в скоростях вращения для цикла солнечной активности 22 меньше, чем для циклов 21 и 23. На широтах выше 20° различие в скоростях вращения уменьшается [26].

С помощью компактных магнитных образований с отрицательной и положительной полярностями и водородных  $H\alpha$  волокон нами были изучены вариации скоростей дифференциального вращения Солнца для циклов солнечной активности 20 и 21. Разница в скоростях дифференциального вращения как компактных магнитных образований, так и водородных  $H\alpha$  волокон между соседними 10°-ми зонами широты для обоих полушарий Солнца максимальна в интервалах широт 20°-30° и 30°-40°. Скорости вращения водородных  $H\alpha$  волокон ниже скоростей вращения компактных магнитных образований как с отрицательной, так и с положительной полярностями. Разница в скоростях вращения между компактными магнитными образованиями и водородными  $H\alpha$  волокнами увеличивается с ростом широты. Поскольку компактные магнитные образования берут свое начало глубоко под фотосферой и вертикально пронизывая хромосферу они являются носителями скорости более глубоких слоев, чем хромосфера. Тем временем наибольшая часть  $H\alpha$  волокна горизонтально нависает над фотосферой и вероятно всего должна иметь скорость близкую со скоростью хромосферы. Это и определяет тот факт, что скорости вращения водородных  $H\alpha$  волокон ниже скоростей вращения компактных магнитных образований. А то интересное явление, что разница в скоростях вращения между компактными магнитными образованиями и водородными  $H\alpha$  волокнами увеличивается с ростом широты, по нашему мнению, является чисто наблюдательным эффектом. Удаляясь от центра диска к высоким широтам, оптическая толщина равная единице соответствует более высоким слоям атмосферы Солнца. Таким образом, в случае компактных магнитных образований на высоких широтах мы наблюдаем более верхнюю часть образования, которая вращаясь с той же угловой скоростью, что и его нижняя часть, проектирует преувеличенное передвижение на диске с радиусом, соответствующим расчетам для центра. Поскольку  $H\alpha$  волокна имеют преимущественно горизонтальное расположение, для них глубинный эффект, приведенный для компактных магнитных образований, не существен и это вызывает наблюдательное увеличение разницы в скоростях вращения между компактными магнитными образованиями и  $H\alpha$  волокнами.

STUDY OF THE SOLAR DIFFERENTIAL ROTATION VARIATIONS BY COMPACT MAGNETIC FEATURES AND HYDROGEN H $\alpha$  FILAMENTS

D.R.JAPARIDZE, B.B.CHARGEJSHVILI

The variations of solar differential rotation have been studied using data on compact magnetic features and hydrogen H $\alpha$  filaments for solar activity cycles 20 and 21. It is revealed that the difference in the differential rotation rates of compact magnetic features and hydrogen H $\alpha$  filaments is maximum for the latitudinal zones 20°–30° and 30°–40° for both solar hemispheres. Rotation rates of compact magnetic features are higher than rotation rates of hydrogen H $\alpha$  filaments at all latitudes and distinction between them grows with growth of latitudes.

Key words: *Solar rotation, hydrogen H $\alpha$  filaments, compact magnetic features*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *H.W. Newton*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **95**, 60, 1934.
2. *I.P. Beljan, R. Jurdana-Sepic, M. Cergonja et al.*, *Central European Astrophys. Bull.*, **38**, 87, 2014.
3. *A.M. Newbegin, H.W. Newton*, *The Observatory*, **54**, 20, 1931.
4. *M.D'azambuja, L.D'azambuja*, *Ann. Obs. Paris*, **6**, 1-278, 1948.
5. *D.R. Japaridze, M.S. Gigolashvili*, *Solar Phys.*, **141**, 267, 1992.
6. *M.Sh. Gigolashvili, D.R. Japaridze, A.D. Pataraya, T.V. Zaqarashvili*, *Solar Phys.*, **156**, 221, 1995.
7. *M.S. Gigolashvili, D.R. Japaridze, T.G. Mdzinarishvili et al.*, *Adv. Space Res.*, **40**, 976, 2007.
8. *M.S. Gigolashvili, D.R. Japaridze, V.J. Kukhianidze*, *Solar Phys.*, **231**, 23, 2005.
9. *M.S. Gigolashvili, D.R. Japaridze, V.J. Kukhianidze*, *Sci. Bord.*, **2**, 136, 2005.
10. *М.Ш. Гиголашвили, Д.Р. Джaparидзе, Т.Г. Мдзинаришвили*, *Астрофизика*, **54**, 653, 2011, (*Astrophysics*, **54**, 593, 2011).
11. *M.S. Gigolashvili, D.R. Japaridze, T.G. Mdzinarishvili*, *Advances in Space Research*, **52**, 2122, 2013.
12. *O.G. Badalyan, J. Sykora*, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, **35**, 180, 2005.
13. *K.M. Hiremath, M. Hegde*, *Astrophys. J.*, 763, 2013.
14. *Д.Р. Джaparидзе, С.П. Багашвили, Б.М. Шергелашвили, Б.Б. Чаргейшвили*, *Астрофизика*, **58**, 609, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 575, 2015).
15. *M.S. Gigolashvili, D.R. Japaridze, V.J. Kukhianidze*, *Solar Phys.*, **282**, 51, 2013.

16. *P.S. McIntosh, E.C. Willcock, R.J. Thompson*, Atlas of Sunspot Plots, National Geophysical data center, USA, 1991
17. *C.J. Durrant, J. Turner, P.R. Wilson*, *Solar Phys.*, **211**, 103, 2002.
18. *М.Ш. Гиголашвили, Д.Р. Джапаридзе, Б.Б. Чаргейшвили*, *Астрофизика*, **57**, 319, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 296, 2014).
19. *M.S. Gigolashvili, D.R. Japaridze, V.J. Kukhianidze*, *Sci. Bord.*, **2**, 136, 2005/2006.
20. *D.R. Japaridze, M.S. Gigolashvili, V.J. Kukhianidze*, *Solar Phys.*, **282**, 51, 2013.
21. *D.R. Japaridze, M.S. Gigolashvili, V.J. Kukhianidze*, *Sun and Geosph.*, **1**, 31, 2006.
22. *D.R. Japaridze, M.S. Gigolashvili, V.J. Kukhianidze*, *Adv. Space Res.*, **40**, 1912, 2007.
23. *D.R. Japaridze, M.S. Gigolashvili, V.J. Kukhianidze*, *Solar Phys.*, **255**, 203, 2009.
24. *X.J. Shi, J.L. Xie*, *Astrophys. J. Lett.*, **773**, 1, 6, 2013.
25. *J. Javaraiah*, *Solar Phys.*, **287**, 197, 2013.
26. *Z. Chu, J. Zhang, Q.X. Nie, T. Li*, *Solar Phys.*, **264**, 1, 2010.

APPROXIMATE SOLUTION TO THE FRACTIONAL  
SECOND-TYPE LANE-EMDEN EQUATIONE.A-BABDEL-SALAM<sup>1,2</sup>, M.I.NOUH<sup>1,3</sup>

Received 24 February 2016

Accepted 22 June 2016

The spherical isothermal Lane-Emden equation is a second order non linear differential equation that model many configurations in astrophysics. Using the fractal index technique and the power series expansion, the fractional Lane-Emden equation involving the modified Riemann-Liouville derivative is solved. The results indicate that the series converges over the range of radii  $0 \leq x < 2200$  for a wide spread of values for the fractional parameter  $\alpha$ . Comparison with the numerical solution reveals good agreement with a maximum relative error of 0.05.

**Key words:** *isothermal gas sphere, fractal index, nonlinear fractional differential equation, modified Riemann-Liouville derivative*

1. **Introduction.** The isothermal Lane-Emden equation is often considered the asymptotic limit of the Lane-Emden equation where the polytropic index is taken to be very large. The self-gravitational isothermal gas sphere has been useful in many areas of astrophysics, such as stellar structure, star clusters, galaxies and galactic clusters [1-2].

Many numerical and analytical methods have been proposed in deriving solutions of the equations describing the isothermal gas sphere. These can be found in [3-8].

In the past two decades, there has been a surge of interest in studying fractional differential equations (FDEs) which appear in many branches of the sciences such as mathematics, chemistry, optics, plasmas, fluid dynamics, and engineering. Applications of fractional calculus and FDEs examples include: dielectric relaxation phenomena in polymeric materials [9], transport of passive tracers carried by fluid flow in a porous medium in groundwater hydrology [10], transport dynamics in systems governed by anomalous diffusion [11,12], and long-time memory in financial time series [13]. Hence it is very important to find efficient methods for solving FDEs. Finding analytical and approximate solutions of FDEs are two of the more useful approaches in understanding the physical mechanism of natural phenomenon and dynamical processes modeled by FDEs [14-17].

In the present paper, we introduce a new analytical solution of the equation governing the isothermal gas sphere. We derive a recurrence relation for the

coefficients in a power series expansion of the solution of the fractional isothermal Lane-Emden equation. To the best of our knowledge, this is the first work dealing with the series solution of the fractional isothermal Lane-Emden equation.

The structure of the paper is as follows. In Section 2, some basic concepts of fractional calculus are introduced. The series solution to the fractional isothermal gas-sphere equation is described in Section 3. Section 4 is devoted to numerical results. Section 5 summarizes the conclusions reached.

**2. Basics of Fractional Calculus.** Fractional calculus generalizes notions of ordinary calculus. Depending on the definition and properties of the fractional derivative, there are many kinds of fractional calculus, such as Riemann-Liouville, Caputo, Kolwankar-Gangal, Oldham-Spanier, Miller-Ross, Cresson, Grunwald-Letnikov, and modified Riemann-Liouville [18-20].

We start by recalling the Jumarie modification of the Riemann-Liouville derivative, [21-25]. Assume that  $f: R \rightarrow R$ ,  $x \rightarrow f(x)$  denotes a continuous function, and let  $h$  denote a constant discretization span; the limit form of the modified Riemann-Liouville derivative is defined as

$$f^{(\alpha)}(x) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\Delta^{\alpha}[f(x) - f(0)]}{h^{\alpha}}, \quad 0 < \alpha < 1,$$

where

$$\Delta^{\alpha} f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(k+1)\Gamma(\alpha-k+1)} f[x + (\alpha-k)h].$$

This is analogous to the standard derivative (calculus for beginners), and gives the  $\alpha$ -order derivative of a constant as zero. The integral form of the modified Riemann-Liouville derivative is

$$D_x^{\alpha} f(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Gamma(-\alpha)} \int_0^x (x-\xi)^{-\alpha-1} [f(\xi) - f(0)] d\xi, & \alpha < 0 \\ \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \frac{d}{dx} \int_0^x (x-\xi)^{-\alpha} [f(\xi) - f(0)] d\xi, & 0 < \alpha < 1 \\ \frac{1}{\Gamma(n-\alpha)} \frac{d^n}{dx^n} \int_0^x (x-\xi)^{\alpha-n-1} [f(\xi) - f(0)] d\xi, & n < \alpha < n+1, n \geq 1 \end{cases} \quad (1)$$

Other useful Jumarie modified formulae are

$$D_x^{\alpha} x^{\gamma} = \frac{\Gamma(\gamma+1)}{\Gamma(\gamma+1-\alpha)} x^{\gamma-\alpha}, \quad \gamma > 0, \quad (2)$$

$$D_x^{\alpha} (cf(x)) = c D_x^{\alpha} f(x), \quad (3)$$

$$D_x^{\alpha} [f(x)g(x)] = g(x)D_x^{\alpha} f(x) + f(x)D_x^{\alpha} g(x), \quad (4)$$

$$D_x^\alpha f[g(x)] = f_g[g(x)]D_x^\alpha g(x), \tag{5}$$

$$D_x^\alpha f[g(x)] = D_x^\alpha f[g(x)](g_x)^\alpha, \tag{6}$$

where  $c$  is a constant. Eqs. (4)-(6) are direct results from

$$D_x^\alpha f(x) = \Gamma(\alpha + 1)D_x f(x). \tag{7}$$

[26] modified the chain rule, Eq. (5) to

$$D_x^\alpha f[g(x)] = \sigma_x f_g[g(x)]D_x^\alpha g(x), \tag{8}$$

where  $\sigma_x$  is called the fractal index, which is usually determined in terms of gamma functions [26-28]. Therefore, Eqs. (4) and (6) are modified to give

$$D_x^\alpha \{f(x)g(x)\} = \sigma_x \{g(x)D_x^\alpha f(x) + f(x)D_x^\alpha g(x)\}, \tag{9}$$

$$D_x^\alpha f[g(x)] = \sigma_x D_x^\alpha f[g(x)](g_x)^\alpha \tag{10}$$

Throughout this manuscript, we use Eq. (8) to solve the fractional isothermal Lane-Emden equation.

### 3. Computational Developments.

3.1. *Isothermal Lane-Emden Equation* The Lane-Emden equation for an isothermal gas sphere [1], can be written as

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{du}{dx} = -e^{-u}, \tag{11}$$

with the initial conditions

$$u(0) = 0, \quad \left. \frac{du}{dx} \right|_{x=0} = 0. \tag{12}$$

The power series solution of Eq. (11) has the form [6]

$$u(x) = \frac{x^2}{6} - \frac{x^6}{120} + \frac{x^6}{1890} - \frac{61x^8}{1632960} + \dots \tag{13}$$

The fractional isothermal Lane-Emden equation, which is the generalization of the isothermal Lane-Emden equation (11) can be written as

$$x^{2\alpha} D_x^\alpha D_x^\alpha u + 2x^\alpha D_x^\alpha u + x^{2\alpha} e^{-u} = 0, \tag{14}$$

with the initial conditions

$$u(0) = 0, \quad D_x^\alpha u(0) = 0, \tag{15}$$

where  $u = u(x)$  is the unknown function,  $D_x^\alpha$  is the modified Riemann-

Liouville derivative and  $e^{-u} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k u^k}{k!}$ .

3.2. *Series Solution of Eq. (14)*. With the transform  $X = x^\alpha$ , we assume the solution could be expressed as a series,

$$\begin{aligned}
 u(X) &= \sum_{m=0}^{\infty} A_m X^m = A_0 + A_1 X + A_2 X^2 + A_3 X^3 + A_4 X^4 + A_5 X^5 + \dots = \\
 &= A_0 + A_1 X^\alpha + A_2 X^{2\alpha} + A_3 X^{3\alpha} + A_4 X^{4\alpha} + A_5 X^{5\alpha} + \dots
 \end{aligned} \quad (16)$$

The first initial condition of Eq. (15) gives  $u(0) = A_0$ , or  $A_0 = 0$ . Applying Eqs. (2) and (4) to Eq. (16), we have

$$\begin{aligned}
 D_x^\alpha u &= D_x^\alpha A_0 + D_x^\alpha (A_1 X^\alpha) + D_x^\alpha (A_2 X^{2\alpha}) + D_x^\alpha (A_3 X^{3\alpha}) + D_x^\alpha (A_4 X^{4\alpha}) + \\
 &+ D_x^\alpha (A_5 X^{5\alpha}) + \dots = 0 + \frac{A_1 \Gamma(\alpha+1) x^{\alpha-\alpha}}{\Gamma(\alpha+1-\alpha)} + \frac{A_2 \Gamma(2\alpha+1) x^{2\alpha-\alpha}}{\Gamma(2\alpha+1-\alpha)} + \\
 &+ \frac{A_3 \Gamma(3\alpha+1) x^{3\alpha-\alpha}}{\Gamma(3\alpha+1-\alpha)} + \dots = A_1 \Gamma(\alpha+1) + \frac{A_2 \Gamma(2\alpha+1) x^\alpha}{\Gamma(\alpha+1)} + \frac{A_3 \Gamma(3\alpha+1) x^{2\alpha}}{\Gamma(2\alpha+1)} + \dots
 \end{aligned} \quad (17)$$

Applying the second initial condition of Eq. (15) gives

$$D_x^\alpha u(0) = A_1 \Gamma(\alpha+1), \quad \text{or } A_1 = 0. \quad (18)$$

Now suppose that

$$G(X) = \sum_{m=0}^{\infty} Q_m X^m = Q_0 + Q_1 X + Q_2 X^2 + Q_3 X^3 + Q_4 X^4 + Q_5 X^5 + \dots \quad (19)$$

By putting

$$e^{-u} = G(X), \quad (20)$$

we have

$$e^{-u(0)} = G(0) = 1, \quad \text{or } Q_0 = 1.$$

First, we focus on determining the fractional derivative of  $e^{-u} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k u^k}{k!}$ . Taking the fractional derivative on both sides, the fractional derivative of  $u^3$  is considered as  $u$  times  $u'$ ; similarly  $u^3$  will be considered as  $u$  times  $u^2$ , etc. Therefore,

$$\begin{aligned}
 D_x^\alpha e^{-u} &= D_x^\alpha \left( \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k u^k}{k!} \right) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k D_x^\alpha u^k}{k!} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k k u^{k-1} D_x^\alpha u}{k!} \\
 &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k u^{k-1} D_x^\alpha u}{(k-1)!} = -D_x^\alpha u \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k-1} u^{k-1}}{(k-1)!} = -D_x^\alpha u \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s u^s}{s!} = -e^{-u} D_x^\alpha u,
 \end{aligned}$$

which can be written in the form

$$GD_x^\alpha u = -D_x^\alpha G. \quad (21)$$

Differentiating both sides of Eq. (21)  $k$  times with the  $\alpha$ -derivative, we have

$$\frac{D_x^\alpha \dots D_x^\alpha [GD_x^\alpha u]}{k \text{ times}} = \frac{D_x^\alpha \dots D_x^\alpha (-D_x^\alpha G)}{k \text{ times}}, \quad \text{or } \sum_{j=0}^k \binom{k}{j} u^{\alpha(j+1)} G^{\alpha(k-j)} = -G^{\alpha(k+1)}.$$

At  $x = 0$ ,

$$\sum_{j=0}^k \binom{k}{j} u^{\alpha(j+1)}(0) G^{\alpha(k-j)}(0) = -G^{\alpha(k+1)}(0). \tag{22}$$

As

$$u^{\alpha(j+1)}(0) = A_{j+1} \Gamma((j+1)\alpha + 1), \quad G^{\alpha(k-j)}(0) = Q_{k-j} \Gamma((k-j)\alpha + 1), \\ G^{\alpha(k+1)}(0) = Q_{k+1} \Gamma((k+1)\alpha + 1),$$

we have

$$\sum_{j=0}^k \frac{k! A_{j+1} \Gamma((j+1)\alpha + 1) Q_{k-j} \Gamma((k-j)\alpha + 1)}{j!(k-j)!} = -Q_{k+1} \Gamma((k+1)\alpha + 1)$$

That is,

$$Q_{k+1} = -\sum_{j=0}^k \frac{k! A_{j+1} \Gamma((j+1)\alpha + 1) Q_{k-j} \Gamma((k-j)\alpha + 1)}{j!(k-j)! \Gamma((k+1)\alpha + 1)}$$

and setting  $l = k + 1$ , then

$$Q_l = -\frac{(l-1)!}{\Gamma(l\alpha + 1)} \sum_{j=0}^{l-1} \frac{A_{j+1} \Gamma((j+1)\alpha + 1) Q_{l-1-j} \Gamma((l-1-j)\alpha + 1)}{j!(l-1-j)!}$$

If  $l = j + 1$

$$Q_l = -\frac{(l-1)!}{\Gamma(l\alpha + 1)} \sum_{i=1}^l \frac{A_i \Gamma(i\alpha + 1) Q_{l-i} \Gamma((l-i)\alpha + 1)}{(l-1)!(l-i)!} \tag{23}$$

Hence,

$$A_0 = 0, \quad A_1 = 1, \quad Q_0 = 1, \quad Q_1 = 0 \tag{24}$$

Alternatively,  $D_x^\alpha u$  can be written as

$$D_x^\alpha u = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sigma_x m X^{m-1} \frac{\Gamma(\alpha + 1)}{\Gamma(\alpha + 1 - \alpha)} x^{\alpha - \alpha} \\ = \sum_{m=1}^{\infty} A_m m X^{m-1} \frac{\Gamma(\alpha + 1)}{\Gamma(\alpha + 1 - \alpha)} \frac{\Gamma(m\alpha + 1)}{m\Gamma(\alpha + 1)\Gamma(m\alpha + 1 - \alpha)} \\ = \sum_{m=1}^{\infty} A_m X^{m-1} \frac{\Gamma(m\alpha + 1)}{\Gamma(m\alpha + 1 - \alpha)} \tag{25}$$

where the fractal index  $\sigma_x$  (see example 6 in [28]) is given by

$$\sigma_x = \frac{\Gamma(m\alpha + 1)}{m\Gamma(\alpha + 1)\Gamma(m\alpha + 1 - \alpha)}$$

Also, we have

$$\begin{aligned}
 D_x^\alpha D_x^\alpha u &= \sum_{m=2}^{\infty} A_m \alpha_x (m-1) X^{m-2} \frac{\Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-\alpha)} \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(\alpha+1-\alpha)} X^{m-\alpha} \\
 &= \sum_{m=2}^{\infty} X^{m-2} \frac{A_m (m-1) \Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-\alpha)} \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(\alpha+1-\alpha)} \frac{\Gamma((m-1)\alpha+1)}{\Gamma((m-1)\alpha+1-\alpha)} \\
 &= \sum_{m=2}^{\infty} X^{m-2} \frac{A_m \Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-2\alpha)} \quad (26)
 \end{aligned}$$

with the fractal index  $\alpha_x$  (see example 6 in [28]) is given by

$$\alpha_x = \frac{\Gamma((m-1)\alpha+1)}{(m-1)\Gamma(\alpha+1)\Gamma((m-1)\alpha+1-\alpha)}$$

Substituting Eqs. (19), (25), and (26) into Eq. (14) yields

$$\begin{aligned}
 x^{2\alpha} \sum_{m=2}^{\infty} X^{m-2} \frac{A_m \Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-2\alpha)} + 2x^\alpha \sum_{m=2}^{\infty} X^{m-1} \frac{A_m \Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-\alpha)} - x^{2\alpha} \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \rho_m X^m \right] &= 0, \\
 \sum_{m=2}^{\infty} X^m \frac{A_m \Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-2\alpha)} + \sum_{m=2}^{\infty} X^m \frac{2A_m \Gamma(m\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1-\alpha)} - \left[ X^2 + \sum_{m=1}^{\infty} \rho_m X^{m+2} \right] &= 0, \quad (27) \\
 \sum_{m=0}^{\infty} X^{m+2} \frac{A_{m+2} \Gamma((m+2)\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1)} + \sum_{m=0}^{\infty} X^{m+1} \frac{2A_{m+1} \Gamma((m+2)\alpha+1)}{\Gamma(m\alpha+1+\alpha)} - \left[ X^2 + \sum_{m=1}^{\infty} \rho_m X^{m+2} \right] &= 0.
 \end{aligned}$$

Equating the coefficients of  $X^2$  and  $X^{m-2}$ , we get

$$A_3 = \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(2\alpha+1)\Gamma((\alpha+1)+2)}, \quad (28)$$

and

$$A_{m+2} = \frac{\Gamma(m\alpha+1)\Gamma((m+1)\alpha+1)}{\Gamma((m+1)\alpha+1)\Gamma((m+2)\alpha+1)+2\Gamma(m\alpha+1)\Gamma((m+2)\alpha+1)} \rho_m \quad (29)$$

Eqs. (23) and (29) are the recurrence relations of the power series expansion, Eq. (16).

**4. Results.** We elaborated a FORTRAN code to calculate the series coefficients for the range  $0 \leq x < 2200$ , this range covers that used in [29]. We ran the code with a step  $\Delta\alpha = 0.05$  to encompass a large range of values for the fractional parameters  $\alpha$  and varied the number of series terms until we obtained the minimum value of the relative error.

Fig 1 plots the Emden function  $u$  versus  $x$ . Fig 2 shows the variation of the relative error with  $x$ ; the maximum relative error is about 0.05, indicating good accuracy. The variation of  $\alpha$  is plotted in Fig 3. Generally, as  $x$  increases, we see the  $\alpha$  parameter decrease except for some intermediate values. This result shows the highly dependent nature of the convergence on  $\alpha$ . The

number of series terms required to obtain a solution with suitable relative error is lower than that of the accelerated series solution of [6] by more than 50%.

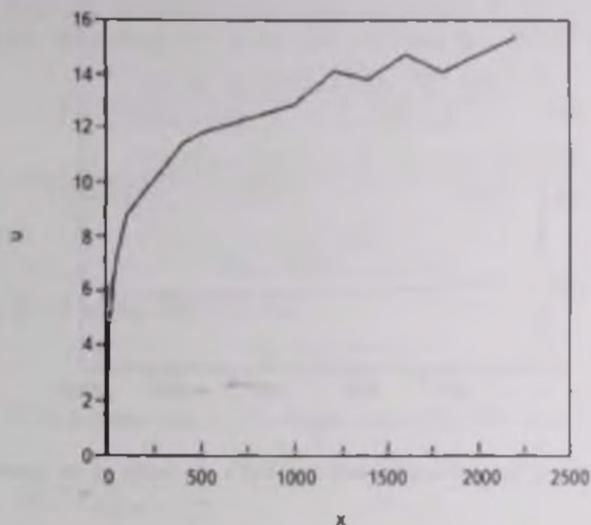


Fig.1. The Emden function  $u$  versus  $x$  the radius of the isothermal gas sphere

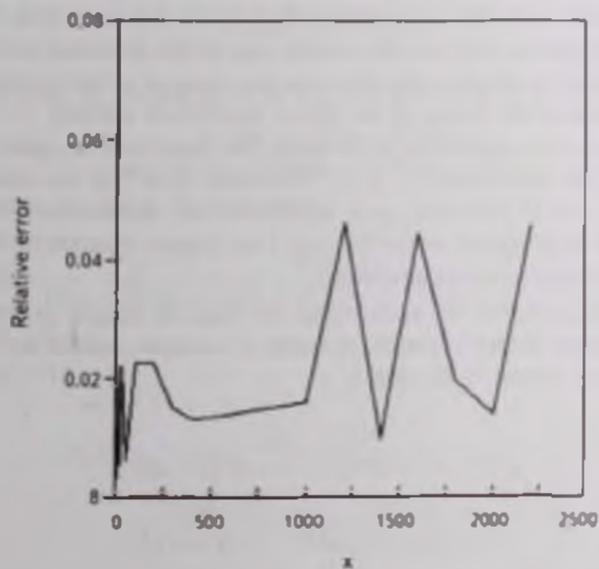


Fig.2. Absolute relative errors for the Emden function  $u$

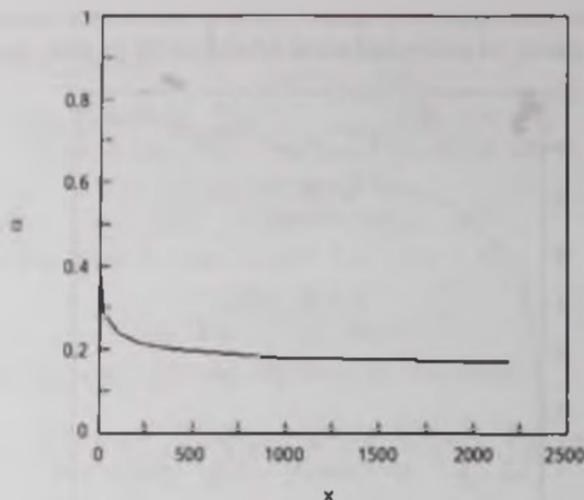


Fig.3 Variation of the fractional parameter  $\alpha$  with  $x$  the radius of the isothermal gas sphere.

5. *Conclusion.* We derived a power series solution for the fractional isothermal Lane-Emden equation. Two recurrence relations are derived and solved simultaneously. The fractal index is deduced for each term in the expansion. By running code set with a small step for the fractional parameter  $\alpha$ , we explored the effects of this factor on the accuracy of the calculations. The series reached the surface of the sphere faster when applying  $\alpha$ , which may be viewed as an accelerator of the series. We found that the range of  $\alpha$  spreads over the entire range  $0 < \alpha < 1$ . The results show that the maximum relative error is 0.05 indicating good agreement with numerical values. An application of the procedure on the first-type Lane-Emden equation (polytropic gas sphere) remains an open problem.

*Acknowledgements.* We acknowledge the financial support of this work through Northern Border University, deanship of scientific research and higher education grant number 5-27-1436-5.

We shall now determine some of the coefficients in the series expansion of Eq. (16). By putting  $l=2$  in Eq. (23) and using Eq. (28) for  $A_2$ , we obtain

$$Q_2 = \frac{(2-1)!}{\Gamma(2\alpha+1)} \sum_{i=1}^2 \frac{A_i \Gamma(i\alpha+1) Q_{2-i} \Gamma((2-i)\alpha+1)}{(i-1)!(2-i)!} \\ = \frac{1}{\Gamma(2\alpha+1)} \left[ \frac{A_1 \Gamma(\alpha+1) Q_1 \Gamma(\alpha+1)}{0!(1)!} + \frac{A_2 \Gamma(2\alpha+1) Q_0 \Gamma(1)}{1!(0)!} \right] \\ = \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(2\alpha+1) [\Gamma((\alpha+1)+2)]} \quad (A1)$$

Putting  $m=1$  in Eq. (29), we have

$$A_1 = \frac{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(2\alpha+1)}{\Gamma(2\alpha+1)\Gamma(3\alpha+1)+2\Gamma(\alpha+1)\Gamma(3\alpha+1)} Q_1 \quad (A2)$$

as  $Q_1=0$ . It follows that  $A_1=0$ . Again, using Eq. (23) with  $l=3$ , we have

$$Q_3 = \frac{2!}{\Gamma(3\alpha+1)} \sum_{j=0}^3 \frac{A_j \Gamma(j\alpha+1) Q_{3-j} \Gamma((3-j)\alpha+1)}{j!(2-j)!} \\ = \frac{2!}{\Gamma(3\alpha+1)} \left[ \frac{A_1 \Gamma(\alpha+1) Q_2 \Gamma(2\alpha+1)}{2!} + \frac{A_2 \Gamma(2\alpha+1) Q_1 \Gamma(\alpha+1)}{1!1!} \right. \\ \left. + \frac{A_3 \Gamma(3\alpha+1) Q_0}{2!} \right] = 0. \quad (A3)$$

To calculate  $A_4$ , we put  $m=2$  in Eq. (29) and using  $Q_2$  from Eq. (A1) gives

$$A_4 = \frac{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(2\alpha+1)\Gamma(3\alpha+1)}{\Gamma(4\alpha+1)\Gamma(2\alpha+1)[\Gamma(3\alpha+1)+2\Gamma(2\alpha+1)][\Gamma(\alpha+1)+2]} \quad (A4)$$

Proceeding as above, we next obtain

$$Q_4 = \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(4\alpha+1)[\Gamma(\alpha+1)+2]} \left[ \frac{3\Gamma(\alpha+1)}{[\Gamma(\alpha+1)+2]} + \frac{\Gamma(3\alpha+1)}{[\Gamma(3\alpha+1)+2\Gamma(2\alpha+1)]} \right] \quad (A5)$$

$$A_5 = 0,$$

$$Q_5 = 0$$

$$A_6 = \frac{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(5\alpha+1)}{\Gamma(6\alpha+1)[\Gamma((\alpha+1)+2)][\Gamma(5\alpha+1)+2\Gamma(4\alpha+1)]} \times \\ \cdot \left[ \frac{3\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(\alpha+1)+2} + \frac{\Gamma(3\alpha+1)}{\Gamma(3\alpha+1)+2\Gamma(2\alpha+1)} \right] \quad (A6)$$

Now putting  $\alpha=1$  in Eqs. (A1)-(A6), we get the coefficient of the series expansion, Eq. (16), as

$$A_0 = 0, \quad A_1 = 0, \quad A_2 = \frac{1}{6}, \quad A_3 = 0, \quad A_4 = -\frac{1}{120}, \quad A_5 = 0, \quad A_6 = \frac{1}{1890},$$

which is the same as the series solution of Eq. (12).

<sup>1</sup> Faculty of Science, Northern Border University, Arar, Saudi Arabia, e-mail abdo.nouh@hotmail.com

<sup>2</sup> Faculty of Science, Assiut University, New Valley Branch, El-Kharja Egypt

<sup>3</sup> National Research Institute of Astronomy and Geophysics, Cairo, Egypt

## ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДРОБНОГО УРАВНЕНИЯ ЛАНЕ-ЕМДЕНА ВТОРОГО РОДА

Е. А. Б. АБДЕЛ-САЛАМ, М. И. НОУХ

Сферическое изотермическое уравнение Лане-Емдена представляет собой нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка и моделирует многие астрофизические конфигурации. Пользуясь методом дробного индекса и разложением в ряд по степеням, решается уравнение Лане-Емдена, содержащее модифицированную производную Римана-Лиувилля. Результаты показывают, что ряд сходится в интервале значений радиусов  $0 < x < 2200$  для широкого набора значений параметра  $\alpha$ . Сравнение с численным решением показывает хорошее согласие с максимальной относительной ошибкой, равной 0.05.

Ключевые слова: *изотермический газ; дробный индекс; нелинейное дробное дифференциальное уравнение; модифицированное производное Римана-Лиувилля*

## REFERENCES

1. *J. Binney, S. Tremaine, Galactic Dynamics, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1987*
2. *G.P. Horedt, Polytropes - Applications in Astrophysics and Related Fields, Astrophysics and Space Science Library, 306, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2004.*
3. *P. Natarajan, D. Lynden-Bell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 286, 26, 1997.*

4. *I.R.Roxburgh, L.M.Stockman*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **303**, 46, 1999.
5. *C.Hunter*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **328**, 839, 2001.
6. *M.I.Nouh*, New Astronomy, **9**, 467, 2004.
7. *B.M.Mirza*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **395**, 2288, 2009.
8. *M.A.Soliman, Y.Al-Zeghayer*, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, **51**, 173, 2015.
9. *K.S.Miller, B.Ross*, An Introduction to the Fractional Calculus and Fractional Differential Equations, Wiley, New York, 1993.
10. *G.M.Zaslavsky*, Hamiltonian Chaos and Fractional Dynamics, Oxford Univ. Press, Oxford, 2005.
11. *R.Hilfer*, Applications of Fractional Calculus in Physics, World Scientific, New Jersey, 2000.
12. *B.J.West, M.Bolognab, P.Grigolini*, Physics of Fractal Operators, Springer, New York, 2003.
13. *K.Diethelm*, The Analysis of Fractional Differential Equations, Springer-Verlag, Berlin, 2010.
14. *E.A-B.Abdel-Salam, E.A.Yousif*, Mathematical Problems in Engineering, Article ID 846283, doi:10.1155/2013/846283, 2013.
15. *E.A-B.Abdel-Salam, E.A.Yousif, Y.A.S.Arko, E.A.E.Gumma*, Journal of Applied Mathematics, Article ID 218092, Article ID 218092, doi:10.1155/2014/218092, 2014.
16. *E.A-B.Abdel-Salam, E.A.E.Gumma*, Ain Shams Engineering J., **6**, 613, 2015a.
17. *E.A-B.Abdel-Salam, Z.I.A.Al-Muhiameed*, Mathematical Problems in Engineering, Article ID 871635, doi:10.1155/2015/871635, 2015b.
18. *B.B.Mandelbrot*, The Fractal Geometry of Nature, W.H.Freeman, New York, 1982.
19. *K.M.Kotwankar, A.D.Gangal*, Chaos, **6**, 505, 1996.
20. *K.M.Kotwankar, A.D.Gangal*, Pramana J. Phys., **48**, 49, 1997.
21. *G.Jumarie*, Applied Mathematics Letters, **22**, 378, 2009.
22. *G.Jumarie*, Nonlinear Analysis: Real World Applications, **11**, 535, 2010.
23. *G.Jumarie*, Applied Mathematics and Computation, **219**, 1625, 2012a.
24. *G.Jumarie*, Acta Mathematica Sinica, English Series, **28**, 1741, 2012b.
25. *G.Jumarie*, Central European Journal of Physics, **11**, 617, 2013.
26. *J.H.He, S.K.Elagan, Z.B.Li*, Phys. Lett. A, **376**, 257, 2012.
27. *R.W.Ibrahim*, Advanced in Difference Equations, 192, 2012.
28. *E.A-B.Abdel-Salam, E.A.Yousif, G.F.Hassan*, astro-ph: 1504.03450, 2015c.
29. *G.P.Horedt*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **126**, 357, 1986.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
530 SOUTH EAST ASIAN AVENUE  
CHICAGO, ILLINOIS 60607  
TEL: 773-936-3700  
WWW.CHEM.UCHICAGO.EDU

MEMORANDUM FOR THE RECORD  
SUBJECT: [Illegible]

[The remainder of the page contains several paragraphs of extremely faint, illegible text, likely a report or memorandum.]

## ОБЗОРЫ

### ЛИТИЙ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ: НАБЛЮДЕНИЯ И ТЕОРИЯ

Л.С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 28 марта 2016

Принята к печати 22 июня 2016

Литий среди всех легких химических элементов является наиболее чувствительным индикатором звездной эволюции. В обзоре обсуждаются современные данные о содержании лития в атмосферах A-, F-, G- и K звезд различных типов, а также их соответствие предсказаниям теории. Разнообразие наблюдаемых содержаний Li продемонстрировано на следующих объектах, находящихся на разных стадиях эволюции: 1) Старые звезды гало Галактики; для них было найдено содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.2$  ("литиевое плато"), которое оказалось на 0.5 dex меньше первичного содержания, предсказанного космологическими моделями. 2) Молодые звезды диска Галактики, которые позволяют оценить современное начальное содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$  у звезд Главной последовательности, обсуждаются возможные источники обогащения межзвездной среды литием в процессе эволюции Галактики. 3) Эволюционирующие FGK-карлики диска Галактики, они показывают понижение  $\log \epsilon(\text{Li})$  с уменьшением эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  и массы  $M$ , обсуждается "литиевый провал" вблизи  $T_{\text{eff}} \sim 6600$  K в распределении  $\log \epsilon(\text{Li})$  по  $T_{\text{eff}}$  наблюдаемый у звезд старых скоплений. 4) FGK гиганты и сверхгиганты, большинство таких звезд вообще не показывает лития, и этот феномен согласуется с расчетами моделей вращающихся звезд. 5) Богатые литием холодные гиганты с  $\log \epsilon(\text{Li}) \geq 2.0$ , представляющие небольшую и загадочную группу, теоретические модели с вращением могут объяснить существование таких звезд только в случае малой начальной скорости вращения  $V_0 < 50$  км/с, а во всех других случаях приходится вводить предположение о недавнем синтезе лития (альтернатива – захват планеты-гиганта). 6) Магнитные Ap-звезды: у них литий сконцентрирован в пятнах, расположенных на магнитных полюсах, там содержание лития достигает  $\log \epsilon(\text{Li}) = 6$ . Отмечены расхождения между наблюдениями и теорией, которые имеют место почти для всех рассмотренных в обзоре звезд.

**Ключевые слова:** литий; звездные атмосферы; звездная эволюция

**1. Введение.** Ряд легких химических элементов показывает заметные изменения в своих наблюдаемых содержаниях уже на первой, самой продолжительной стадии звездной эволюции, когда в ядре звезды горит водород; это стадия Главной последовательности (ГП). На последующих стадиях эволюции, после выхода из ГП, их содержания могут испытывать дальнейшие изменения. Эти элементы в астрофизике иногда называют ключевыми, имея в виду их ключевую роль в понимании эволюции звезд.

К таким элементам относятся первые восемь элементов таблицы Менделеева; они перечислены в табл. I вместе с их атомным номером и

Таблица 1

## СПИСОК ВОСЬМИ САМЫХ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ИХ СОДЕРЖАНИЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА [1]

Элемент	Атомный номер	$\log_e(EI)$
H	1	12.00
He	2	10.93'
Li	3	1.05
Be	4	1.38
B	5	2.70
C	6	8.43
N	7	7.83
O	8	8.69

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

содержанием  $\log_e(EI)$  на Солнце, взятым из обзора Асплунда и др. [1]. Все содержания приведены по отношению к водороду, который, как известно, является самым распространенным элементом в наблюдаемой Вселенной. Величина  $\log_e(EI)$  здесь дается в стандартной логарифмической шкале, где для водорода принято  $\log_e(H) = 12.00$ . Следует подчеркнуть, что в обзоре речь идет о содержаниях элементов в атмосферах звезд; именно они определяются по наблюдаемым звездным спектрам. Атмосферные содержания элементов могут существенно отличаться от их содержаний в звездных недрах, где идут термоядерные реакции.

Ранее автором был опубликован обзор "Гелий в звездных атмосферах" [2], где были рассмотрены данные о наблюдаемом отношении гелий/водород, первых двух элементов в табл.1. Настоящий обзор посвящен третьему элементу в табл.1, литию, который из представленных здесь элементов является наиболее чувствительным к звездной эволюции. Объясняется это тем, что атомы Li разрушаются в реакциях ( $p, \alpha$ ); для этого достаточно температуры  $T \sim 2.5 \times 10^6$  К. Это означает, что даже не очень глубокое перемешивание в поверхностных слоях звезды (возможно, конвекция в случае холодных звезд) может приводить к значительному понижению содержания Li в атмосфере звезды в процессе ее эволюции. Например, содержание Li в атмосфере Солнца успело понизиться за время его жизни примерно в 140 раз (см. ниже).

Согласно современным космологическим моделям, первый литий во Вселенной появился в результате Большого Взрыва. Большой Взрыв привел к рождению пяти самых легких элементов - H, He, Li, Be и B. По массе и по числу атомов подавляющая доля приходилась на водород и гелий; при этом первичное (primordial) отношение гелий/водород (по числу атомов)

составляло  $\text{He}/\text{H} = 0.082 \pm 0.002$  [2]. Намного меньше были первичные содержания  $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$  и  $\text{B}$ , а именно,  ${}^7\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-10}$ ,  ${}^9\text{Be}/\text{H} \sim 10^{-18}$  и  ${}^{11}\text{B}/\text{H} \sim 10^{-18}$  [3]; здесь указаны наиболее распространенные изотопы  $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$  и  $\text{B}$ . Отметим, что современные содержания этих трех элементов остаются сравнительно низкими, см. табл. I; однако, как уже отмечено, содержание лития в атмосфере Солнца за время его эволюции понизилось в 140 раз, поэтому приведенное в табл. I содержание  $\text{Li}$  нельзя рассматривать как некий эталон.

После образования первых звезд (это произошло примерно через 400 млн. лет после Большого Взрыва) в звездах начался синтез более тяжелых элементов; одновременно менялись и содержания  $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$  и  $\text{B}$ . Наблюдаемая сейчас довольно пестрая картина в содержаниях  $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$  и  $\text{B}$  является следствием, во-первых, химической эволюции Галактики в целом, т.е. образованием в ней все новых поколений звезд и выбросом из них переработанного в термоядерных реакциях вещества в окружающую межзвездную среду, и, во-вторых, внутренних процессов в каждой звезде, происходящих во время ее эволюции.

Литий - легко ионизируемый элемент (потенциал ионизации  $\text{Li I}$  равен 5.39 эВ), поэтому линии  $\text{Li I}$  видны лишь у относительно холодных звезд с эффективными температурами  $T_{\text{eff}} < 8500 \text{ K}$ ; это звезды от поздних А до М. У более горячих звезд весь литий в атмосфере полностью ионизован (то есть находится в состоянии  $\text{Li II}$ ), поэтому линии  $\text{Li I}$  у них не наблюдаются. В спектрах холодных звезд чаще всего наблюдают сильную резонансную линию  $\text{Li I}$  на длине волны 6707.8 Å. Большинство данных о содержании лития в звездах получено из анализа именно этой линии. В некоторых, сравнительно редких случаях видна также более слабая субординатная линия  $\text{Li I}$  6103.6 Å.

Следует отметить, что расчеты линий  $\text{Li I}$ , в том числе резонансной линии 6707.8 Å, вообще говоря, требуют отказа от условия ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Это важно для точного определения содержания  $\text{Li}$  и дальнейшего сравнения с предсказаниями теории. Было показано, что не-ЛТР поправки в содержании лития  $\log \epsilon(\text{Li})$  зависят от ряда параметров звезды, включая ее эффективную температуру  $T_{\text{eff}}$ , ускорение силы тяжести  $\log g$ , индекс металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , скорость микротурбулентности  $V$  и саму величину  $\log \epsilon(\text{Li})$  (Линд и др. [4]). При обсуждении данных по литию в настоящем обзоре предпочтение отдается результатам, полученным из не-ЛТР анализа линий лития (особенно там, где отклонения от ЛТР существенны).

Данный обзор современных данных о содержании лития в звездных атмосферах относится к звездам классов F, G и K; иногда затрагиваются и поздние А-звезды. Следует подчеркнуть, что когда здесь говорится о содержании лития, обычно имеется в виду содержание  ${}^7\text{Li}$ , самого распространенного изотопа лития в наблюдаемой Вселенной. В некоторых,

довольно редких случаях, когда имеется какая-то информация о содержании менее распространенного изотопа  $^6\text{Li}$ , она также отмечена в обзоре.

Обзор начинается с самых старых звезд, которые принадлежат галактическому гало (население II). Эти объекты могут дать информацию о первоначальном (primordial) содержании лития, появившемся в результате Большого Взрыва. Далее рассматриваются молодые непрозволюционировавшие звезды тонкого диска (население I); они позволяют оценить исходное содержание лития  $\log_{\epsilon}(\text{Li})$  для звезд в начале их эволюции на ГП. Потом обсуждаются наблюдаемые эволюционные изменения величины  $\log_{\epsilon}(\text{Li})$  в атмосферах карликов диска, а затем - в атмосферах гигантов и сверхгигантов. Отдельно обсуждается сравнительно немногочисленная группа гигантов и сверхгигантов, богатых литием. В конце рассматриваются магнитные Ар-звезды, показывающие интересные особенности в поведении линий лития.

**2. Литий в старых звездах гало галактики.** Поскольку первичный литий, как предсказывают космологические модели, появился в результате Большого Взрыва, обзор современных данных о содержании лития логично начать с вопроса, что известно о содержании этого элемента в атмосферах самых старых звезд? Соответствуют ли эти данные предсказаниям теории Большого Взрыва?

Чтобы ответить на эти вопросы, следует рассмотреть звезды гало Галактики (население II). Известно, что эволюция массивных звезд в гало давно закончилась образованием черных дыр, нейтронных звезд и белых карликов. В настоящее время здесь можно наблюдать в основном только старые звезды малых масс, преимущественно карлики, с низким содержанием металлов (напомним, что металлами в астрофизике принято называть элементы тяжелее водорода и гелия).

Металличность звезд часто характеризуют величиной  $[\text{Fe}/\text{H}] = \log_{\epsilon}(\text{Fe}) - \log_{\epsilon_{\odot}}(\text{Fe})$ , где  $\log_{\epsilon}(\text{Fe})$  и  $\log_{\epsilon_{\odot}}(\text{Fe})$  - содержание железа в атмосфере звезды и Солнца, соответственно. В качестве солнечного содержания Fe можно принять величину  $\log_{\epsilon_{\odot}}(\text{Fe}) = 7.50$  [1]. Согласно современным представлениям, самые первые звезды не содержали металлов, т.е. они имели индекс металличности  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$  (чрезвычайно малую добавку за счет Li, Be и B можно не учитывать). Поэтому, чем меньше  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , тем более старые звезды мы наблюдаем. Для звезд населения II характерна металличность  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ ; отметим, что сегодня в гало уже наблюдаются старые звезды со значениями  $[\text{Fe}/\text{H}] = -5$  и  $-6$  (см. ниже).

Первые оценки содержания лития для звезд с  $[\text{Fe}/\text{H}]$  от  $-1.5$  до  $-3.5$  привели к неожиданному выводу: такие звезды показали практически одинаковое содержание лития  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) \approx 2.1$ . При этом значения  $\log_{\epsilon}(\text{Li})$  не обнаруживали какой-либо зависимости от индекса металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$

Этот феномен, т.е. постоянство величины  $\log(\text{Li})$  в указанной области  $(\text{Fe}/\text{H})$ , стали называть "литиевым плато" или "плато Спит" ("Spite plateau") по имени двух астрономов, которые более 30 лет назад первыми открыли это интересное явление. Сначала они получили для "литиевого плато" величину  $\log(\text{Li}) = 2.05 \pm 0.15$  [5]; современное значение составляет  $\log(\text{Li}) = 2.2$  [6]. Последнюю величину стали считать начальным содержанием лития в самых старых звездах Галактики.

Интересно отметить, что недавно эта величина была подтверждена при исследовании холодных звезд в другой звездной системе - карликовой галактике в Стрельце (Sagittarius dwarf galaxy). Для звезд шарового скопления M54 в этой галактике было найдено начальное содержание лития  $\log(\text{Li}) = 2.3$  [7], которое хорошо согласуется с приведенным выше начальным значением для старых звезд нашей Галактики.

Открытие "литиевого плато" как будто приводило к предположению, что это и есть тот первичный (primordial) литий, который был рожден в результате Большого Взрыва. Однако такое предположение столкнулось с серьезными трудностями. Прежде всего, как оказалось, Стандартная Модель Большого Взрыва (СМБВ) предсказывает более высокое содержание лития  $\log(\text{Li}) = 2.7$  [8] по сравнению с "литиевым плато". Таким образом, имеет место расхождение около 0.5 dex между "литиевым плато" и предсказанием СМБВ.

Обсуждая предсказания СМБВ, следует упомянуть о первичном отношении изотопов лития  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ . Недавние расчеты [9] на основе СМБВ дали такие первичные содержания изотопов:  $\log({}^7\text{Li}) = 2.72$  и  $\log({}^6\text{Li}) = -1.91$ ; отсюда получается  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 2.3 \cdot 10^{-5}$  (для Солнца  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.08$  [1]). Столь малую величину  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$  невозможно детектировать по наблюдаемому профилю линии Li I 6707.8 Å. Линд и др. [10], проведя тщательное не ЛТР исследование профиля Li I 6707.8 Å у четырех звезд гало, не нашли никаких признаков изотопа  ${}^6\text{Li}$  и тем самым подтвердили расчеты [9]. Как отмечено в [10], в некоторых более ранних работах декларировалось обнаружение  ${}^6\text{Li}$  у некоторых старых звезд (в том числе рассмотренных в [10]), однако теперь эти результаты вызывают сомнения.

Указанное выше несоответствие  $-0.5$  dex в значениях  $\log({}^7\text{Li})$  между "литиевым плато" и предсказанием СМБВ, в принципе, можно было бы объяснить двумя причинами: несовершенством СМБВ и/или систематическими погрешностями в определяемых содержаниях  $\log(\text{Li})$ . Что касается точности СМБВ, то, как отмечено в [6,8], та же стандартная модель дает первичные содержания дейтерия и изотопов гелия  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  вполне согласующиеся с их наблюдаемыми значениями. Отличное согласие между наблюдаемым и космологическим значениями первичного содержания He отмечено также в обзоре [2]. Получается, что разногласие между СМБВ

и наблюдениями имеет место только для лития. С другой стороны, если говорить о возможных ошибках в наблюдаемых значениях  $\log\epsilon(\text{Li})$ , трудно было бы объяснить, почему эти ошибки у большинства звезд гало с разными температурами  $T_{\text{eff}}$  вместо ожидаемого разброса в значениях  $\log\epsilon(\text{Li})$  приводят к одинаковому содержанию  $\log\epsilon(\text{Li}) \approx 2.2$ .

Возможно также, что ошибок нет, т.е. действительно существует различие  $-0.5 \text{ dex}$  между первичным содержанием Li, образованным Большим Взрывом, и реальным содержанием лития  $\log\epsilon(\text{Li}) = 2.2$  у большинства старых карликов гало. Иначе говоря, какие-то процессы в атмосферах этих звезд могли понизить первичное содержание Li. В качестве такого процесса Корн и др. [11] рассматривают диффузию атомов Li в верхних слоях звезд, которая вместе с турбулентным перемешиванием, согласно их расчетам, может объяснить, по крайней мере, половину ( $-0.25 \text{ dex}$ ) расхождения между СМБВ и "литиевым плато".

Еще одна загадка состоит в том, что у некоторых старых звезд гало наблюдаются значения  $\log\epsilon(\text{Li})$ , лежащие существенно ниже "литиевого плато". То есть картина распределения  $\log\epsilon(\text{Li})$  по индексу металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$  для этих звезд оказалась не столь простой, как представлялось вначале. Это хорошо видно из рис. 1, построенного по данным работы [12] с учетом цитированных в ней других работ (см. рис. 11 и 12 в [12]). Отметим, что анализ линии Li I 6707.8 Å был выполнен в [12] на основе не-ЛТР расчетов. Как показывает рис. 1a, в широкой области  $[\text{Fe}/\text{H}]$  от  $-2.5$  до  $-6$  ряд карликов, в спектрах которых отсутствует линия Li I, дают верхний предел  $\log\epsilon(\text{Li}) < 1.5$ . Особый интерес представляют две звезды с экстремально низкой металличностью: SDSS J102915+172927 с  $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.0$  [13] и HE 1327-2326 с  $[\text{Fe}/\text{H}] = -6.0$  [14] (два зачерненных квадрата на рис. 1). Для них верхний предел содержания Li составляет  $\log\epsilon(\text{Li}) < 1.1$  и  $\log\epsilon(\text{Li}) < 0.62$ , соответственно. Интересно, что звезды, имеющие значительно пониженное относительно "литиевого плато" содержание лития, по своим эффективным температурам  $T_{\text{eff}}$  не показывают каких-либо систематических отличий от других звезд (рис. 1b). Важно также отметить, что для многих звезд гало наблюдаемое содержание Li остается достаточно близким к "литиевому плато"  $\log\epsilon(\text{Li}) = 2.2$  (штриховая линия на рис. 1a,b).

Пока еще нет общепризнанного ответа на вопрос, почему некоторые старые карлики гало с низкой металличностью показывают содержание Li, лежащее существенно ниже "литиевого плато". Высказывалось, в частности, предположение, что такие звезды являются "голубыми бродягами" ("blue stragglers"), последние, как известно, тоже не обнаруживают лития в своих спектрах.

Более того, нет уверенного объяснения, почему имеет место расхождение  $-0.5 \text{ dex}$  между наблюдаемым "первичным" содержанием Li ("литиевое

плато") и предсказаниями СМБВ. Предпринимаются попытки (иногда довольно экзотические) усовершенствовать СМБВ; отмечается, например, что устранить указанное расхождение возможно, если допустить изменение со временем фундаментальных констант [15]

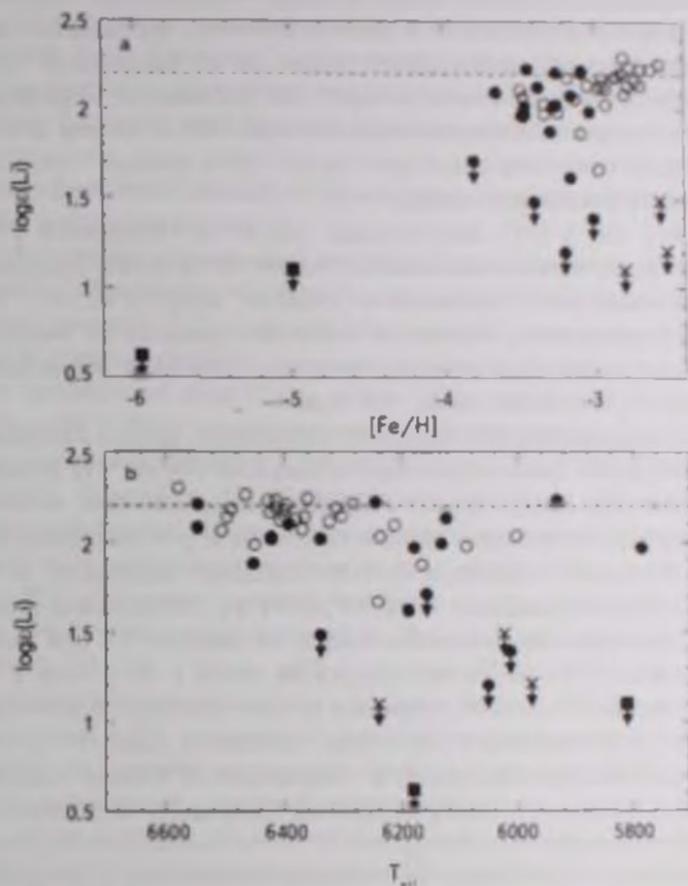


Рис 1. Содержание лития в звездах гало как функция а) индекса металличности  $[Fe/H]$  и б) эффективной температуры  $T_{eff}$  (по данным Бонифацио и др. [12]). Значки со стрелками вниз соответствуют верхним пределам значения  $\log(Li)$ . Штриховая линия соответствует величине  $\log(Li) = 2.2$  ("литиевое плато")

Итак, относительно содержания  $Li$  в старых звездах гало Галактики пока нет однозначных ответов на два важных вопроса: 1) почему существует несоответствие между наблюдаемым первичным содержанием лития и предсказанным теорией Большого Взрыва значением этой величины? 2) почему ряд карликов гало показывает содержание  $Li$  существенно ниже "литиевого плато"? Пока не будут получены уверенные ответы на эти

вопросы, проблему лития для старых звезд гало нельзя считать решенной.

3. *Начальное содержание лития в молодых звездах тонкого диска галактики.* От самых старых звезд Галактики естественно перейти к самым молодым звездам. Речь идет о звездах тонкого диска Галактики (население I), где, в отличие от галактического гало, образование звезд продолжается и в настоящее время. Можно ли из наблюдений найти исходное содержание Li в таких звездах? Это оказывается возможным, если рассматривать те молодые звезды, которые еще не успели заметно проэволюционировать и, благодаря этому, не изменили начальное содержание Li в своих атмосферах.

Из работ [16] и [17], выполненных для F- и G-карликов ГП с нормальной (солнечной) металличностью, следует, что исходное содержание лития для таких звезд составляет в среднем  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ . Это начальное содержание Li у холодных карликов в процессе их эволюции может заметно понижаться, причем тем быстрее, чем ниже эффективная температура  $T_{\text{eff}}$  или масса звезды (см. ниже).

В связи с рассматриваемой проблемой представляет интерес содержание Li в звездах типа T Tau, которые еще не достигли стадии "ГП нулевого возраста" (Zero Age Main Sequence = ZAMS) и, следовательно, являются очень молодыми. Это холодные карлики классов G, K и M небольших масс ( $M \sim 1 M_{\odot}$  и меньше). Мартин и др. [18], определив содержание Li для 55 звезд этого типа с массами  $M$  от 1.2 до  $0.2 M_{\odot}$ , обнаружили резкий максимум в распределении величины  $\log\epsilon(\text{Li})$  на значении 3.1. Эти авторы пришли к выводу, что начальное содержание лития у звезд типа T Tau составляет  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.11 \pm 0.06$ . Обращает на себя внимание фактическое совпадение этой величины с исходным значением  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ , приведенным выше для молодых F- и G-карликов ГП. Следует отметить, что у звезд с массами  $M < 1.2 M_{\odot}$  понижение содержания Li (Li depletion) может начаться еще до их прихода на ГП, т.е. до начала термоядерного горения водорода в ядре звезды. Наблюдаемые содержания Li в звездах T Tau подтверждает такое заключение (детали, см., например, в [18, 19]).

Итак, молодые звезды населения I показывают исходное содержание лития  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ . Косвенно это указывает на такое же содержание лития и в межзвездной газовой-пылевой среде, из которой сформировались эти звезды (по крайней мере, для звезд в окрестности Солнца с нормальной металличностью). Интересно отметить прекрасное согласие этого значения с содержанием Li в метеоритах  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.26 \pm 0.05$  [1]; последнее значение можно рассматривать как содержание Li в начале формирования солнечной системы, т.е. 4.5 млрд. лет назад.

Важно, что содержание Li в молодых звездах населения I оказывается на порядок величины больше указанного выше "реликтового" значения

$\log\epsilon(\text{Li}) = 2.2$ , характерного для старых звезд гало ("литиевое плато"). Возникает вопрос: как мог появиться этот дополнительный литий в тонком диске? Согласно [20,21], источниками обогащения тонкого диска литием (точнее, межзвездной среды в диске) могли быть звезды следующих типов: сверхновые, новые, красные гиганты и звезды на стадии АВГ (Асимптотическая Ветвь Гигантов). Синтезированный в этих звездах литий мог выбрасываться в окружающую межзвездную среду в результате истечения. Изотоп  ${}^7\text{Li}$ , кроме того, мог быть синтезирован благодаря галактическим космическим лучам, которые порождали реакции скалывания (spallation reactions) на более тяжелых и гораздо более обильных ядрах атомов С, N и O в межзвездной среде.

Моделирование химической эволюции Галактики с учетом этих процессов в работе [20] показало, что наибольший вклад (41%) в обогащение литием (точнее, изотопом  ${}^7\text{Li}$ ) до наблюдаемого у молодых звезд уровня  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2$  внесли красные гиганты с массами  $1 \leq M/M_{\odot} < 2$ . Далее по значимости идут космические лучи (25%), новые (18%), сверхновые II типа (9%) и звезды АВГ (0.5%). Эти оценки следует рассматривать как приближенные; в частности, как отмечено в работе [21], вклад звезд АВГ в [20] мог быть занижен. Недавно в [22] было показано, что более 50% в обогащение межзвездной среды литием в окрестности Солнца внесли маломассивные звезды следующих типов: красные гиганты, звезды АВГ и новые. Отметим, что в [22] детально исследована генерация космических лучей в Галактике и их роль в образовании изотопов Li, Be и B. В частности, согласно [22], изотопы  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  на 100% (а изотоп  ${}^{11}\text{B}$  на 70%) обязаны своим происхождением галактическим космическим лучам. Подтвержден вывод, полученный в [20]: источником около 20% изотопа лития  ${}^7\text{Li}$  в солнечной окрестности являются космические лучи (здесь величина 18%, приведенная в [22], пересчитана с вычетом вклада СМБВ).

Следует отметить, что модели химической эволюции нашей Галактики, а также других галактик разрабатываются уже более 30 лет. Эти модели позволяют объяснить ряд закономерностей в наблюдаемых содержаниях элементов как в тонком диске, так и в гало Галактики. Основные принципы построения таких моделей изложены, например, в обзоре Маттеуччи [23].

**4. Эволюция содержания лития в атмосферах карликов диска галактики.** Итак, начальное содержание лития у молодых звезд в окрестности Солнца составляет  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2$ . Однако наблюдаемые содержания Li у звезд тонкого диска могут быть существенно понижены относительно этой величины, и такие изменения связаны с эволюцией звезд. Обсуждение эволюционных изменений в атмосферном содержании Li начнем с карликов классов F-M, звезд населения I на стадии ГП.

Хорошо известна зависимость содержания лития в атмосферах карликов

F-M 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  $M$ . Особенно хорошо зависимость  $\log_e(\text{Li})$  от  $T_{\text{eff}}$  обнаруживается при исследовании звезд одного скопления, так как их возраст приблизительно одинаков. В качестве примера на рис. 2, взятом из книги [24], представлена такая зависимость для двух рассеянных скоплений разного возраста: а) Гиады ( $t \sim 700$  млн. лет) и б) Плеяды ( $t \sim 100$  млн. лет). Хорошо виден тренд в содержании лития: величина  $\log_e(\text{Li})$  уменьшается с понижением  $T_{\text{eff}}$  - причем в более старом скоплении Гиады тренд круче, чем в Плеядах. Последние данные по литию для Гиад [25] и Плеяд [26] надежно подтверждают этот тренд.

Отметим, что зависимость  $\log_e(\text{Li})$  от  $T_{\text{eff}}$  дает в руки исследователей независимый метод определения возраста тесной двойной системы, если оба ее компонента показывают в спектре линию Li I 6707.8 Å. В качестве примера можно привести двойную звезду  $\tau$  Peg (HR 8430), к которой в работе [27] была применена специальная методика, описанная в [24], чтобы получить индивидуальные параметры компонентов, включая  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  и содержание лития  $\log_e(\text{Li})$ . Разница 0.67 dex в значениях  $\log_e(\text{Li})$  между компонентами позволила оценить возраст системы  $t \approx 200$  млн. лет.

Распределение  $\log_e(\text{Li})$  в Гиадах (рис. 2а) показывает еще одну интересную особенность - глубокий "литиевый провал" ("lithium dip") вблизи  $T_{\text{eff}} \sim 6600$  K, где содержание Li падает на два порядка. Такой провал не наблюдается в Плеядах, т.е. он характерен только для достаточно старых скоплений. Рассмотрим оба эти явления (тренд и провал) более подробно.

Наиболее естественным объяснением понижения содержания лития ("lithium depletion") в атмосферах карликов классов F, G, K и M могло бы быть перемешивание вследствие конвекции. Как известно, конвекция у карликов класса F ( $T_{\text{eff}} \geq 6000$  K) развита слабо, но при понижении  $T_{\text{eff}}$ , т.е. при переходе к G-, K- и M-звездам конвективная оболочка становится все мощнее; поэтому чем ниже  $T_{\text{eff}}$ , тем быстрее конвективное перемешивание должно уменьшать содержание Li в атмосфере. Этим можно было бы объяснить наблюдаемый тренд величины  $\log_e(\text{Li})$  с  $T_{\text{eff}}$  у звезд одного скопления (рис. 2). Однако, как показали расчеты, конвекции на стадии ГП оказывается недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемое понижение содержания Li.

Рассмотрим с этой точки зрения Солнце. Современные оценки содержания Li дают для него значения  $\log_e(\text{Li}) = 1.05 \pm 0.10$  [1] и  $1.07 \pm 0.02$  [28]. Таким образом, за время жизни Солнца  $t \sim 4.5 \times 10^9$  лет содержание Li в его атмосфере понизилось на 2.1 dex по сравнению с начальным значением  $\log_e(\text{Li}) = 3.2$ . Как показали расчеты, конвекция не может объяснить наблюдаемое уменьшение  $\log_e(\text{Li})$  в солнечной атмосфере, так

как даже на дне конвективной зоны Солнца температура не достигает величины  $T \sim 2.5 \times 10^6$  К, необходимой для начала выгорания лития.

Предпринимались попытки усовершенствовать модель конвекции для Солнца, чтобы распространить конвективное перемешивание на более глубокие слои. Кроме того, для Солнца и других карликов были предложены дополнительные механизмы перемешивания, способствующие истощению запасов Li в атмосфере, например, гравитационная диффузия, вращение, потеря массы и внутренние гравитационные волны (см., например, [29]). Истощение запасов лития может быть связано также с формированием планетных систем; как оказалось, звезды с планетами показывают тенденцию к усиленному дефициту лития [30].

Какие изменения величины  $\log_e(\text{Li})$  можно ожидать для Солнца в будущем? На этот вопрос в какой-то мере дает ответ работа [28], в которой сравниваются не-ЛТР содержания Li для Солнца ( $t \sim 4.5 \times 10^9$  лет) и его двойника (twi1), имеющего больший возраст, звезды HIP 102152 ( $t \sim 8.2 \times 10^9$  лет). Здесь получено  $\log_e(\text{Li}) = 1.07 \pm 0.02$  для Солнца и  $\log_e(\text{Li}) = 0.48 \pm 0.07$  для HIP 102152; разница в содержании лития составляет около 0.6 dex.

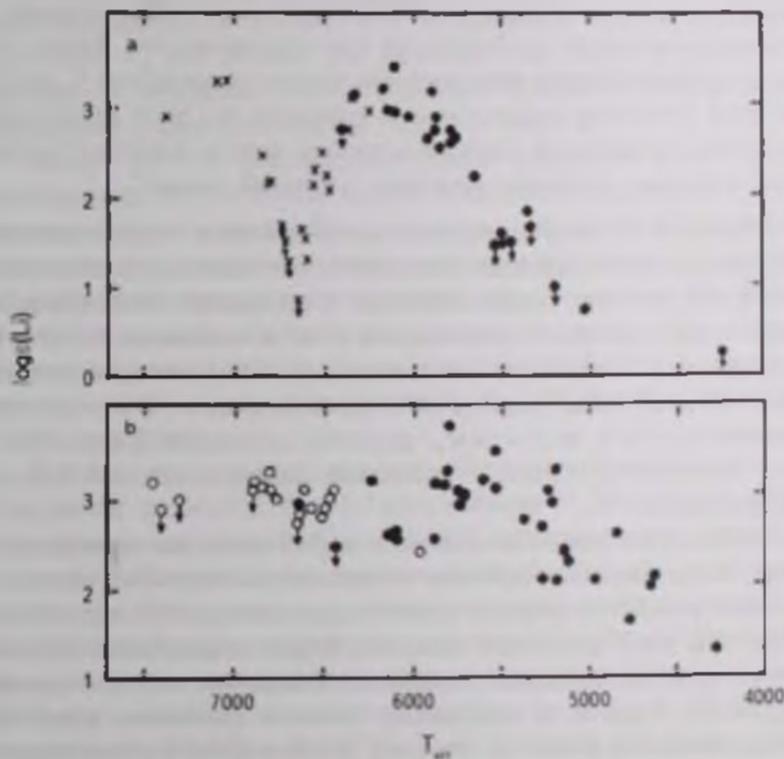


Рис.2. Зависимость содержания лития от  $T_{\text{eff}}$  для звезд двух скоплений разного возраста: а) Гиады ( $t \sim 700$  млн лет) и б) Плеяды ( $t \sim 100$  млн лет), согласно [24].

Отсюда следует, что содержание Li на Солнце в будущем за время  $3.7 \times 10^9$  лет может понизиться на 0.6 dex.

Еще один важный фактом на рис.2 требует объяснения - это "литиевый провал" ("lithium dip"), наблюдаемый у F-карликов в скоплениях Гиалды и в других относительно старых скоплениях с возрастом  $t > 200$  млн. лет. Следует еще раз отметить, что зависимость от эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  на рис.2 фактически отражает зависимость от массы  $M$ . Положение "литиевого провала" у разных скоплений зависит от их показателя металличности  $[Fe/H]$ ; при понижении  $[Fe/H]$  провал смещается в сторону меньших значений  $T_{\text{eff}}$  и  $M$ . В частности, центр провала для Гиалд, скопления с нормальной металличностью, соответствует значению  $M = 1.4 M_{\odot}$ , в то время как для бедного металлами скопления NGC 2243 (здесь  $[Fe/H] = -0.54$ ) центр провала соответствует  $M < 1.06 M_{\odot}$  [31].

В работе [32] показано, что происхождение "литиевого провала" может быть связано с внутренними гравитационными волнами, которые возникают вблизи основания конвективной зоны. Эти волны, взаимодействуя с вращением звезды, влияют на крупномасштабное перемешивание (меридиональная циркуляция и турбулентность), которое приводит к переносу атомов лития в глубокие слои и их выгоранию там. Важно, что именно в области провала распределение скоростей вращения  $V_{\text{rot}}$  по  $T_{\text{eff}}$  у карликов показывает резкое падение примерно от 150 до 10 км/с (см. рис. 1 в [32]). Согласно [32], гидродинамические модели, в которых учтены все эти эффекты, позволяют объяснить "литиевый провал".

**5. Литий в атмосферах холодных гигантов и сверхгигантов.** Завершив стадию ГП, карлики и субгиганты (звезды классов светимости V и IV), как известно, быстро переходят в следующую эволюционную стадию, стадию гигантов и сверхгигантов (классы светимости III, II и I). Среди гигантов и сверхгигантов классов F, G и K, в спектрах которых можно наблюдать литий, встречаются звезды разных масс  $M$ ; относительно массивные из них с  $M = 3 - 20 M_{\odot}$  являются потомками В-звезд ГП, а менее массивные с  $M < 2 M_{\odot}$  - потомками карликов класса A и более поздних классов.

Эволюционная фаза FGK-гигантов и сверхгигантов, как предсказывает теория, сопровождается глубоким конвективным перемешиванием, в результате которого происходят значительные изменения в наблюдаемых содержаниях некоторых легких элементов. В фазе конвективного перемешивания (фаза КП) наблюдается повышение содержания азота и понижение содержания углерода, а содержание лития в атмосфере падает до необнаруживаемой величины. Отметим, что изменения в содержании Li в фазе КП начинаются раньше, чем в содержаниях C и N. Чтобы лучше

понять данные о содержании лития, рассмотрим вкратце аномалии азота и углерода у таких звезд, а также их современную интерпретацию

5.1. *Аномалии азота и углерода.* Уже более 30 лет известна антикорреляция между содержаниями азота и углерода у AFGK-гигантов и сверхгигантов; в среднем чем больше избыток N, тем значительнее дефицит C (см., например, рис.6.4 в [24]). Сравнение с предсказаниями теории в те годы было ограничено тем обстоятельством, что можно было рассчитывать только модели звезд без вращения. Впоследствии оказалось, что быстрое вращение у достаточно массивных звезд может существенно влиять на их эволюцию, включая содержания элементов в атмосфере (Медер [33]). Только современные модели с вращением смогли объяснить не только качественно, но и количественно наблюдаемые аномалии N и C у AFG-сверхгигантов и гигантов, включая антикорреляцию между N и C (Любимков и др. [34,35]).

В работе [35] было проведено сравнение с расчетами таких моделей [36,37]. Из этого сравнения был сделан важный вывод: наблюдаемая антикорреляция между N и C у рассматриваемых звезд отражает прежде всего зависимость аномалий N и C от начальной скорости вращения  $V_0$ ; чем выше  $V_0$ , тем больше эти аномалии (см. рис.12 в [35]). Отсюда следует, что начальная скорость вращения  $V_0$  является столь же важным параметром в эволюции звезды, как и ее масса  $M$ .

Важно, что во вращающейся звезде изменения в атмосферных содержаниях N, C и других легких элементов (в частности, Li) могут начаться уже на первой стадии эволюции - стадии ГП. Действительно, если величина  $V_0$  достаточно велика, вращение индуцирует перемешивание на этой ранней стадии, которое приводит к выносу продуктов термоядерного синтеза из недр звезды на ее поверхность. Отметим в этой связи, что повышение содержания N с возрастом у ранних В-звезд ГП, предшественников AFG-сверхгигантов и гигантов, было обнаружено автором более 30 лет назад [38].

Для нас представляют интерес следующие выводы работы [35]. Найденный дефицит C (до -0.7 dex), избыток N (до +0.9 dex), а также повышенное отношение N/C (до +1.6 dex) свидетельствуют о присутствии перемешанного вещества на поверхности большинства AFG-сверхгигантов и гигантов. Часть этих звезд испытала перемешивание на стадии ГП в результате вращения с начальными скоростями  $V_0 \approx 200 - 300$  км/с. Другая часть, кроме того, испытала впоследствии конвективное перемешивание (КП) на стадии AFG-сверхгиганта; для таких звезд  $V_0 \approx 0 - 150$  км/с. Два сверхгиганта (HR 825 и HR 7876), имея  $V_0 \approx 0$  км/с, уже ушли с ГП, но еще не достигли фазы КП; поэтому они практически сохранили исходные содержания C и N. Один сверхгигант (HR 1865), определенно прошел

фазу КП; для него сравнение с моделями дает оценку  $V_0 \approx 300$  км/с.

Таким образом, сравнение наблюдаемых содержаний С и N у AFG-сверхгигантов и гигантов с моделями вращающихся звезд дает диапазон начальных скоростей вращения  $V_0$  от 0 до 300 км/с. Эволюционный статус таких звезд допускает две возможности: 1) либо они уже покинули ГП, но еще не прошли фазу КП на стадии позднего гиганта (это вариант "пост-ГП"); 2) либо они уже прошли, хотя бы частично, фазу КП (это вариант "пост-КП"). Если исходить только из наблюдаемых содержаний С и N, для многих AFG-сверхгигантов и гигантов не удастся сделать однозначный выбор между этими двумя вариантами. Содержание лития может помочь сделать такой выбор.

**5.2. Содержание лития.** Как оказалось, подавляющее большинство FGK-гигантов и сверхгигантов не показывает лития в своих спектрах. Например, среди 378 G- и K-гигантов, рассмотренных в [39], только около 10% показали детектируемую линию Li I 6707.8 Å в спектре, а среди 417 красных гигантов и сверхгигантов в галактическом балдже, рассмотренных в [40], только 3% обнаружили эту линию. Отсюда можно сделать вывод, что лития в атмосферах таких звезд мало или он полностью выгорел в процессе эволюции.

Объяснение этому явлению было дано уже почти 40 лет назад в первых работах по массовому определению содержания Li в звездах рассматриваемого типа (см., например, Лак [41]; Ламберт и др. [42]). Было высказано предположение, что причиной наблюдаемого дефицита Li является упомянутое выше глубокое перемешивание на данной стадии эволюции (фаза КП), благодаря которому литий попадает в глубокие горячие слои и выгорает там. Как отмечено выше, в те годы можно было рассчитывать только модели звезд без вращения. Детальное сравнение наблюдаемых содержаний Li с современными теоретическими моделями, рассчитанными как с вращением, так и без него, можно найти в работе Любимкова и др. [43]. Полезно еще раз отметить, что выгорание лития в фазе КП начинается раньше, чем изменения в содержаниях азота и углерода.

Выполненный в [43] не-ЛТР анализ содержаний Li для 55 F- и G-сверхгигантов и гигантов (звезды классов светимости I, II и III) и сравнение с предсказаниями современной теории привели к выводу, что атмосферное содержание Li сильно зависит от массы звезды  $M$  и от ее начальной скорости вращения  $V_0$ . Массы звезд, найденные в [43] с помощью эволюционных треков, варьировались от 2 до  $15M_{\odot}$ . Был сделан вывод, что как по наблюдаемым содержаниям Li, так и по результатам сравнения с теорией звезды разделяются на две группы с массами  $M < 6M_{\odot}$  и  $M > 6M_{\odot}$ .

На рис. 3, взятом из [43], представлены как наблюдаемые содержания

лития  $\log\epsilon(\text{Li})$  у рассмотренных гигантов и сверхгигантов, как и некоторые результаты, вытекающие из современных звездных моделей [44,45]. Толстая линия в области  $M = 2 - 6 M_{\odot}$  соответствует предсказаниям теории для фазы "пост-КП" при отсутствии вращения ( $V_0 = 0$  км/с). Лежащая ниже штриховая линия соответствует моделям с  $V_0 = 50$  км/с.

На рис. 3 хорошо видно упомянутое выше разделение между звездами с массами  $M$  больше и меньше  $6 M_{\odot}$ . С одной стороны, для звезд с  $M < 6 M_{\odot}$  наблюдается большой разброс в наблюдаемых значениях  $\log\epsilon(\text{Li})$ , которые варьируются, начиная от исходного содержания  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$  у HR 17905 и HR 7008 и до полного отсутствия признаков лития в спектрах многих звезд (открытые кружки). С другой стороны, для большинства звезд с  $M > 6 M_{\odot}$  характерно отсутствие детектируемого лития; только два сверхгиганта (HR 461 и HR 8313) обнаружили литий. Примечательно, что в этой группе совсем нет звезд с  $\log\epsilon(\text{Li}) > 2.0$  (это звезды "Li-rich", см. следующий раздел).

Заметную группу среди звезд с  $M < 6 M_{\odot}$  на рис. 3 составляют объекты с содержаниями лития  $\log\epsilon(\text{Li}) \sim 1.5$  (зачерненные квадратики). Это именно та величина, которая была предсказана в первых работах по моделированию эволюции невращающихся красных гигантов (Ибен [46,47]). Она хорошо согласуется с современной оценкой  $\log\epsilon(\text{Li}) = 1.4$ ; это средняя величина для моделей "пост-КП" без вращения ( $V_0 = 0$  км/с) с массами  $M = 2 - 6 M_{\odot}$  (сплошная ломаная линия на рис. 3). Интересно, что даже при небольшой

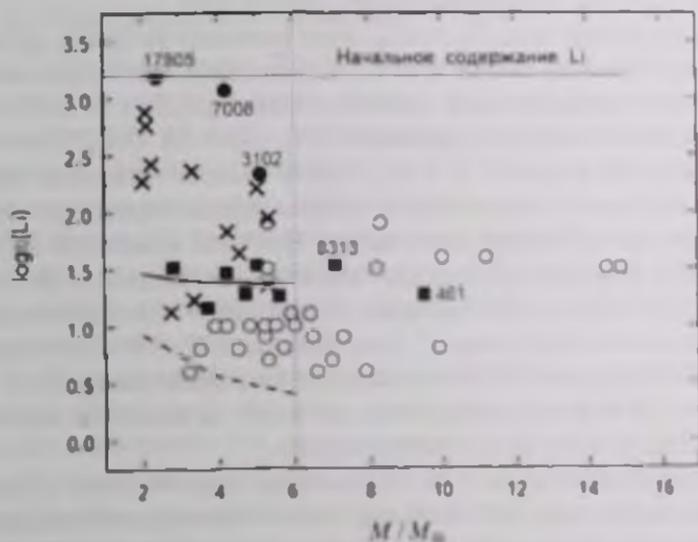


Рис. 3 Содержание лития в атмосферах AFG-сверхгигантов и гигантов как функция их массы (Любимков и др. [43]). Открытые кружки соответствуют верхним пределам значений  $\log\epsilon(\text{Li})$ .

начальной скорости вращения  $V_0 = 50$  км/с содержание Li к концу перемешивания понижается на 2.3-2.9 dex (штриховая линия на рис 3) и становится трудно обнаружимым. При  $V_0 = 100$  км/с падение содержания Li для моделей с  $M = 2 - 6 M_\odot$  в конце этой стадии составляет уже 4-5 dex. Понятно, почему при такой сильной чувствительности  $\log_e(\text{Li})$  к  $V_0$  большинство красных гигантов и сверхгигантов не обнаруживает лития в своих спектрах.

Как видно из рис 3, в случае звезд с массами  $M > 6 M_\odot$  ситуация существенно отличается от случая  $M < 6 M_\odot$ . Отсутствие лития в атмосферах большинства таких гигантов и сверхгигантов вполне согласуется с современными расчетами, которые для моделей с вращением показывают сильное уменьшение (на несколько порядков) атмосферного содержания Li уже к концу стадии ГП. Для моделей без вращения ( $V_0 = 0$  км/с) содержание Li не меняется до конца ГП, однако вскоре после выхода из ГП происходит перемешивание, приводящее к резкому падению содержания Li. Как указано в [43], перемешивание в моделях с  $V_0 = 0$  км/с имеет место в узком диапазоне эффективных температур, конкретно при  $T_{\text{эф}} = 15820$  К в модели с  $M = 7 M_\odot$  и при  $T_{\text{эф}} = 15700$  К в модели с  $M = 15 M_\odot$ . Следовательно, согласно расчетам, у всех звезд с массами  $M > 6 M_\odot$  еще до их прихода в фазу красного гиганта/сверхгиганта практически весь литий должен выгореть. Таким образом, современная теория вполне объясняет отсутствие лития в атмосферах большинства звезд не только с  $M < 6 M_\odot$ , но и с  $M > 6 M_\odot$ , хотя причины отсутствия Li в этих двух группах могут быть разные.

На рис.3 в группе звезд с  $M > 6 M_\odot$  резко выпадают из общей картины сверхгиганты HR 8313 и HR 461 (отмечены на рисунке), показавшие вполне детектируемое содержание лития - соответственно  $\log_e(\text{Li}) = 1.53$  и  $1.27$  [43]. Массы этих звезд определенно превышают  $6 M_\odot$  ( $M = 7.1$  и  $9.5 M_\odot$ ), поэтому, согласно расчетам моделей с  $M > 6 M_\odot$ , они не должны показывать литий. Тем не менее, литий наблюдается, и остается предположить, что в этих сверхгигантах он был недавно синтезирован. Проблема возможного синтеза лития в FGK-гигантах и сверхгигантах обсуждается в следующем разделе.

Итак, содержание лития оказалось чрезвычайно чувствительным к начальной скорости вращения  $V_0$ . Например, при  $V_0 \approx 100$  км/с к концу стадии ГП содержания C и N в атмосфере практически не меняются (см. рис.12 в [35]); в то же время содержание Li падает на несколько порядков и, следовательно, становится необнаружимым.

Из сказанного выше ясно, что современные теоретические модели с вращением вполне объясняют отсутствие лития в атмосферах большинства FGK-гигантов и сверхгигантов. Такие модели могут объяснить присутствие детектируемого лития при условии  $\log_e(\text{Li}) < 2$ . Однако звезды с  $\log_e(\text{Li}) > 2$ , как правило, трудно объяснить с точки зрения классической теории. Такие

звезды, богатые литием ("Li-rich stars"), заслуживают отдельного рассмотрения.

6. *Холодные гиганты и сверхгиганты, богатые литием* Звезды, богатые литием, показывающие содержания  $\log \epsilon(\text{Li}) \geq 2$ , 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. Например, среди 145 FGK-ярких гигантов (класс светимости II), исследованных в [48], только 5 звезд (~3%) оказались принадлежащими к этому типу (следует отметить, что анализ линии Li I 6707.8 Å в [48] был выполнен в ЛТР-приближении). Среди 417 красных гигантов галактического балджа, рассмотренных в [40], только 4 звезды (~1%) показали содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) > 2.0$ . Среди 378 G- и K-гигантов, исследованных в [39], только 3 звезды (~1%) принадлежат к типу "Li-rich". Тот факт, что таких звезд мало, может свидетельствовать о краткой продолжительности этой фазы эволюции.

В литературе наметилась тенденция разделять такие звезды на гиганты, просто богатые литием ("Li-rich giants") и на гиганты, сверхбогатые литием ("super Li-rich giants"). Принимая такое разделение, определим следующие интервалы значений  $\log \epsilon(\text{Li})$  для этих двух групп:  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.0 - 3.3$  в первом случае и  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.5 - 4.3$  во втором. 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 для гигантов "super Li-rich", напротив, это значение существенно превышено.

6.1. *Гиганты типа "Li-rich"* Следует отметить, что на рис. 3 звезд с  $\log \epsilon(\text{Li}) > 2$  довольно много; однако это кажущееся обилие явилось следствием того, что в [43] к первоначальному списку звезд были добавлены гиганты из списка [49], причем только те 12 звезд, что показали уверенно детектируемое содержание лития (крестики на рис. 3). Отметим, что для этих 12 звезд в [43] были заново определены эффективная температура  $T_{\text{eff}}$ , ускорение силы тяжести  $\log g$  и масса  $M$ , не-ЛТР содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li})$  было найдено по эквивалентной ширине линии Li I 6707.8 Å. Среди них оказалось 7 звезд типа "Li-rich".

В [43] был установлен важный факт: все гиганты и сверхгиганты типа "Li-rich" имеют массы  $M < 6 M_{\odot}$ . Такой вывод был сделан не только по данным самой работы [43], но и по всем доступным литературным данным.

В качестве примера в табл. 2 приведены параметры десяти гигантов типа "Li-rich", исследованных в [43]. В нижней части таблицы отдельно представлены упомянутые выше 7 гигантов "Li-rich" из списка [49] (звезды от HR 1135 до HR 6604). Все гиганты в табл. 2 являются довольно близкими звездами, их расстояния  $d$  варьируются от 37 до 342 пк. Массы  $M$  этих гигантов меняются от 2.0 до  $5.3 M_{\odot}$ , т.е. выпадает отмеченное

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ДЕСЯТИ ГИГАНТОВ ТИПА "Li-rich",  
ИССЛЕДОВАННЫХ В РАБОТЕ [43]

HR	HD	Sp	$d$ , пк	$T_{\text{eff}}$	logg	$V \sin i$ , км/с	$M / M_{\odot}$	log $\epsilon(\text{Li})$
—	17905	F5 III	157	6580	3.26	53	2.4	3.18±0.11
3102	65228	F7 II	161	5690	2.17	12	5.1	2.33±0.19
7008	172365	F8 II	342	6220	2.53	58	4.2	3.07±0.12
1135	23230	F3 II	170	6570	2.39	49	5.0	2.21
1644	32655	F0 III	236	7150	2.98	—	3.3	2.36
6707	164136	F5 II	264	6410	2.29	27	5.3	1.95
1298	26574	F0 III	37	7040	3.62	108	2.1	2.76
2936	61295	F1 III	102	6880	3.51	35	2.1	2.88
5913	142357	F4 III	95	6530	3.48	27	2.0	2.27
6604	161149	F1 III	120	6910	3.42	66	2.2	2.42

выше неравенство  $M < 6 M_{\odot}$ . Следует отметить, что все гиганты типа "Li-rich" в табл.2 оказались принадлежащими спектральному классу F; их эффективные температуры  $T_{\text{eff}}$  варьируются от 5690 до 7150 К. Однако среди гигантов "Li-rich" встречаются и более холодные звезды; например, в работе [50] приведены данные для более 30 K-гигантов с содержаниями лития  $\log\epsilon(\text{Li}) = 2.0 - 3.3$  и температурами  $T_{\text{eff}} = 3900 - 5150$  К.

В табл.2 и на рис.3 обращают на себя внимание два F-гиганта, HD 17905 и HR 7008, у которых содержание  $\log\epsilon(\text{Li})$  в пределах ошибки совпадает с начальным содержанием  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$  у молодых звезд. Возможно ли, чтобы эти звезды, дойдя до стадии холодного гиганта, сохранили бы неизменным свое исходное содержание лития? Выше, когда обсуждались аномалии азота и углерода (раздел 5.1), были отмечены два сверхгиганта (HR 825 и HR 7876), которые, имея  $V_0 = 0$  км/с, уже ушли с ГП, но еще не достигли фазы полного КП (конвективное перемешивание); поэтому они практически сохранили исходные содержания N и C. Однако в случае гигантов HD 17905 и HR 7008 такой сценарий, по-видимому, не проходит, так как эти звезды имеют большие скорости вращения - 53 и 58 км/с, соответственно (табл.2). Если принять, что и в начале ГП эти два гиганта имели скорости вращения  $V_0 \sim 50$  км/с, тогда, согласно расчетам [45], содержание лития в их атмосферах (точнее, в моделях с массами 2 и  $4 M_{\odot}$ ) к концу ГП должно было понизиться на 0.6 dex и 1.1 dex, соответственно, чего не наблюдается. Таким образом, с точки зрения теории, гиганты HD 17905 и HR 7008 никак не смогли бы сохранить неизменным исходное содержание лития. Возникает предположение, что в этих звездах недавно имел место синтез лития.

Повышенные скорости вращения  $V_{\text{sin } i}$ , как видно из табл.2, вообще характерны для большинства звезд типа "Li-rich". Важно, что подобные значения  $V_{\text{sin } i}$  совершенно нетипичны для холодных гигантов таких масс. Действительно, из расчетов [37] следует, что для моделей звезд с массами  $M = 2 - 5 M_{\odot}$  и начальными скоростями вращения  $V_0 = 200$  км/с после достижения стадии G- и K-гиганта или сверхгиганта (точнее, в конце фазы горения гелия) поверхностные скорости вращения составляют всего лишь 3-5 км/с. Этот вывод хорошо согласуется с наблюдениями нормальных красных гигантов; например, как показано в [51], наблюдаемые скорости  $V_{\text{sin } i}$  у большинства гигантов с массами  $M = 1.3 - 2.2 M_{\odot}$  в 11 рассеянных скоплениях составляют 1-5 км/с. С другой стороны, в табл.2 присутствуют пять F-гигантов "Li-rich" с  $M \sim 2 M_{\odot}$ , имеющие гораздо более высокие значения  $V_{\text{sin } i}$  - от 27 км/с до 108 км/с (у HR 1298, см. [52]). Интересно, что, в отличие от звезд "Li-rich", приведенных в табл.2, у подавляющего большинства тех 33 звезд, для которых в [43] не был найден литий (для них там удалось оценить лишь верхний предел величины  $\log(\text{Li})$ ), скорости вращения достаточно малы:  $V_{\text{sin } i} = 3.5 - 11$  км/с.

Таким образом, проблема высокого содержания Li у гигантов "Li-rich" оказывается связанной с другой проблемой - необычно высокими скоростями вращения у таких звезд.

В табл.2 заслуживает отдельного рассмотрения гигант HR 3102, для которого, согласно [35], найдены следующие аномалии в содержаниях углерода и азота (относительно солнечных содержаний): дефицит углерода  $[\text{C}/\text{Fe}] = -0.24$ , избыток азота  $[\text{N}/\text{Fe}] = 0.41$  и повышенное отношение  $[\text{N}/\text{C}] = 0.65$ . Такие аномалии C и N, как отмечено в разделе 5.1, характерны для гигантов, прошедших фазу КП; в этом случае весь литий должен был выгореть. Высокое значение  $\log(\text{Li}) = 2.33$  у HR 3102 снова приводит к предположению о недавнем синтезе лития.

**6.2. Гиганты типа "super Li-rich".** Гиганты, сверхбогатые литием ("super Li-rich giants"), образуют очень малочисленную и загадочную группу. Их содержания лития  $\log(\text{Li}) = 3.5 - 4.3$ , которые существенно превышают исходное содержание  $\log(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ , невозможно объяснить в рамках стандартной теории звездной эволюции.

В табл.3 в качестве примера приведены параметры двух K-гигантов типа "super Li-rich" - звезды HR 3597 = HD 77361 (Любимков и др. [53]) и звезды № 3416 в скоплении Trumpler 5 (Монако и др. [54]). Эти звезды весьма похожи по своим величинам  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  и  $V_r$ , но у них заметно различаются значения параметра металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , который для второй звезды понижен на 0.5 dex относительно Солнца. Кроме того, у второй звезды масса оказалась заметно больше, чем у первой:  $M = 1.3 \pm 0.2$  и  $5 \pm 1 M_{\odot}$ , соответственно. Оценка массы  $M$  для звезды № 3416 в [54] отсутствует: она была получена

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ДВУХ К-ГИГАНТОВ ТИПА "SUPER Li-RICH",  
СОГЛАСНО ДАННЫМ ЛЮБИМКОВА И ДР. [53] ДЛЯ HR 3597  
И МОНАКО И ДР. [54] ДЛЯ ЗВЕЗДЫ №3416  
В СКОПЛЕНИИ Trumpler 5

Звезда	$T_e$	$\log g$	$V_r$ , км/с	$V \sin i$ , км/с	[Fe/H]	$\log \epsilon(\text{Li})$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$M/M_\odot$
HR 3597 (HD 77361)	4370 $\pm 100$	2.30 $\pm 0.10$	1.1 $\pm 0.2$	4.5	-0.01 $\pm 0.14$	3.75 $\pm 0.11$	$4.3 \pm 0.5^1$	1.3 $\pm 0.2$
№ 3416 (Trumpler 5)	4870	2.05	1.3	2.8	-0.54 $\pm 0.10$	3.75	$14 \pm 3$	$5 \pm 1^2$

<sup>1</sup> Кумар и Редди [56]

<sup>2</sup> наша оценка массы  $M$

нами с помощью тех же эволюционных треков [55], которые были использованы в [53] для HR 3597. Ошибка  $\pm 1 M_\odot$  в значении  $M$  для № 3416 была получена при предположении, что неопределенность в параметре  $\log g$  достигает  $\pm 0.3 \text{ dex}$ .

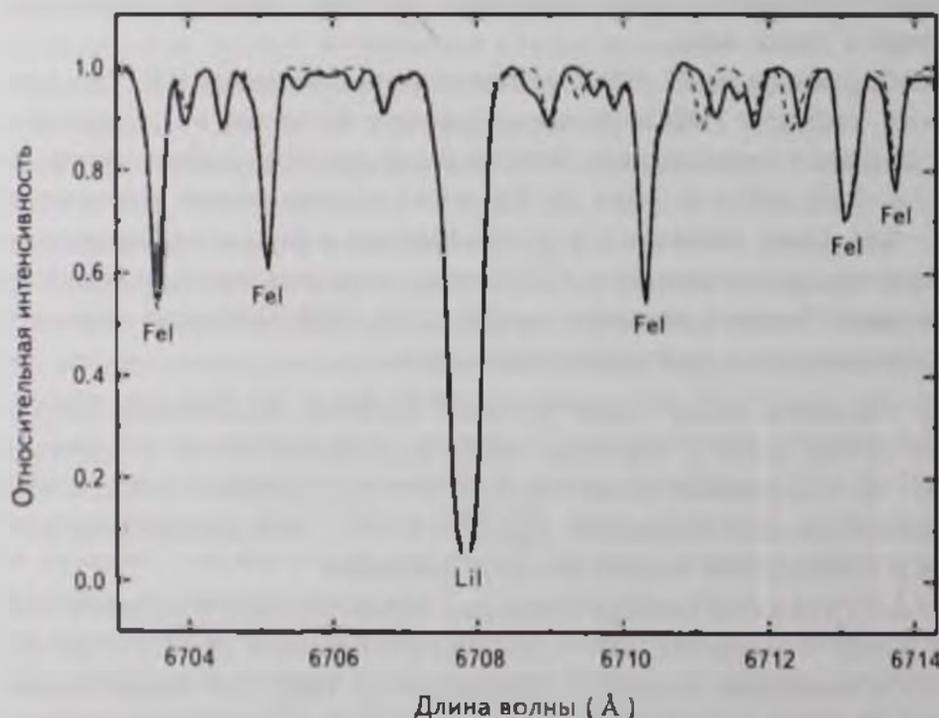


Рис. 4. Участок спектра в области линии Li I 6707.8 Å у звезды HR 3597 = HD 77361 типа "super Li-rich" (Любимков и др. [53]). Сплошная кривая представляет наблюдаемый спектр, а штриховая кривая - синтетический спектр. Согласно рассчитанного профиля этой сильной линии с наблюдаемым профилем достигается при высоком содержании лития  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.69$ .

Интересно, что наблюдаемые скорости вращения  $V_{\text{ini}}$  у этих двух К-гигантов, в отличие от звезд типа "Li-rich", представленных в табл. 2, весьма малы и согласуются со значениями  $V_{\text{ini}}$  для нормальных К-гигантов.

He-ЛТР анализ содержания лития для первой звезды в табл. 3 был выполнен по трем линиям Li I, а именно по резонансной линии 6707.8 Å и субординатным линиям 6103.6 Å и 8126.4 Å (последняя в бленде с линией молекулы CN). Для второй звезды были использованы линии 6707.8 Å и 6103.6 Å. Интересно, что оба гиганта показали одинаково высокое содержание лития -  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 3.75$ . Таким образом, содержание Li в атмосферах этих звезд оказалось в 3.5 раза больше начального содержания. Высокое содержание лития у звезды HR 3597 иллюстрирует рис. 4, где показан участок спектра, содержащий резонансную линию Li I 6707.8 Å; здесь сплошная кривая представляет наблюдаемый спектр, а штриховая кривая - синтетический спектр. Чтобы рассчитанный профиль этой сильной и глубокой линии согласовать с наблюдаемым профилем, было принято большое содержание лития  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 3.69$  [53].

Важным общим свойством этих двух К-гигантов является низкое отношение изотопов углерода:  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 4.3 \pm 0.5$  для HR 3597 [56] и  $14 \pm 3$  для № 3416 [54]. Оно сильно понижено по сравнению с начальным (солнечным) отношением  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 89$  [1]; это является прямым доказательством, что оба гиганта прошли фазу КП. Еще раз подчеркнем, что, согласно стандартной теории эволюции, при перемешивании в этой фазе весь литий, содержащийся в атмосфере, должен был выгореть. Отметим, что Кумар и др. [50] показали, что низкое отношение изотопов углерода  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 4 - 28$  характерно для некоторых других К-гигантов типа "super Li-rich", а также для многих гигантов типа "Li-rich".

**6.3. Синтез лития или захват планеты?** Современные теоретические модели звезд, рассчитанные с учетом вращения, оказались успешными в объяснении ряда особенностей холодных гигантов и сверхгигантов (например, давно известной антикорреляции "азот-углерод", см. раздел 5.1). Объясняют они и отсутствие лития в атмосферах большинства таких звезд (см. [43]). Однако при рассмотрении гигантов, богатых литием ( $\log_{\epsilon}(\text{Li}) \geq 2$ ), они зачастую не имеют успеха. С точки зрения стандартной теории, если звезда в стадии холодного гиганта прошла через фазу КП, весь наблюдаемый литий должен был исчезнуть.

Теория может объяснить высокое содержание лития в атмосфере FGK-гиганта (сверхгиганта) только в том случае, если его начальная скорость вращения  $V_0$  была близка к нулю и, кроме того, гигант еще не достиг фазы КП. В случае выполнения точного равенства  $V_0 = 0$  км/с такой гигант должен сохранить свое исходное содержание лития  $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ . Если же скорость  $V_0$  была немного выше, величина  $\log_{\epsilon}(\text{Li})$  будет несколько понижена

по сравнению с исходным содержанием. Интересно, что наблюдаемые скорости вращения у многих В-звезд ГП, предшественников FGK-гигантов и сверхгигантов, действительно близки к нулю. В частности, согласно [57], максимум в распределении скоростей вращения у карликов ГП классов В0-В2 приходится на интервал  $V_{\text{rot}} = 0 - 20$  км/с (см. рис. 14 в [57]). Близкий результат ранее был получен в [58]: максимум в распределении  $V_{\text{rot}}$  у ранних В-звезд ГП приходится на интервал  $0 - 50$  км/с.

Абт и др. [59], исследуя скорости вращения у В-звезд ГП, нашли, что довольно большая доля этих звезд имела начальные скорости  $V_0 \sim 50$  км/с (детали см. в [43]). В этой связи следует отметить, что расчеты [45] вращающихся моделей с массами  $M = 2, 4$  и  $6 M_{\odot}$  показали, что при  $V_0 = 50$  км/с к концу стадии ГП происходит понижение  $\log \epsilon(\text{Li})$ , соответственно на 0.6, 1.1 и 1.4 dex. Отсюда следует, что звезды с  $M < 4 M_{\odot}$  и  $V_0 = 50$  км/с, когда они достигают стадии F-гиганта/сверхгиганта, но еще не вступили в фазу КП (т.е. при  $T_{\text{eff}} > 5900$  К), имеют содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) > 2.0$  и, следовательно, могут быть отнесены к типу "Li-rich giant".

При более высоких начальных скоростях вращения (например, при  $V_0 = 100$  км/с) уже к концу стадии ГП содержание Li в атмосфере падает на несколько порядков и, следовательно, становится ненаблюдаемым. Из сказанного выше следует, что теоретические модели могут объяснить существование звезд "Li-rich" с  $M < 6 M_{\odot}$  и  $V_0 < 50$  км/с, однако при более высоких значениях  $V_0$  теория оказывается несостоятельной.

Изложенный выше сценарий появления гигантов "Li-rich", возможно, применим к некоторым звездам из табл. 2, которые являются F-гигантами и, за исключением одной звезды (HR 3102), имеют эффективные температуры  $T_{\text{eff}} > 6200$  К, т.е. возможно, еще не достигли фазы КП. К гиганту HR 3102, самой холодной звезде в табл. 2 ( $T_{\text{eff}} = 5690$  К), такой сценарий не применим, так как для него найдены дефицит C и избыток N (см. выше), т.е. он уже прошел фазу КП, поэтому литий в его атмосфере в результате перемешивания должен был исчезнуть. Стандартная теория не может объяснить и высокие скорости вращения  $V_{\text{rot}} > 50$  км/с у ряда гигантов в табл. 2. Напомним также, что многие звезды типов "Li-rich" и "super Li-rich", показывая высокое содержание Li, одновременно демонстрируют и сильно пониженное отношение изотопов углерода  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , которое доказывает, что они прошли фазу КП. Чтобы объяснить высокие значения  $\log \epsilon(\text{Li})$  у таких звезд, приходится предположить, что в них недавно имел место синтез лития.

Предполагается, что синтез лития в красных гигантах может быть осуществлен через механизм Кэмерона-Фаулера (Cameron-Fowler mechanism), предложенный этими авторами [60] более 40 лет назад. Он включает следующие реакции:  $^3\text{He} + \alpha \rightarrow \text{Be} + \gamma$ ;  $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$ , т.е. из  $^3\text{He}$ , через  $^7\text{Be}$  синтезируются атомы  $^7\text{Li}$ . Механизм Кэмерона-Фаулера реализуется при

довольно специфических условиях; в частности, важную роль должна играть конвекция, которая способствует быстрому выносу  $^6\text{Li}$  в более холодные слои атмосферы. Сначала этот механизм был предложен для объяснения синтеза лития в звездах с массами  $M = 4 - 6 M_{\odot}$  на стадии АВГ (Асимптотическая Ветвь Гигантов); позже его применили для объяснения обогащения Га тактики литием за счет взрывов новых [61,62]. Что касается богатых литием К-гигантов с массами  $M \approx 1 - 2 M_{\odot}$  на стадии ВКГ (Ветвь Красных Гигантов), здесь применение механизма Кэмерона-Фаулера сталкивается с определенными трудностями. В противоположность звездам АВГ, где для выноса  $^6\text{Li}$  в верхние слои достаточно обычной конвекции, для гигантов на ВКГ требуется дополнительное перемешивание (extramixing) [61]. Кроме того, остается неясным, на каком конкретном участке ВКГ может работать этот механизм (эта проблема обсуждается в [50] и [63]).

В последние годы все более активно обсуждается альтернативная гипотеза: обогащение звезды литием вследствие захвата ею планеты-гиганта типа Юпитера. Возможность такого захвата представляется вполне вероятной. С одной стороны, как показали многолетние поиски экзопланет, существование планет около красных гигантов - достаточно распространенное явление. С другой стороны, согласно расчетам (см., например, [64]), в формирующихся планетных системах имеет место миграция планет, которые могут достаточно близко приближаться к центральной звезде. Сам красный гигант в процессе эволюции на ВКГ увеличивает свой радиус, что может нарушить стабильность движения планеты, находящейся на достаточно близкой орбите. Все это в конечном итоге может привести к падению планеты на звезду. При этом, во-первых, изменяется химический состав атмосферы звезды (включая содержание  $\text{Li}$ ) и, во-вторых, может быть инициировано указанное выше дополнительное перемешивание, необходимое для запуска механизма Кэмерона-Фаулера.

В [65] отмечено, что поглощение холодным гигантом большой планеты может приводить не только к повышению содержания лития, но также к увеличению скорости вращения звезды. Этим как будто можно объяснить отмеченный выше факт, что некоторые гиганты  $\text{Li-rich}$  показывают высокие скорости вращения, совершенно нетипичные для нормальных холодных гигантов. Однако такой сценарий, по-видимому, не может объяснить, почему многие гиганты  $\text{Li-rich}$  обнаруживают низкое отношение изотопов углерода  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , которое, с другой стороны, хорошо объясняется глубоким перемешиванием (фаза КП) на стадии ВКГ.

Недавно в работе [66], выполненной большой группой исследователей, было открыто 20 новых гигантов типа  $\text{Li-rich}$ . Детальный анализ полученных данных, а также данных из литературы позволил авторам [66] дополнить сценарий с захватом планеты-гиганта новыми деталями. В частности,

как оказалось, этот сценарий предсказывает увеличение частоты гигантов Li-rich с повышением металличности  $[Fe/H]$ ; и действительно, большинство таких звезд имеет нормальную металличность  $[Fe/H] \sim 0$ , в то время как число звезд с пониженной металличностью  $[Fe/H] \sim -0.5$  очень мало.

Несмотря на определенные успехи в изучении гигантов типов "Li-rich" и "super Li-rich", тем не менее, можно заключить, что этот феномен требует дальнейших исследований.

7. *Литий в магнитных Ap-звездах.* Магнитные Ap-звезды являются A- и F-звездами на стадии III. Первая их особенность - довольно сильные магнитные поля, часто показывающие переменность с фазой вращения и достигающие на поверхности звезд десятков тысяч Гс (см., например, каталог [67]). Другая особенность - значительные аномалии в содержаниях многих химических элементов; следовательно, эти объекты относятся к химически пекулярным звездам (CP-звездам). У магнитных Ap-звезд с эффективными температурами  $T_{\text{eff}} < 8500 \text{ K}$  наблюдается резонансная линия Li I 6707.8 Å, которая нередко показывает переменность, а ее анализ приводит к интересным результатам.

7.1. *С чем сравнивать содержание Li?* Химические аномалии магнитных Ap-звезд (относительно Солнца) показывают очевидный тренд с ростом атомного номера  $Z$ : в среднем, чем тяжелее элемент, тем больше его избыток (см., например, [24]). У относительно легких элементов избытки малы или даже имеют знак "минус", однако с ростом  $Z$  они увеличиваются, а у наиболее тяжелых элементов от Pt до U ( $Z = 78 - 92$ ) они достигают 5-7 dex [68].

Приходится констатировать, что литий, оправдывая свой особый статус в эволюции химического состава звезд, выпадает из этой зависимости. Действительно, в атмосферах некоторых магнитных Ap-звезд определяемое содержание Li достигает значений  $\log \epsilon(\text{Li}) \sim 4$  (см. ниже), т.е. избыток этого легкого элемента с атомным номером  $Z = 3$  по отношению к Солнцу достигает величины  $\sim 3 \text{ dex}$ . Столь большая величина резко выделяется на фоне других легких элементов. В связи с этим возникает вопрос: правомерно ли сравнение с Солнцем в случае лития?

В исследованиях химического состава звезд Солнце принято рассматривать как некий эталон звезды с нормальным химическим составом. За время его жизни (около 4.5 млрд. лет) содержания тяжелых элементов в его атмосфере практически не изменились, более того, они соответствуют химическому составу окружающей межзвездной среды, из которой продолжают рождаться молодые звезды. Доказательством служат совпадение солнечных содержаний ряда элементов с их средним содержанием в атмосферах молодых B-звезд и AFG-сверхгигантов в окрестности Солнца (детали см., например, в [69]).

С этой точки зрения сравнение с Солнцем как с неким эталоном вполне оправдано. Однако в случае легких элементов Li, Be и B такой подход нельзя считать обоснованным, так как содержания Li, Be и B на Солнце претерпели заметные эволюционные изменения. Особенно это относится к литию.

Как уже отмечалось в разделе 4, в атмосфере Солнца за время его жизни литий успел сильно изменить свое содержание - от исходной величины  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ , которая характерна для молодых звезд и межзвездной среды в окрестности Солнца, до пониженного значения, для которого современные оценки дают  $\log\epsilon(\text{Li}) = 1.05 \pm 0.10$  [1],  $1.07 \pm 0.02$  [28] и  $1.03 \pm 0.03$  [70]. Ясно, что сегодняшнее содержание лития на Солнце, которое в 140 раз меньше начального значения, нельзя рассматривать как некоторую начальную точку отсчета. В данном случае лучше считать точкой отсчета величину  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$  - исходное содержание Li в молодых звездах, а также межзвездной среды в окрестности Солнца. В случае магнитных Ap-звезд такой подход вполне оправдан, поскольку речь идет о достаточно молодых звездах, находящихся на стадии ГП.

*7.2. Пятна лития на поверхности магнитных Ap-звезд.* Характерной особенностью спектров магнитных Ap-звезд является правильная переменность линий многих химических элементов. Такая переменность была интерпретирована как следствие неоднородного распределения элементов на поверхности вращающейся звезды. Ее анализ проводился на основе модели наклонного магнитного ротатора; другими словами, рассматривалась вращающаяся магнитная звезда, у которой магнитная ось (ось диполя) наклонена к оси вращения. Были обнаружены пятна ряда элементов, где их содержание значительно повышено: при этом пятна одних элементов концентрировались около магнитных полюсов, в то время как пятна других элементов могли группироваться около магнитного экватора (см., например, [24]).

Рассмотрим в этом контексте линию лития 6708 Å. Полосухина и др. [71] проанализировали поведение этой линии в спектрах 12 магнитных Ap-звезд (все типа SrCrEu) и пришли к выводу, что эти звезды можно разделить на четыре группы:

*группа 1* - линия 6708 Å показывает сильную переменность по интенсивности и по длине волны, эквивалентная ширина линии меняется с фазой вращения более чем в 2 раза (2 звезды);

*группа 2* - линия переменная, но переменность менее выражена (2 звезды);

*группа 3* - линия видна, но не показывает переменности (4 звезды);

*группа 4* - линия в спектре отсутствует (4 звезды).

Авторы [71] пришли к выводу, что поведение линии 6708 Å в группах

ПАРАМЕТРЫ ЧЕТЫРЕХ МАГНИТНЫХ  $\gamma$ Ar-ЗВЕЗД С ПОСТОЯННОЙ ЛИНИЕЙ Li I 6707.8 Å (по данным [71] и [72])

HD	Имя	$P_{\text{пульс}}$ , мин	$V \sin i$ , км/с	$T_{\text{эф}}$	logg	log $\epsilon$ (Li)
134214		5.65	3.0	7500	4.0	3.9
137949	33 Lib	8.3	2.5	7750	4.5	4.1
166473		8.8	3.0	7750	4.0	3.6
201601	$\gamma$ Equ	12.4	0.5	7750	4.0	3.8

1, 2 и 3 можно объяснить существованием двух литиевых пятен на поверхности звезды, если применить модель наклонного ротатора с различным наклоном магнитной оси (оси диполя) к оси вращения. При этом пятна расположены в районах магнитных полюсов.

Для двух звезд 1-й группы (HD 83368 и HD 60435), согласно оценке [72], содержание лития в пятнах достигает  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.6 - 3.8$ , в то время как в окружающей фотосфере оно составляет  $\log\epsilon(\text{Li}) = 1.8$ .

Для четырех звезд 3-й группы некоторые данные, включая оценки содержания лития [72], представлены в табл.4. Все эти звезды принадлежат к интересному типу  $\gamma$ Ar-звезд, показывающих быстрые пульсации; период пульсаций  $P_{\text{пульс}}$  в данном случае составляет от 5.65 до 12.4 мин (табл.4). Постоянство линии лития 6708 Å у этих звезд (ее эквивалентная ширина  $W' = 100 \text{ mÅ}$  [71]) объясняют следующими причинами: во-первых, ось вращения звезды направлена почти на наблюдателя; во-вторых, угол между магнитной осью и осью вращения достаточно мал (Подобная модель для звезды 33 Lib изображена на рис.7 в [72]). В такой модели наклонного ротатора линия 6708 Å не показывает переменности с фазой вращения, а наблюдатель постоянно видит одно пятно лития, расположенное в районе магнитного полюса. Из ЛТР-анализа линии 6708 Å авторы [72] получили для этих звезд повышенное содержание лития  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.6 - 4.1$  (табл.4). Следует иметь в виду, что эта величина  $\log\epsilon(\text{Li})$  усреднена по наблюдаемой полусфере звезды, в то время как значение  $\log\epsilon(\text{Li})$  непосредственно в литиевом пятне может быть существенно выше. Отметим также, что, согласно приближенным оценкам [72], эти звезды имеют повышенное отношение изотопов лития:  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.2 - 0.5$  (для Солнца  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.08$  [1]).

Для четырех звезд 4-й группы линия лития 6708 Å в спектре отсутствует, и основной причиной этого, по-видимому, является слишком высокая эффективная температура  $T_{\text{эф}}$ . Три из этих звезд являются ранними A-звездами подклассов A2-A3 [71], и для одной из них,  $\sigma$  Vir = HD 118022, в базе данных SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fid>) приведены

оценки  $T_{\text{eff}} = 9690 - 9880$  К. При столь высоких значениях  $T_{\text{eff}}$  весь литий в атмосфере ионизован, поэтому здесь линия Li I 6708 Å не может наблюдаться в принципе (напомним, что ее можно детектировать лишь при  $T_{\text{eff}} < 8500$  К). Четвертая звезда этой группы,  $\alpha$  Cig = HD 128898, принадлежит подклассу A9 и имеет более низкую температуру ( $T_{\text{eff}} = 8000$  К,  $\log g = 4.42$  [73]). Расчеты [43] показали, что если эквивалентная ширина линии лития  $W < 5$  mÅ (предел обнаружения), то при  $T_{\text{eff}} = 8000$  К ей соответствует верхний предел содержания лития  $\log \epsilon(\text{Li}) < 2.8$ ; следовательно, даже при достаточно высоком содержании Li линия не видна. Таким образом, отсутствие детектируемой линии 6708 Å в спектре Ap-звезды может быть следствием либо слишком высокой температуры  $T_{\text{eff}} > 8500$  К, либо (при  $T_{\text{eff}} < 8500$  К) недостаточно высокого содержания Li.

В качестве примера детального исследования неоднородностей химического состава на поверхности магнитной Ap-звезды (так называемое доплеровское картирование) можно привести работу [74], в которой были построены карты распределения для 13 элементов от лития ( $Z=3$ ) до гадолиния ( $Z=64$ ) на поверхности звезды HD 3980 ( $T_{\text{eff}} = 8300$  К,  $\log g = 4.0$ ). Оказалось, что на магнитных полюсах, где поле достигает 7 кГс, содержание лития усилено до величины  $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 6$ , что на 5 dex больше, чем на Солнце, и на 3 dex выше исходного содержания в звездах ГП. Следует отметить, что наряду с литием концентрацию в пятнах около магнитных полюсов показали такие элементы как кислород, марганец, а также редкоземельные элементы Pr и Nd; при этом, например, содержание Pr в пятне более чем на 5 dex превышает солнечное содержание.

Из всего сказанного можно сделать вывод, что литий в атмосферах магнитных Ap-звезд сконцентрирован в пятнах на магнитных полюсах, где его содержание может быть на несколько порядков выше, чем в окружающей фотосфере. Наблюдаемые проявления линии лития 6708 Å (ее периодическая переменность или постоянство) зависят от таких геометрических факторов как положение оси вращения звезды относительно наблюдателя и угол наклона магнитной оси к оси вращения.

Какова природа высоких содержаний  $\log \epsilon(\text{Li})$  у магнитных Ap-звезд? Поскольку сильную концентрацию около магнитных полюсов, наряду с литием, показывают и другие элементы (например, O, Mn, Pr и Nd), было бы естественно искать общую причину данного явления для всех упомянутых элементов. Наиболее популярное объяснение, используемое для ответа на данный вопрос, - это диффузия атомов в наружных слоях звезды. Эта гипотеза привлекается для объяснения других особенностей магнитных Ap-звезд, например, упомянутого выше тренда избытка элементов у Ap-звезд с ростом атомного номера  $Z$ . Ее же используют для объяснения стратификации элементов по высоте в атмосфере; см., например,

работу [75], где исследовано вертикальное распределение ряда элементов у  $\alpha$ Ar-звезды 10Aql и найден, в частности, избыток  $-4\text{dex}$  в содержаниях Rg и Nd в высоких слоях атмосферы ( $\log t_{400} < -3.6$ ) по отношению к более глубоким слоям, имеющим нормальное содержание Rg и Nd.

Гипотеза диффузии кратко обсуждается в [74]. Здесь отмечено, что диффузия может объяснить усиление на магнитных полюсах таких элементов как Li, O, Mn, Rg и Nd, однако она не может объяснить одновременно поведение других элементов, показывающих более сложное распределение по поверхности звезды. По-видимому, чтобы дать полное объяснение всех явлений, наблюдаемых у магнитных Ar-звезд (трещ химических аномалий с ростом  $Z$ , неоднородное распределение элементов по поверхности, стратификация элементов по глубине), теория диффузии, если не появятся альтернативные гипотезы, должна быть существенно усовершенствована.

**8. Заключение.** Подводя итоги, можно без преувеличения сказать, что литий является уникальным химическим элементом. С одной стороны, из всех легких элементов это самый чувствительный индикатор звездной эволюции. С другой стороны, он является, вероятно, и самым загадочным химическим элементом, так как его наблюдаемые содержания в атмосферах звезд разных типов, как показано в данном обзоре, постоянно приходят в столкновение с предсказаниями теории. Перечислим кратко наблюдательные данные о содержании лития в атмосферах звезд, а также результаты их сравнения с теорией.

Исследование лития в самых старых звездах Галактики, принадлежащих галактическому гало, привело к открытию "литиевого плато". Было показано, что в атмосферах таких звезд содержание лития составляет  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.2$  и не зависит от индекса металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Важно, что эта величина оказалась на  $0.5\text{dex}$  меньше значения  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.7$ , предсказанного Стандартной Моделью Большого Взрыва (СМБВ). Еще одно противоречие с теорией возникло после открытия того факта, что некоторые звезды гало показывают содержание лития, лежащее существенно ниже "литиевого плато", причем они не обнаруживают никаких систематических отличий в параметрах  $T_{\text{eff}}$  и  $[\text{Fe}/\text{H}]$  от других звезд. Оба эти противоречия пока не нашли удовлетворительного объяснения.

Очень молодые звезды диска в окрестности Солнца имеют содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$ . Это современное начальное содержание лития в звездах ГП. Очевидно, что такая же величина  $\log \epsilon(\text{Li})$  характерна для межзвездной среды, из которой сегодня формируются звезды. Как произошло обогащение Галактики литием от первичного значения  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.2$  (наблюдаемое "литиевого плато") или  $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.7$  (предсказание СМБВ) до современного уровня  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.2$ ? Модели химической эволюции Галактики показывают, что определяющий вклад могло внести истечение вещества из

следующих звезд: красные гиганты, звезды АВГ и новые. Кроме того, источником около 20% изотопа лития  ${}^7\text{Li}$  в солнечной окрестности могли быть космические лучи, порождающие реакции скалывания (spallation reactions).

В атмосферах карликов классов F, G и K содержание Li в процессе эволюции понижается. Понижение  $\log_e(\text{Li})$  происходит тем быстрее, чем меньше эффективная температура  $T_{\text{eff}}$  и масса  $M$  звезды. В частности, содержание Li в атмосфере Солнца за время его жизни ( $4.5 \times 10^9$  лет) понизилось в 140 раз. Теория пока не дает уверенного объяснения, каким образом происходит наблюдаемое уменьшение  $\log_e(\text{Li})$ . Особенно четко уменьшение  $\log_e(\text{Li})$  с понижением  $T_{\text{eff}}$  прослеживается для звезд одного скопления (пример – скопления Плеяды и Гиады). Характерная особенность распределения  $\log_e(\text{Li})$  по  $T_{\text{eff}}$  в старых скоплениях – глубокий провал ("lithium dip") вблизи  $T_{\text{eff}} \sim 6600$  К. Объяснение этого провала, возможно, связано с внутренними гравитационными волнами, а также с резким падением в распределении скорости вращения  $V_{\text{rot}}$  по  $T_{\text{eff}}$  у холодных карликов вблизи  $T_{\text{eff}} \sim 6600$  К.

Большинство FGK-гигантов и сверхгигантов не показывают линию Li I 6707.8 Å в своих спектрах. Современные модели звезд, рассчитанные с учетом вращения, вполне объясняют этот феномен. Начальная скорость вращения  $V_0$  оказалась важным параметром в эволюции звезд; в частности, известная антикорреляция "азот-углерод" у FGK-гигантов и сверхгигантов объясняется зависимостью от  $V_0$ . Содержание Li гораздо сильнее зависит от  $V_0$ , чем содержания N и C: в частности, при скоростях вращения  $V_0 > 50$  км/с уже к концу стадии ГП содержание Li в атмосфере понижается до необнаружимо малой величины. После прихода звезды в стадию FGK-гиганта/сверхгиганта, и особенно при достижении фазы глубокого конвективного перемешивания (КП), происходит дальнейшее глубокое падение содержания Li в атмосфере. Модели звезд с массами  $M < 6M_{\odot}$  могут объяснить наблюдаемые значения  $\log_e(\text{Li})$  только при малых скоростях вращения  $V_0 \sim 0$  км/с, а именно  $\log_e(\text{Li}) > 1.8$  до фазы КП и  $\log_e(\text{Li}) \sim 1.5$  после КП.

Особенно загадочную группу представляют FGK гиганты, богатые литием ("Li-rich giants"), показывающие содержание лития  $\log_e(\text{Li}) > 2.0$ ; все они имеют массы  $M < 6M_{\odot}$ . Теория может объяснить существование такой звезды только в том случае, если она имела начальную скорость вращения  $V_0 \sim 0$  км/с и, кроме того, еще не достигла фазы глубокого КП. Совершенно невозможно объяснить с точки зрения стандартной теории существование гигантов типа "super Li-rich", у которых содержание Li существенно превышает начальное значение  $\log_e(\text{Li}) = 3.2$ . Во всех таких случаях, когда теория оказывается несостоятельной, приходится предпо-

лагать, что в звезде недавно имел место синтез лития. Выдвигается также альтернативное предположение: поглощение звездой гигантской планеты. Обе эти гипотезы сталкиваются с определенными трудностями.

У магнитных Ар-звезд с эффективными температурами  $T_{\text{eff}} < 8500$  К линия Li I 6707.8 Å часто показывает переменность с фазой вращения. Это интерпретируется как существование литиевых пятен на поверхности звезды. Пятна Li, как оказалось, находятся на магнитных полюсах; там же могут находиться пятна других элементов, например, O, Mg, Pt и Nd. В тех случаях, когда в спектре Ар-звезды линия Li I 6707.8 Å не показывает переменности, объяснение связано с особыми условиями видимости пятна, определяемыми положением оси вращения звезды относительно наблюдателя и углом наклона магнитной оси к оси вращения. Содержание Li в пятне может достигать величины  $\log_e(\text{Li}) \approx 6$ , что на 5 dex больше, чем на Солнце, и на 3 dex выше исходного содержания Li в звездах ГП. Для объяснения пятен Li на поверхности магнитных Ар-звезд привлекается теория диффузии; однако она не может дать удовлетворительного объяснения всех особенностей, наблюдаемых не только для лития, но и для других элементов.

Автор признателен Н.А.Сахибуллину за полезное обсуждение.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Россия  
e-mail lyub@crasoptmea.ru

## REVIEWS

### LITHIUM IN STELLAR ATMOSPHERES: OBSERVATIONS AND THEORY

L.S.LYUBIMKOV

Lithium is a most sensitive tracer of stellar evolution among all light chemical elements. Current data are discussed in the review on the lithium abundance in atmospheres of A, F, G and K stars of different types, as well as their agreement with predictions of the theory. A variety of the observed Li abundances is demonstrated on the following objects on various evolutionary stages. 1) Old stars of the Galactic halo; the lithium abundance  $\log_e(\text{Li}) = 2.2$  ("lithium plateau") was found for them, it seem to be less by 0.5 dex than the primordial abundance predicted by cosmological models. 2) Young stars of the Galactic disk, which

allowed to determine the contemporary initial lithium abundance  $\log\epsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$  for stars of the main sequence; possible sources of the interstellar medium enrichment by lithium during the Galaxy evolution are considered 3) Evolving FGK dwarfs of the Galactic disk; they show the  $\log\epsilon(\text{Li})$  decrease when the effective temperature  $T_{\text{eff}}$  and mass  $M$  decreases; the "lithium dip" around  $T_{\text{eff}} = 6600$  K is discussed in the  $\log\epsilon(\text{Li})$  on  $T_{\text{eff}}$  distribution observed for stars of old clusters. 4) FGK giants and supergiants; most of these stars are quite not showing lithium, and this phenomenon agrees with model computations of rotating stars 5) The Li-rich cool giants with  $\log\epsilon(\text{Li}) > 2.0$ , which form a small and enigmatic group; the theoretical models with rotation can explain an existence of such stars only in a case of the low initial rotational velocity  $V_p < 50$  km/s, whereas in all other cases a supposition of the recent lithium synthesis is needed (an alternative - the giant planet engulfment). 6) Magnetic Ap stars, where lithium is concentrated in Li spots located on magnetic poles; the lithium abundance attains there  $\log\epsilon(\text{Li}) \approx 6$ . Discrepancies between observations and theory that take place for most of the stars in the review are discussed.

Key words: *lithium; stellar atmospheres; stellar evolution*

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, P. Scott, *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. K.A. Olive, D.N. Schramm, *Nature*, **360**, 439, 1992.
4. K. Lind, M. Asplund, P.S. Barklem, *Astron. Astrophys.*, **503**, 541, 2009.
5. F. Spite, M. Spite, *Astron. Astrophys.*, **115**, 357, 1982.
6. M. Spite, F. Spite, P. Bonifacio, *Mem. Soc. Astron. Italiana Suppl.*, **22**, 9, 2012.
7. A. Mucciarelli, M. Salaris, P. Bonifacio, L. Monaco, S. Villanova, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **444**, 1812, 2014.
8. G. Steigman, in "Light Elements in the Universe" (IAU Simp. 268), eds C. Charbonnel, M. Tosi, F. Primas, C. Chiappini, Cambridge Univ. Press, 2010, p.19.
9. A. Coc, S. Goriely, Y. Xu, M. Saimpert, E. Vangioni, *Astrophys. J.* **744**, 158, 2012.
10. K. Lind, J. Melendez, M. Asplund, R. Collet, *Z. Naturforsch.*, **554**, A96, 2013.
11. A.J. Korn, F. Grundahl, O. Richard et al., *Nature*, **442**, 657, 2006.
12. P. Bonifacio, L. Sbordone, E. Caffau et al., *Astron. Astrophys.*, **542**, A87, 2012.
13. E. Caffau, P. Bonifacio, P. François et al., *Nature*, **477**, 67, 2011.

- 14 *A.Frebel, R.Collet, K.Eriksson, N.Christlieb, W.Aoki*, *Astrophys. J.*, **684**, 588, 2008.
- 15 *K.A.Olive*, *Mem. Soc. Astron. Italiana Suppl.*, **22**, 197, 2012.
- 16 *S.Randich*, in "Light Elements in the Universe" (IAU Simp. 268), eds. C.Charbonnel, M.Tosi, F.Primas, C.Chiappini, Cambridge Univ. Press, 2010, p.275.
- 17 *S.C.Balachandran, S.V.Mallik, D.L.Lambert*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **410**, 2526, 2011.
- 18 *E.L.Martin, R.Rebolo, A.Magazzu, Ya.V.Pavlenko*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 503, 1994.
- 19 *P.Sestito, F.Palla, S.Randich*, *Astron. Astrophys.*, **487**, 965, 2008.
- 20 *D.Romano, F.Matteucci, P.Ventura, F.D'Antona*, *Astron. Astrophys.*, **374**, 646, 2001.
- 21 *F.Matteucci*, in "Light Elements in the Universe" (IAU Simp. 268), eds. C.Charbonnel, M.Tosi, F.Primas, C.Chiappini, Cambridge Univ. Press, 2010, p.453.
- 22 *N.Pranzios*, *Astron. Astrophys.*, **542**, A67, 2012.
- 23 *F.Matteucci*, in "The Origin of the Galaxy and Local Group", Saas-Free Advanced Course, **37**, 145, 2014.
- 24 *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).
- 25 *Y.Takeda, S.Honda, T.Ohnishi et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **65**, 53, 2013.
- 26 *P.Gondoin*, *Astron. Astrophys.*, **566**, A72, 2014.
- 27 *Л.С.Любимков, Н.С.Полосухина, С.И.Ростопчин*, *Астрофизика*, **34**, 149, 1991. (*Astrophysics*, **34**, 65, 1991).
- 28 *T.W.R.Monroe, J.Melendez, I.Ramirez et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **774**, L32, 2013.
- 29 *F.D'Antona (ed.)*, *The Problem of Lithium*, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, **62**, No.1, 1991.
- 30 *S.G.Sousa, N.C.Santos, G.Israelian et al.*, *ASP Conf.*, **448**, 81, 2011.
- 31 *P.François, L.Pasquini, K.Biazzo, P.Bonifacio, R.Palsa*, *Astron. Astrophys.*, **552**, A136, 2013.
- 32 *S.Talon, C.Charbonnel*, in "Light Elements in the Universe" (IAU Simp. 268), eds. C.Charbonnel, M.Tosi, F.Primas, C.Chiappini, Cambridge Univ. Press, 2010, p.365.
- 33 *A.Maeder*, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars* Springer, Berlin, 2009.
- 34 *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.A.Korotin et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **410**, 1774, 2011.
- 35 *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.A.Korotin, T.M.Rachkovskaya, D.B.Poklad*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 3447, 2015.
- 36 *A.Heger, N.Langer*, *Astrophys. J.*, **544**, 1016, 2000.
- 37 *S.Ekstrom, C.Georgy, P.Eggenberger et al.*, *Astron. Astrophys.*, **537**, A146, 2012.
- 38 *Л.С.Любимков*, *Астрофизика*, **20**, 475, 1984, (*Astrophysics*, **20**, 255, 1984).

39. Y.J.Liu, K.F.Tan, L.Wang et al., *Astrophys. J.*, **785**, 94, 2014.
40. O.A.Gonzalez, M.Zoccali, L.Monaco et al., *Astron. Astrophys.*, **508**, 289, 2009.
41. R.E.Luck, *Astrophys. J.*, **218**, 752, 1977.
42. D.L.Lambert, J.F.Dominy, S.Svertsen, *Astrophys. J.*, **235**, 114, 1980.
43. L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, B.M.Kaminsky et al., *Mon. Not. Roy Astron. Soc.*, **427**, 11, 2012.
44. U.Frischknecht, R.Hüschi, G.Meynet et al., *Astron. Astrophys.*, **522**, A39, 2010.
45. U.Frischknecht, private communication, 2011.
46. I.Iben, *Astrophys. J.*, **147**, 624, 1967.
47. I.Iben, *Astrophys. J.*, **147**, 650, 1967.
48. A.Lebre, P. de Laverny, J.D. do Nascimento, J.R. De Medeiros, *Astron. Astrophys.*, **450**, 1173, 2006.
49. R.E.Luck, G.G.Wepfer, *Astron. J.*, **110**, 2425, 1995.
50. Y.B.Kumar, B.E.Reddy, D.L.Lambert, *Astrophys. J.*, **730**, L12, 2011.
51. J.K.Carlberg, *Astron. J.*, **147**, 138, 2014.
52. C.Schroeder, A.Reiners, J.H.M.M.Schmitt, *Astron. Astrophys.*, **493**, 1099, 2009.
53. Л.С.Любимков, Б.М.Каминский, В.Г.Мемюв и др., *Письма в Астрон. ж.*, **41**, 872, 2015, (*Astron. Lett.*, **41**, 809, 2015).
54. L.Monaco, H.M.J.Boffin, P.Bonifacio et al., *Astron. Astrophys.*, **564**, L6, 2014.
55. A.Claret, *Astron. Astrophys.*, **424**, 919, 2004.
56. Y.B.Kumar, B.E.Reddy, *Astrophys. J.*, **703**, L46, 2009.
57. S.Simon-Diaz, A.Herrero, *Astron. Astrophys.*, **562**, A135, 2014.
58. G.A.Bragança, S.Dafson, K.Cunha et al., *Astron. J.*, **144**, 130, 2012.
59. H.A.Abt, H.Levato, M.Grosso, *Astrophys. J.*, **573**, 359, 2002.
60. A.G.W.Cameron, W.A.Fowler, *Astrophys. J.*, **164**, 111, 1971.
61. D.Romano, F.Matteucci, P.Ventura, F.D'Antona, *Astron. Astrophys.*, **374**, 646, 2001.
62. F.D'Antona, P.Ventura, *Light Elements in the Universe*, IAU Simp 268, Eds. C.Charbonnel, M.Tosi, F.Primas, C.Chiappini, Cambridge Univ Press, 2010, p.395.
63. V.Silva Aguirre, G.R.Ruchti, S.Hekker et al., *Astrophys. J.*, **784**, L16, 2014.
64. W.Kley, R.P.Nelson, *Ann Rev. Astron. Astrophys.*, **50**, 211, 2012.
65. J.K.Carlberg, K.Cunha, V.V.Smith, S.R.Majewski, *Astron. Nachr.*, **334**, 120, 2013.
66. A.R.Casey, G.Ruchti, T.Masserin et al., *Mon. Not. Roy Astron. Soc.*, 2016, in press (arXiv:1603.03038v1).
67. И.И.Романюк, Д.О.Кудрявцев, *Астрофизический бюллетень*, **63**, 148, 2008, (*Astrophys. Bull.*, **63**, 139, 2008).
68. Л.С.Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, **110**, 6, 2014, (*Bull. Crimean Astrophys. Obs.*, **110**, 9, 2014).
69. Л.С.Любимков, *Астрофизика*, **56**, 517, 2013, (*Astrophysics*, **56**, 472, 2013).
70. E.Caffau, H.-G.Ludwig, M.Steffen, B.Freytag, P.Bonifacio, *Solar. Phys.*, **268**, 255, 2011.
71. N.Polosukhina, D.Kurtz, M.Hack et al., *Astron. Astrophys.*, **351**, 283, 1999.

72. *H.С. Полосухина, А.В. Шаерина*, *Астрофизика*, **50**, 463, 2007, (*Astrophysics*, **50**, 381, 2007).
73. *P. North, S. Berthel, T. Lanz*, *Astron. Astrophys.*, **281**, 775, 1994.
74. *N. Nesvacil, T. Lufinger, D. Shulyak et al.*, *Astron. Astrophys.*, **537**, A151, 2012
75. *N. Nesvacil, D. Shulyak, T.A. Ryabchikova et al.*, *Astron. Astrophys.*, **552**, A28, 2013.

## CONTENTS

Distribution of peculiar radial velocities in clusters of galaxies in the model with dissipative redshift	
	<i>V.V. Orlov, A.A. Raikov</i> 329
Eclipsing SU UMa-type dwarf nova IRXS J003828.7+250920 in the "period gap". I. Multiperiodicity and color features in 2011-2012 years	
	<i>E.P. Pavlenko, A.A. Sosnovskij, N.A. Katsheva, T. Kato, K. Littlefield</i> 341
Magnetic stars after the Hayashi' phase. II	
	<i>Yu.V. Glagolevskij</i> 359
Search of compact stellar groups in the vicinity of IRAS sources	
	<i>N.M. Azatyan, E.N. Nikoghosyan, K.G. Khachatryan</i> 379
Detailed investigation of the emission structures in the vicinity of LkH $\alpha$ 198	
	<i>M.H. Gevorgyan, T.A. Movsessian, H.R. Andreasyan, T. Yu. Magakian</i> 395
Object CLN 138 - a double region of star formation	
	<i>A.L. Gyulbudaghian</i> 403
The effect of the hysteresis of indices of activity of the atmospheres on the observations of the sun and solar-type stars on the of rise and decline cycle's phases	
	<i>E.A. Bruevich, G.V. Yakunina</i> 413
On the correlation between some phenomena of the solar radio emission at the wave $\lambda = 1.43$ m and optical processes of the sun	
	<i>Sh. Makandarashvili, N. Oghrapishvili, D. Japaridze, D. Maghradze</i> 429
Study of the solar differential rotation variations by compact magnetic features and hydrogen H $\alpha$ filaments	
	<i>D.R. Japaridze, B.B. Chargejshvili</i> 437
Approximate solution to the fractional second-type Lane-Emden equation	
	<i>E.A.-B. Abdel-Salam, M.I. Nouh</i> 447
<b>REVIEWS</b>	
Lithium in stellar atmospheres: observations and theory	
	<i>L.S. Lyubimkov</i> 459

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЭФФЕКТ ГИСТЕРЕЗИСА ИНДЕКСОВ АКТИВНОСТИ АТМОСФЕР СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА НА ФАЗАХ ПОДЪЕМА И СПАДА ЦИКЛОВ

*Е.А.Бруевич, Г.В.Якунина* 413

О СВЯЗИ МЕЖДУ НЕКОТОРЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНЕ  $\lambda = 1.43 \text{ м}$  И ОПТИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ НА СОЛНЦЕ

*Ш.Макандарашвили, Н.Ограпишвили, Д.Джапаридзе, Д.Маградзе* 429

ИЗУЧЕНИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОМПАКТНЫХ МАГНИТНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ И ВОДОРОДНЫХ  $\text{H}\alpha$  ВОЛОКОН

*Д.Р.Джапаридзе, Б.Б.Чаргейшвили* 437

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДРОБНОГО УРАВНЕНИЯ ЛАНЕ-ЕМДЕНА ВТОРОГО РОДА

*Е.А.-Б.Абдел-Салам, М.И.Ноух* 447

## ОБЗОРЫ

ЛИТИЙ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ: НАБЛЮДЕНИЯ И ТЕОРИЯ

*Л.С.Любимков* 459