

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 46

ФЕВРАЛЬ, 2003

ВЫПУСК 1

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В
ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. I. ТЕМНОЕ ОБЛАКО
LYNDS 1340

Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсисян, Е.Г.Никогосян 5

НОВЫЕ М-ПЕРЕМЕННЫЕ В ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТЕМНЫХ
ОБЛАКАХ

Н.Д.Меликян, К.Маньян, Дж.М.Саркисян, А.А.Карапетян 17

ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ μ СЕР

Т.А.Полякова 27

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

М.А.Казарян, Г.В.Петросян 35

ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА ЭМИССИОННЫХ
ЗВЕЗДАХ. III. LQ Нуа

И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова 41

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.
ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. XII. ОБЛАСТЬ $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$

Г.В.Абрамян, П.К.Синамян, К.С.Гигоян 63

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ
ВСПЫШЕК СЛУЧАЙНО ВСПЫХИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ С
ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОМЕНТОВ

А.А.Акопян 75

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)

Դ.Ս.Բիսնովատի-Վոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Վարաչենց (Ռուսաստան), Դ.Վուկո (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերնաչան (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ե.Զեբրյան (ԱՄՆ):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллодьян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсаян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашчук (Россия)

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

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

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

УДК: 524.3-62

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД
В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. I. ТЕМНОЕ
ОБЛАКО LYND 1340

Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 25 сентября 2002

Принята к печати 3 ноября 2002

В работе представлены результаты спектральных и фотометрических наблюдений объектов, погруженных в темное облако L1340. В области RNO7 удалось выявить целый ряд НН-объектов, в том числе новых, формирующих два или три потока. Заподозрено еще несколько случаев НН-эмиссии. Кроме того, в этой области выявлено 14 эмиссионных звезд, из них 11 новых. Большинство из этих звезд локализовано непосредственно внутри туманности RNO7, которая, таким образом, окутывает компактное скопление очень молодых звезд. Описаны другие туманные объекты внутри облака L1340, многие из которых ассоциированы с ИК-источниками. В целом данное облако представляет собой весьма активную зону звездообразования.

1. *Введение.* С 1998г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории проводится обзор туманных объектов в темных облаках и областях звездообразования с целью поисков новых объектов и потоков Херbiga-Aro (в дальнейшем НН). Как известно, НН-объекты всегда локализируются в областях звездообразования и являются одной из форм проявления активности молодых нестационарных звезд [1]. Поэтому обнаружение новых НН-объектов важно не только для дальнейшего изучения явления направленного истечения, но и для поиска новых областей и групп звездообразования. По ходу наблюдений параллельно велся поиск звезд с эмиссией H_{α} , которая также является одной из основных характеристик звезд, находящихся на ранней эволюционной стадии. Некоторые результаты этого обзора уже публиковались [2].

В настоящей работе представлены итоги наблюдений в области темного облака Lynds 1340 ($\alpha = 2^h31^m$, $\delta = +72^{\circ}57'$; здесь и в целом по статье для координат используется эпоха 2000.0) [3]. До относительно недавнего времени это облако оставалось малоизученным, пока не появилась работа [4], где, в частности, было указано на присутствие в L1340 значительного числа молодых звезд. Облако L1340 расположено на расстоянии примерно 600 пк [4]. В нем находится отражательная туманность DG9 ($\alpha = 2^h29^m11^s$, $\delta = +72^{\circ}59'29''$) [5], подсвечиваемая по меньшей мере тремя звездами, а также три туманных объекта из списка [6]: RNO7 ($\alpha = 2^h28^m17^s$, $\delta = +72^{\circ}37'40''$), RNO8 ($\alpha = 2^h30^m30^s$, $\delta = +72^{\circ}59'30''$) и

RNO9 ($\alpha = 2^{\text{h}}31^{\text{m}}41^{\text{s}}$, $\delta = +72^{\circ}41'41''$). Наблюдения облака L1340 в радиолиниях молекулы CO указывают на присутствие трех пиков излучения, ассоциированных именно с данными туманностями [4,7], которые являются также и IRAS-источниками [4].

Когда данная статья уже готовилась к печати, появилась работа [8], также посвященная поиску HH-объектов в облаке L1340. Эти результаты частично перекрываются с нашими и взаимно дополняют друг друга. Подробнее они рассматриваются ниже.

2. Наблюдения. Изображения туманностей в облаке L1340 были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в течение пяти ночей в 1999г. и 2001г. Наблюдения в основном проводились с помощью спектральной камеры VуFOSC-2 и ПЗС с форматом 1060 x 514 пикселей. Каждое изображение покрывает на небе область 12' x 6'. Область туманности DG9 снималась с помощью спектральной камеры SCORPIO и ПЗС с форматом 2058 x 2063 пикселей, изображения которой охватывают область 14' x 14'. Качество изображений при наблюдениях составляло около 2". Для выявления HH-объектов сопоставлялись снимки, полученные в фильтре I и узкополосном интерференционном фильтре [SII] ($\lambda_c = 6730 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 75 \text{ \AA}$). В области RNO7 проводился также поиск эмиссионных звезд при помощи метода бесщелевой спектроскопии, с использованием комбинации гризмы, имеющей центральную длину волны 6300 $\text{\AA}$ и дисперсию 2.1 $\text{\AA}$ /пиксел,

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Область	Дата	Фильтр	Эксп. (с)	RA(2000)	Dec(2000)
RNO7	14.08.99	I	300	02 ^h 28 ^m 26 ^s	+72° 37' 16"
RNO7	14.08.99	[SII]	1200	02 28 26	72 37 16
RNO7	18.08.99	[SII]	3600	02 28 32	72 35 49
RNO7	18.08.99	I	600	02 28 32	72 35 49
RNO7	18.08.99	grizm+ H α	1800	02 28 32	72 35 49
RNO7N	16.08.99	[SII]	900	02 28 53	72 38 31
RNO7N	16.08.99	I	300	02 28 53	72 38 31
RNO7N	18.08.99	I	300	02 29 49	72 43 59
RNO7N	18.08.99	[SII]	900	02 29 49	72 43 59
RNO7N	19.08.99	I	600	02 29 44	72 45 58
RNO7N	19.08.99	[SII]	2400	02 29 44	72 45 58
RNO7S	16.08.99	I	300	02 28 54	72 34 50
RNO7S	16.08.99	[SII]	2400	02 28 54	72 34 50
RNO8	18.08.99	I	300	02 30 41	72 59 00
RNO8	18.08.99	[SII]	1200	02 30 41	72 59 00
RNO9	18.08.99	[SII]	900	02 31 53	72 40 39
RNO9	18.08.99	I	300	02 31 53	72 40 39
DG9	19.11.01	I	300	02 28 59	72 40 39
DG9	19.11.01	[SII]	900	02 28 59	72 59 54

и узкополосного ($\lambda_c = 6550 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 85 \text{ \AA}$) фильтра H_α .

В табл.1 приводится журнал наблюдений, где указаны название области, дата наблюдений, фильтр, время экспозиции и координаты центра изображения.

3. *НН-объекты в области темного облака L1340.* Для поиска НН-объектов мы использовали основанную на особенностях их оптического спектра известную методику сопоставления изображений, полученных в разных фильтрах, например, в узкополосном [SII] и I. Она была предложена впервые в работе [9] и с тех пор постоянно применяется.

С помощью этого метода в области туманности RNO7 была выявлена целая группа НН-объектов. Часть из них, как оказалось, независимо была обнаружена в работе [8], некоторые же были найдены впервые. Положения НН-объектов отмечены на рисунках 1а и 1б, а координаты приведены в табл.2. На рис.1 объекты пронумерованы в порядке прямого восхождения, а присвоенные им окончательные номера указаны в тексте. Рассмотрим обнаруженные объекты по порядку.

RNO7/HH1 (HH671A). Объект расположен внутри туманности RNO7.

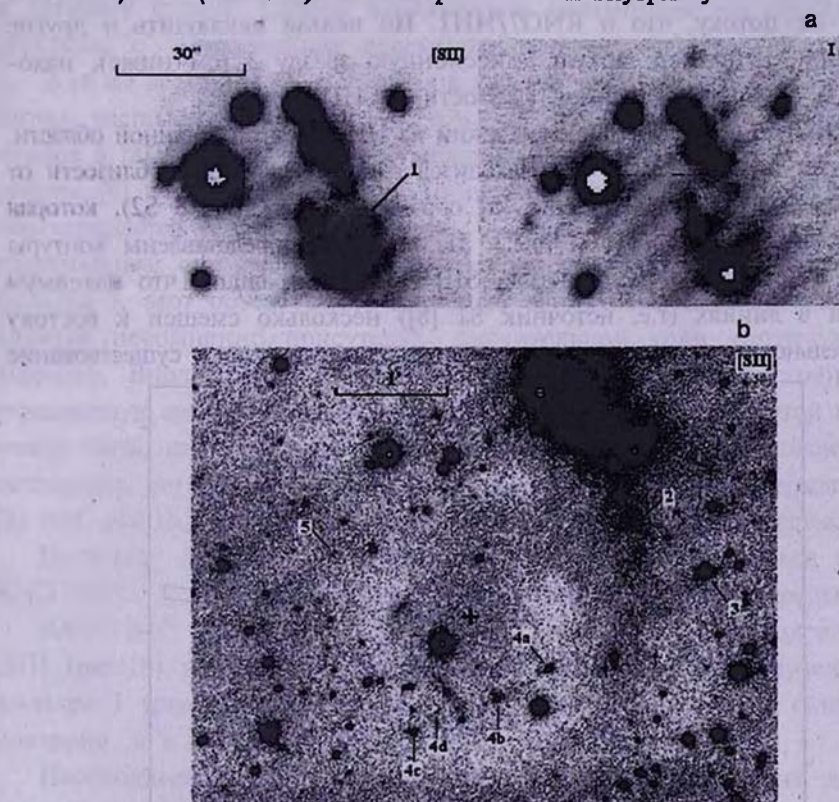


Рис.1. НН-объекты в области туманности RNO7 (фильтры I и [SII]). Область собственно туманности RNO7 показана в увеличенном виде и с меньшим контрастом отдельно на верхнем рисунке (а).

Таблица 2

КООРДИНАТЫ НН-ОБЪЕКТОВ

N	RA(2000)	Dec(2000)	N	RA(2000)	Dec(2000)
1	02 ^h 28 ^m 16.1 ^s	+72° 37' 45"	4b	02 ^h 28 ^m 30.6 ^s	+72° 34' 37"
2	02 28 09.2	72 36 28	4c	02 28 42.3	72 34 17
3	02 28 00.4	72 35 56	4d	02 28 38.6	72 34 30
4a	02 28 22.9	72 34 55	5	02 28 53.2	72 36 13

Вероятно, он связан с одной из эмиссионных звезд, погруженных в эту туманность. Любопытно, что он хорошо виден на снимках RNO7, приведенных в статье [8], но оказался не замечен авторами. В то же время наши данные не опровергают, но и не подтверждают однозначно существование заподозренного ими же НН-джета, исходящего из эмиссионной звезды KOS94-1 (IRAS02236+7224), доминирующей в данном скоплении (см далее).

RNO7/HH2 (HH671B). Объект имеет центральный сгусток и слабое диффузное гало. Судя по его расположению, он может принадлежать к тому же потоку, что и RNO7/HH1. Но нельзя исключить и другие источники, например, яркую эмиссионную звезду 3 (см ниже), находящуюся в непосредственной близости от НН-объекта.

RNO7/HH3 (HH488). Наиболее яркий из НН-объектов в данной области. Обнаружен также в работе [8]. Находится в непосредственной близости от очень красной звезды (в работе [8] обозначена как HH488 S2), которая хорошо заметна на рис.1b и рис.3. Из рис.2, где представлены контуры объекта в фильтрах I (полутон) и [SII] (изолинии), видно, что максимум эмиссии в линиях (т.е. источник S1 [8]) несколько смещен к востоку относительно положения звезды, причем можно заподозрить существование

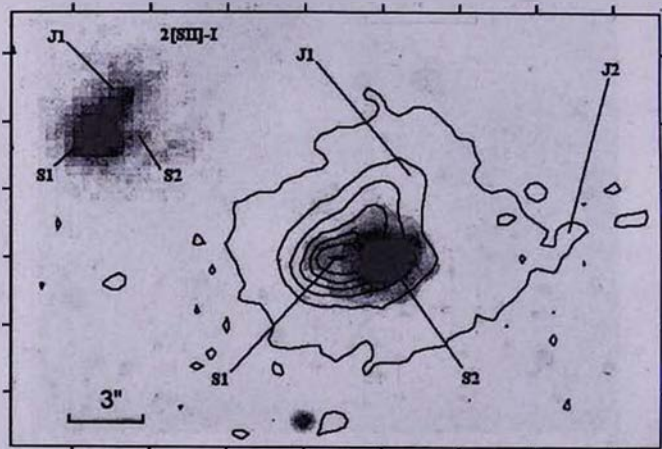


Рис.2. Вид объекта RNO7/HH3 в фильтрах I (заполненные изолинии) и [SII] (контуры). Изображение, полученное после вычитания континуума, показано на врезке слева сверху.

на этом месте и второго континуального источника. Наши данные также подтверждают наличие вытянутого придатка, обозначенного в работе [8] как джет J1. Особенно хорошо он заметен на увеличенном изображении объекта, полученном при вычитании [SII]-I (рис.2, слева сверху). Существование второго джета J2 пока представляется сомнительным. В целом согласие наших наблюдений с [8] довольно хорошее, но конкретные выводы о природе HH488 можно будет сделать только после дальнейших исследований. Нельзя и утверждать с достоверностью, что источником потока является видимая звезда (источник S2). Зато представляется очень вероятной связь RNO7/HH3 и описанной ниже группы.

RNO7/HH4a-d (HH488A-E). Эта группа выглядит как поток НН-объектов. Выделяются три довольно ярких сгустка, которые на нашем рис. 1б обозначены как "а", "b", "с". Они были обнаружены и в работе [8], где им были присвоены обозначения соответственно HH488A, B и C (следует отметить, что в [8] в табл.2 объект А ошибочно указан как B). Нами был найден еще один весьма слабый НН-сгусток "d" (мы предлагаем обозначить его как HH488E), вероятно, тоже принадлежащий к данному потоку. Слабой эмиссионной перемычкой он соединен со сгустком "с". Подобная же перемычка соединяет сгустки "а" и "b".

В то же время мы не уверены, что хорошо заметное размытое туманное пятно, расположенное к северу ($\alpha = 2^h 28^m 44^s$, $\delta = +72^\circ 35' 37''$) и обозначенное в [8] как HH488D, действительно является НН-объектом. Авторы работы [8] отмечают яркость этого пятна в линии H_α , и это отчасти подтверждается тем обстоятельством, что оно различимо на бесщелевом спектральном снимке. Однако на изображениях, полученных в [SII] и фильтре I, этот объект имеет примерно одинаковую яркость, т.е. в его спектре несомненно присутствие значительной доли континуальной эмиссии. Вполне возможно, что он представляет собой туманность, отражающую свет эмиссионной звезды, погруженной в облако. Этой звездой может быть, например, ИК-источник IRAS 02238+7222, расположенный неподалеку, но отнюдь не между сгустками "а" и "b", как утверждается в [8] (см. рис.1б, где положение этого источника показано крестиком).

Источник данного потока действительно может находиться вблизи RNO7/HH3, но это должно быть уточнено спектральными наблюдениями.

RNO7/HH5 (HH672). Объект весьма слабый, но хорошо виден в [SII] (рис.1б) при полном отсутствии на изображении, полученном в фильтре I (рис.3а). Следует отметить, что данная область снималась повторно, и в обоих случаях объект хорошо заметен.

Необходимо отметить, что объекты НН 1-4 имеют также хорошо выраженную эмиссию H_α , в то время как объект HH5 на бесщелевом спектральном снимке не обнаруживается, возможно - ввиду своей слабости (рис.3б).

HH489. Область IRAS 02250+7230, около которого авторы статьи [8] обнаружили еще один HH-поток, также попала в поле наших наблюдений. HH-природа объекта HH489A полностью подтверждается, но в районе предполагаемого местонахождения объекта HH489B видны только несколько слабых звезд. Более подробно этот объект рассмотрен в разделе 5.

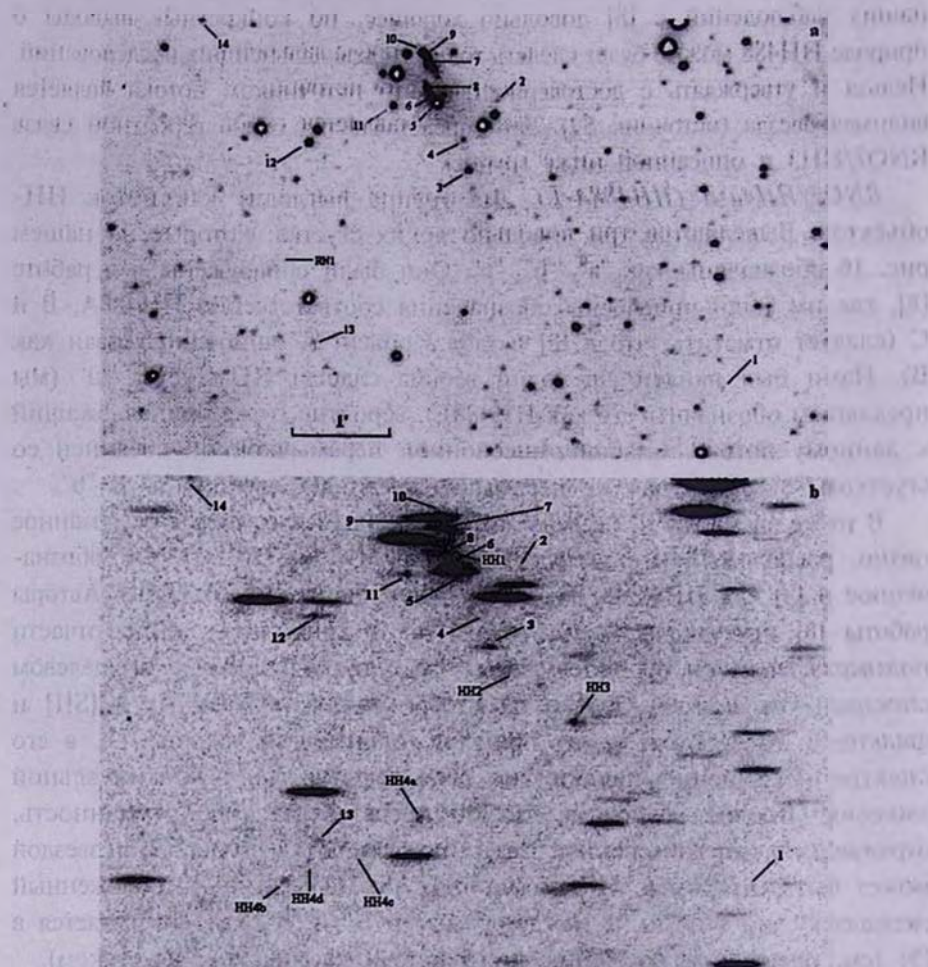


Рис.3. Карта отождествления звезд с эмиссией H_{α} в области туманности RNO7 в фильтре I (a) и их бесчеловечные спектры (b).

Наконец, объект HH487 [8] оказался вне наблюдавшейся зоны.

Поиск HH-объектов был проведен также в областях туманностей RNO8, RNO9 и DG9. Хорошо выраженных эмиссионных диффузных объектов там не было обнаружено.

4. Эмиссионные звезды в области RNO7. Учитывая обнаружение немалого числа HH-объектов, в области туманности RNO7 мы провели

также и поиск эмиссионных звезд описанным выше способом. Удалось выявить 14 звезд с эмиссией H_{α} . Их координаты приводятся в табл.3, а положения отмечены на рис.3а, где представлено изображение туманности RNO7 в фильтре I. Бесщелевые спектры расположенных в этой области объектов, полученные с фильтром H_{α} , представлены на рис.3б.

Как видно, эмиссионные звезды сильно концентрируются к туманности, которая фактически окутывает небольшое скопление эмиссионных объектов.

Таблица 3

КООРДИНАТЫ H_{α} ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД

N	RA(2000)	Dec(2000)	N	RA(2000)	Dec(2000)
1	02 ^h 27 ^m 32.4 ^s	+72° 34' 04"	8	02 ^h 28 ^m 18.4 ^s	+72° 37' 42"
2	02 28 07.3	72 37 34	9	02 28 18.6	72 38 05
3	02 28 12.1	72 36 44	10	02 28 19.1	72 38 07
4	02 28 12.8	72 37 06	11	02 28 23.8	72 37 31
5	02 28 17.0	72 37 32	12	02 28 37.4	72 37 06
6	02 28 17.9	72 37 37	13	02 28 37.6	72 34 43
7	02 28 18.1	72 37 59	14	02 28 54.4	72 38 35

Для сопоставления укажем, что в работе [4] было найдено 13 эмиссионных звезд (обозначаемых далее как объекты KOS94), причем поиск проводился с помощью объективной призмы в области всего облака L1340. В наблюдавшуюся нами область попадают всего три из них.

Таким образом, наша звезда №5, являющаяся центральной звездой туманности RNO7, совпадает со звездой KOS94-1 (также GSC 04320-001259) и источником IRAS 02236+7224 [4]. Звезда KOS94-2 (GSC 04320-00382) на самом деле представляет собой двойной объект, оба компонента которого (наши №9 и 10) имеют эмиссию. Отметим, что на рис.2 работы [8] ее положение указано ошибочно. Звезда KOS94-3 на нашем снимке не показывает эмиссии H_{α} и, возможно, является переменной.

Наши результаты как нельзя лучше подтверждают предположение о том, что группа RNO7 представляет собой плотное скопление молодых звезд, высказанное в [8] на основе общих соображений.

5. *Отражательные туманности в области L1340.* Как уже упоминалось выше, в облако L1340 погружены четыре заметные отражательные туманности. Наш обзор выявил также еще несколько слабых отражательных туманностей. Некоторые из них по координатам совпадают с инфракрасными источниками. Наиболее интересные объекты рассмотрены ниже. Для выяснения, являются ли туманности чисто отражательными, делалось вычитание изображений в I из [SII], подбирая при этом нормировочные коэффициенты так, чтобы основная часть звезд "гасилась".

Для RNO7 форма и ориентация изолиний в континууме и в [SII] практически не отличаются, исключая ту область, где расположен объект RNO7/HH1 (HH671A). Слабая остаточная эмиссия наблюдается и в области, непосредственно примыкающей к KOS94-1 (№5) - доминирующей звезде скопления RNO7 (см. табл.3), что может быть некоторым подтверждением высказанного в работе [8] предположения о наличии HH-джета у данной звезды.

Туманность RNO8, судя по ее виду на наших снимках, является чисто отражательной и действительно имеет признаки биполярной структуры, как это отмечалось и в работах [4,8]. Ее центром является звезда, точно совпадающая по положению с ИК-источником IRAS F02257+7245 [4,8]. Вокруг этой звезды наши снимки показывают наличие еще нескольких очень красных звезд, по-видимому, погруженных в то же облако. Таким образом, RNO8, подобно RNO7, может включать в себя небольшое скопление молодых звезд.

Объект RN1 - иначе HH488D (см. рис.2а). Наши сомнения относительно того, что эта туманность является HH-объектом, изложены выше.

Объект RN2 расположен северо-восточнее туманности RNO7. Его координаты: $\alpha = 02^{\text{h}}29^{\text{m}}43.3^{\text{s}}$, $\delta = +72^{\circ}43'59''$. Центральная звезда точно совпадает с источником IRAS F02250+7230 (в [8] указан как F02249+7230). Хотя в работе [4] данный источник отмечен как не имеющий оптического отождествления, он хорошо заметен на красных полях DSS-1 и DSS-2. Следует отметить, что в фильтре [SII] центральная звезда выглядит более размытой и заметно более слабой, чем в I. Как видно из рис.4а, вдоль оси, имеющей позиционный угол около 335° , по обе стороны от центрального объекта отходят туманные волокна. Северное волокно направлено в сторону HH-объекта HH489A. Оба волокна имеют примерно одинаковую яркость в I и [SII], однако в южном волокне можно заметить повышение блеска и увеличение ширины в лучах [SII] в области, непосредственно примыкающей к звезде. Таким образом, здесь наблюдаются очевидные признаки HH-эмиссии, которая может представлять собой эмиссионный сгусток, погруженный в туманность, или же оптический коллимированный джет. Это наглядно отражено на рис.4б, где представлено изображение объекта в континууме, на которое наложены изолинии излучения в фильтре [SII]. Этот факт почти наверняка делает IRAS F02250+7230, как уже отмечалось в [8], источником HH489A (расположенным, однако, по обратную сторону предполагаемого джета). Еще раз отметим, что мы не обнаружили никаких признаков объекта HH489B.

В $2'$ к западу от RN2 находится еще одна слабая отражательная туманность RN3 ($\alpha = 02^{\text{h}}29^{\text{m}}07.7^{\text{s}}$; $\delta = +72^{\circ}43'45''$). Она выглядит как два примыкающих друг к другу туманных пятна, расположенных на самом

краю канала поглощающего вещества (см. рис.4а). В восточном из них, вероятно, расположена слабая, очень красная звезда.

Туманность RNO9 связана, судя по снимкам, с меньшим количеством

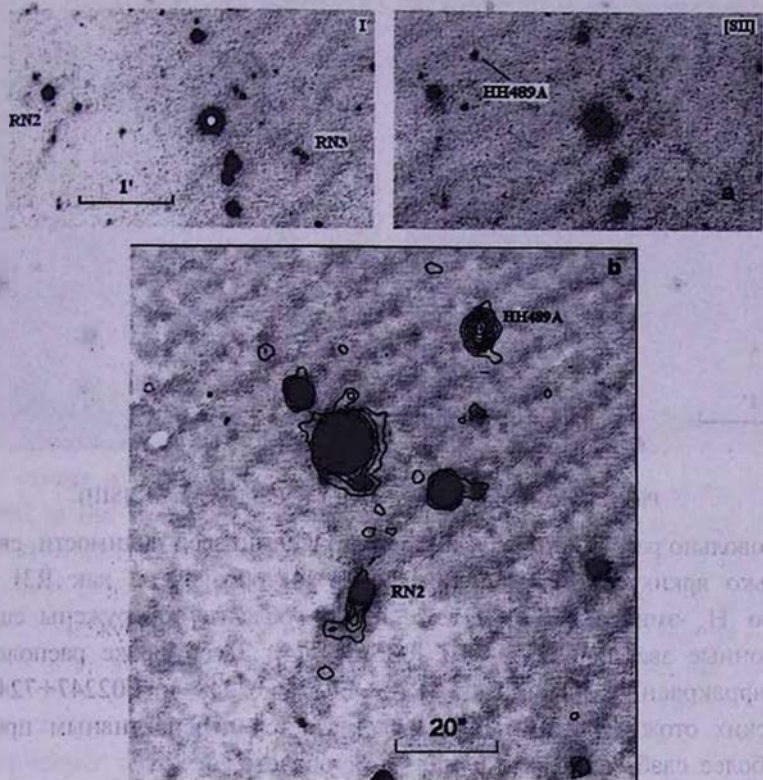


Рис.4. Туманности RN2, RN3 и объект HH489A (фильтры I, [SII]) (вверху). Увеличенное изображение туманности RN2 в фильтре [SII] (изолинии), наложенное на вид объекта в континууме (внизу).

звезд, чем RNO7 и RNO8, но все же и здесь в непосредственных окрестностях туманности наблюдаются несколько очень красных слабых звезд. Поблизости, в $40''$ к юго-западу от центральной звезды, находится источник IRAS F02268+7227. На наших изображениях в [SII] южная часть туманности RNO9 выглядит более яркой и резко очерченной, чем в цвете I (рис.5), однако этих данных мало для того, чтобы с уверенностью утверждать присутствие здесь НН-эмиссии. Авторы работы [8] приходят примерно к такому же выводу.

Отметим также еще два примечательных объекта вблизи RNO9 (обнаруженных также в [8]). Объект RN4 представляет собой небольшую туманность с координатами $\alpha = 02^h 31^m 26^s$; $\delta = +72^\circ 40' 15''$. На снимке в I она значительно ярче, и, кроме того, у ее северо-восточного края различима слабая звезда, точно совпадающая с ИК-источником IRAS F02267+7226 [4].

Туманность RN5 расположена к югу ($\alpha = 02^h 31^m 16^s$; $\delta = +72^\circ 38' 37''$; см. рис.5) от RN4 и выглядит как округлое пятно с заметным поярчением к центру. В цвете I она значительно ярче.

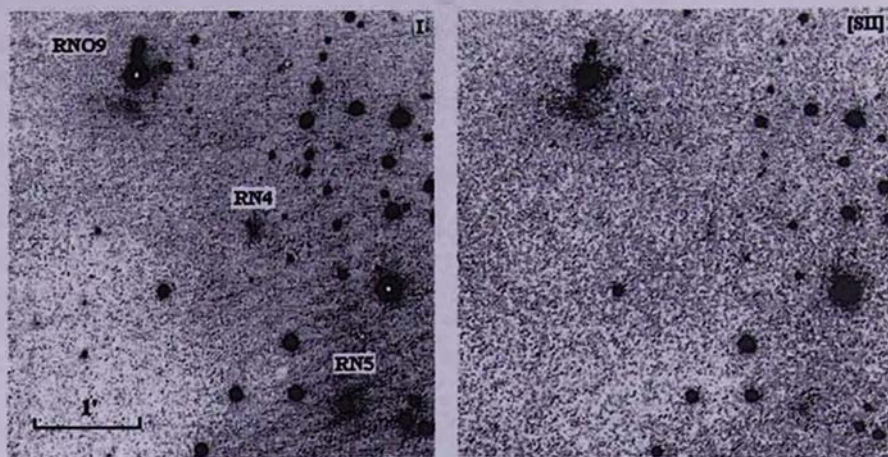


Рис.5. Туманности RNO9, RN4 и RN5 (фильтры I, [SII]).

С довольно разреженной туманностью DG9, по всей видимости, связаны несколько ярких звезд. Из них одна (в [4] обозначена как R3) имеет сильную H_α -эмиссию. Кроме того, в этой области обнаружены еще две эмиссионные звезды KOS94-6 и KOS94-9 [4]. Здесь также расположены два инфракрасных источника IRAS F02246+7248 и F02247+7245 без оптических отождествлений [4]. Представляется перспективным провести поиск более слабых H_α -звезд и в этой области.

Помимо вышеперечисленных объектов, во всей наблюдавшейся нами зоне облака L1340 можно заметить еще около десятка весьма слабых туманных пятен. Некоторые из них также могут быть отражательными туманностями, связанными с данной областью звездообразования, другие же, скорее всего, являются галактиками, просвечивающими сквозь края темного облака. Для решения вопроса о природе этих объектов необходимы дальнейшие наблюдения, прежде всего в инфракрасном диапазоне.

6. Заключение. Результаты, приведенные в настоящей работе, хорошо согласуются с уже известными данными о темном облаке L1340 как о зоне активного звездообразования, включающей в себя несколько центров. Очевидно, что описанные здесь многие объекты, сами по себе представляют большой интерес для дальнейших исследований. В то же время комплексное изучение молодых объектов, несомненно, поможет лучше представить ход звездообразования в данном облаке. Особый интерес прежде всего вызывает компактное скопление эмиссионных звезд внутри RNO7.

Авторы признательны проф. Б.Рейпурту (США) за присвоение новых номеров HH-объектов до публикации статьи. Данная работа была частично поддержана грантами INTAS 00-00287 и ANSEF №.PS103-01.

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

SEARCH OF HH OBJECTS AND EMISSION-LINE STARS IN THE STAR FORMING REGIONS. I. LYND'S 1340 DARK CLOUD

T.Yu.MAGAKIAN, T.A.MOVSESSIAN, E.H.NIKOGOSSIAN

The results of the spectral and photometric observations of the objects, embedded in the L1340 dark cloud, are presented. Quite a few HH objects, among them new ones, were discovered in the field of RNO7. They form two or three flows. Several other cases of HH-like emission are suspected. Besides, 14 emission-line stars (11 new ones) were found in this area. They mostly are located inside the RNO7 nebula, which thus embeds the compact cluster of very young stars. Other nebulous objects in L1340 cloud are described. Many of them are associated with IR sources. As a whole this cloud represents rather active star forming region.

Key words: *stars:emission line - ISM:cloud:jets and outflows*

ЛИТЕРАТУРА

1. B.Reipurth, J.Bally, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **39**, 403, 2001.
2. T.Movsessian, T.Magakian, In Optical and Infrared Spectroscopy of Circumstellar Matter, eds. E.Guenther, B.Stecklum, S.Klose, ASP Conference Series, **188**, 49, 1999.
3. B.T.Lynds, Astrophys. J. Suppl. Ser., **7**, 1, 1962.
4. M.Kun, A.Obayashi, F.Sato et al., Astron. Astrophys., **292**, 249, 1994.
5. J.Dorschner, J.Gürtler, Astron. Nachr., **289**, 65, 1966.
6. M.Cohen, Astron. J., **85**, 29, 1980.
7. Y.Yonekura, K.Dobashi, A.Mizuno, H.Ogawa, Y.Fukui, Astrophys. J. Suppl. Ser., **110**, 21, 1997.
8. M.S.Nanda Kumar, B.G.Anandarao, K.C.Yu, Astron. J., **123**, 2583, 2002.
9. S. van den Bergh, Publ. Astron. Soc. Pacif. **87**, 405, 1975.

УДК: 524.338

NEW M-TYPE VARIABLES IN GALACTIC
DARK CLOUDSN.D.MELIKIAN¹, C.MAGNAN², J.M.SARKISSIAN³, A.A.KARAPETIAN¹

Received 6 September 2002

Accepted 3 November 2002

The results of the spectral classification of newly discovered M-type variables obtained as part of an H-alpha survey of Galactic dark cloud regions are presented. The survey was carried out with the 40" Schmidt camera of Byurakan Observatory, and the spectra of the variable stars for the classification were obtained with the Observatory's 2.6-m telescope. The observational material allowed register of late M-type variables as well as their brightness variations. Among the 97 newly discovered M-type stars, 22 show brightness variations. The results of the spectral classification of these new variables show that 21 out of 22 are red giants, and in all probability they are Mira Ceti type long period variables.

Key words: *stars:variables:long period*

1. *Introduction.* Long Period Variables (LPVs) are an important phase in the evolution of red giant and supergiant stars. Usually, their amplitudes in visible light are more than $2^m.5$ and their periods lie in the range of 100 to 1000 days. A large proportion of these are Mira Ceti stars. Usually, the absolute magnitudes of these stars in the Galaxy generally lie in the brightness range $M = -3^m.0$ to $-4^m.2$ [1]. Consequently, they represent one of the best distance indicators to galaxies, and are also useful in the study of Galactic structure.

Relatively little is known about the precursors of LPVs, and their masses and luminosities are not well determined. This is due to the fact that almost all Galactic LPVs are isolated members of the main field. Studies of the Galactic kinematics of LPVs show that they evolve from stars of typically $1.2 M_{\odot}$ [2]. A few LPVs are known to be members of old globular clusters, and a few supergiant examples are known in very young open clusters. No large-amplitude LPVs are known to belong to clusters with a turn-off mass in the range $1 - 9 M_{\odot}$. It is this range of stellar masses that mainly gives rise to the high mass loss rate AGB stars, such as Mira variables, OH/IR stars and dusty carbon stars, which are the major contributors of material to the interstellar medium [3]. In addition, the discovery and study of LPVs is very important in the investigation of the evolution of red giants and supergiants, particularly if we consider that they could be progenitors of planetary nebulae. The discovery of LPVs and their study in Galactic dark clouds (which are mainly known as young star forming regions, SFRs) are very significant.

An intensive survey of H_α objects in selected dark cloud regions of the Galaxy has been carried out at Byurakan Observatory over the last 10 years [4-8]. More than 200 new H_α objects have been discovered in six regions. As part of the H_α survey, late M-type giants have been discovered in three dark cloud regions. Variations of brightness have been detected for 22 out of 97 newly discovered red giants [9,10]. The preliminary results of the classification of 6 newly discovered variables have already been published [11], and the main results were reported at the IAU symposium 209 [12].

In this paper, the results of spectral classification of 21 newly discovered red variables in 3 Galactic dark cloud regions are presented.

2. Observations. The observations were performed with the 40" and 2.6-m telescopes of the Byurakan Observatory.

The 40" Schmidt camera was used in the discovery of these stars. The 4° objective prism, RG1 and RG2 filters along with Kodak 103 aF, II aF and III aF photoemulsions were used during the observations. These combinations allowed the recording of the spectral region $\lambda\lambda 6000 - 7000 \text{ \AA}$. The limiting magnitude of these observations is about 17^m.0 in red light. The dispersion of the obtained spectra was about 1100 Å/mm near the H_α line. The observations were performed over a period of 10 years: in 1979, 1985 and 1989, which gave an excellent opportunity to follow the brightness changes of the stars during the above mentioned period. The method of discovering M giants is based on the detection of the two absorption bands of TiO, namely at 6158 Å and 6651 Å. In this manner, 97 new M-type stars have been discovered in the total 48 deg². The method for discovering red giants and other details of these observations have been described and published previously [9].

The observational material for the spectral classification of the new variables was obtained with the 2.6-m telescope. Observations were carried out in 1999 and 2000. The "ByuFOSC" detecting system with the 1060x1028 pixel "Thomson" CCD, red (spectral range 5450-7550 Å, dispersion 1.7 Å/pixel) and green (spectral range 4350-6900 Å, dispersion 2.7 Å/pixel) grisms were used during the observations. The famous G-band, which is very important in the classification is outside the obtained spectral region.

A more detailed description of the telescope, detectors and the observational method employed was published in [13].

3. Results. The main results presented in this paper are the spectral classification of 21 new red variables, which were performed using two different methods of the spectral classification.

It is well known that the spectra of stars of class M are, in general, characterized by the strong absorption bands of TiO, and also by the large number of metallic lines which block the spectrum of these stars at wave-

lengths shorter than $\lambda = 4000 \text{ \AA}$. Different molecular bands such as CaH ($\lambda\lambda 6382, 6389 \text{ \AA}$), MgH ($\lambda 5221 \text{ \AA}$), CN ($\lambda\lambda 7945, 8125, 8320 \text{ \AA}$), LaO ($\lambda\lambda 7403, 7910 \text{ \AA}$) and VO ($\lambda\lambda 7000, 7400, 7900, 8600 \text{ \AA}$) also exist in the spectra of M-type stars, but are usually very weak with only a few able to be used in their classification. Sometimes, these molecular bands can be used in the determination of their luminosity classes as well. In addition, it is worth noting that there are several telluric (O₂) bands ($\lambda\lambda 6879, 7600 \text{ \AA}$) and two large diffuse bands of water-vapour ($\lambda\lambda 7190, 8200 \text{ \AA}$). The existence of so many molecular bands strongly distorts the spectra of M-type stars, making their classification very difficult. In addition, it is doubtful that any late M-type star has a constant brightness. The variability of the brightness usually implies a variability in spectral type. These difficulties result in the classification of M-type stars showing a large scatter.

As already mentioned, the spectral region obtained with the 2.6-m telescope is $4350\text{--}7550 \text{ \AA}$. The spectral classification of the stars was performed using the spectral details existing in this spectral region.

For spectral class M0, the first bands of TiO at $\lambda\lambda 4954, 5167$ and $7054 \text{ \AA}$ can be used for the classification of stars up to M3. For spectral classes M3–M5 the $\lambda\lambda 5759 \text{ \AA}$ and $\lambda\lambda 5810 \text{ \AA}$ bands of TiO are very useful in the classification. At M7 the bands of VO ($\lambda\lambda 5737, 7373 \text{ \AA}$) become conspicuous and could be used in the classification as well. For stars with spectral classes later than M4, the CaOH ($\lambda 5500 \text{ \AA}$) absorption band could play an important role. The latter with a part of the TiO absorption band ($\lambda 5446 \text{ \AA}$) appears as a box-like absorption, whose red side becomes deeper in later types. For the determination of the spectral and luminosity classes of M-type stars, the intensity of the NaI doublet, as well as the depth of the different absorption bands, could be used also. These features show changes not only with the spectral classes, but with the luminosity classes as well. In particular, the strength of the NaI doublet has a negative luminosity effect.

The method of quantitative spectral classification suggested more recently by Malyuto et al. [15] on the Galactic K–M stars, has also been used. This method is based on the quantitative investigations of some of the most notable features of M type stars in the spectral region $\lambda\lambda 4800\text{--}7700 \text{ \AA}$. One of the spectral ranges used is $\lambda\lambda 5839\text{--}6020 \text{ \AA}$. The authors define as a measure of the strength of the feature the value of I , given by equation [15]

$$I = 2.5 \log(F_1 + F_3) / 2 F_2. \quad (1)$$

Here, F_2 is the value of the mean flux of the central spectral range which includes the NaI doublet and the two TiO bands ($5789\text{--}5839 \text{ \AA}$, $6020\text{--}6120 \text{ \AA}$). F_1 and F_3 are the values of the mean fluxes on both sides of the spectral region $5839\text{--}6020 \text{ \AA}$. In Fig.1, taken from [15], the areas A1 ($5789\text{--}5839 \text{ \AA}$), A2 ($5839\text{--}6020 \text{ \AA}$) and A3 ($6020\text{--}6120 \text{ \AA}$) in the spectral region of NaID are

illustrated. A good correlation has been found between I and the spectral type. In spite of the large scatter, it is seen that the higher values of I correspond to the later spectral classes. This correlation has been found for spectral classes up to M7 and, in all probability it continues further. The method used Mulyato et al [15] is based on the calculation of the spectral indices for 6 selected central spectral regions (4935-5090 Å, 5150-5320 Å, 5839-6020 Å, 6143-6383 Å, 6613-6832 Å and 7060-7410 Å). All the indices are very sensitive to temperature and only a few of them are also sensitive to luminosity. For determination of spectral types of the program stars the following central regions have been used (5839-6020 Å, 6143-6383 Å, 6613-6832 Å). We don't use the spectral indices in the determination of luminosity classes because of the very large scatter. Consequently, the quantitative method described by Malyuto et al., has been used in this paper in the determination of the spectral types only.

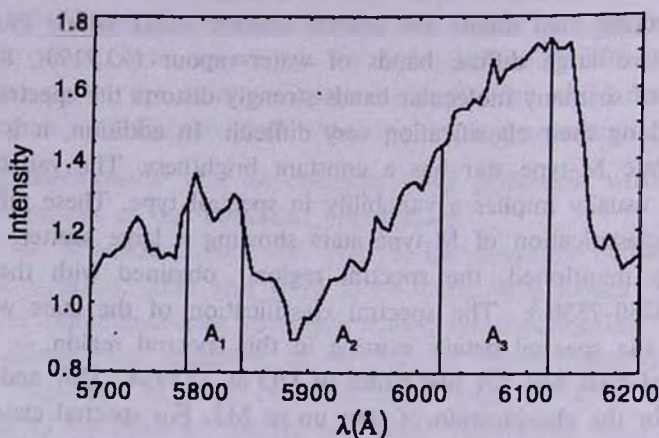


Fig.1. The spectral region near the NaI. A_1 is the central region with the NaI, A_2 and A_3 are regions from both sides of the central region [15].

6613-6832 Å and 7060-7410 Å). All the indices are very sensitive to temperature and only a few of them are also sensitive to luminosity. For determination of spectral types of the program stars the following central regions have been used (5839-6020 Å, 6143-6383 Å, 6613-6832 Å). We don't use the spectral indices in the determination of luminosity classes because of the very large scatter. Consequently, the quantitative method described by Malyuto et al., has been used in this paper in the determination of the spectral types only.

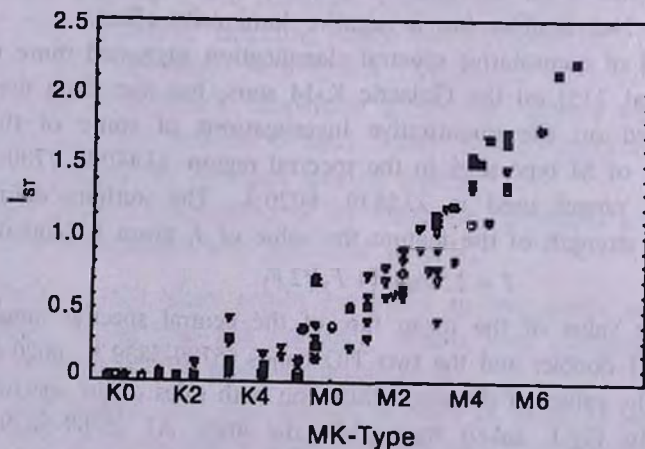


Fig.2. I_{sr} - MK diagram for Galactic disc stars taken from [15].

In Fig.2 taken from [15] one can see the correlation between the MK spectral type and spectral indices I_{ST} . I_{ST} is the sum of 3 calculated indices ($I_1 + I_2 + I_3$) corresponding to three different above mentioned spectral regions. A large scatter can be seen in Fig.2 and for the same spectral index we could have a difference of one subclass in the spectral type. It has been pointed out in [15] that such a scatter could be a result of different luminosities, as well as by the brightness variation of the stars. As one can see in Fig.2, the dependence between MK spectral type and I_{ST} spectral indices is sensitive since K4 spectral type only.

Table 1

SPECTRAL TYPES OF THE STARS DETERMINED BY TWO DIFFERENT METHODS

№	SP.(J)	SP.(M)	I_{ST}	№	SP.(J)	SP.(M)	I_{ST}
1	M5	M6	2.12	12	M4	M5	1.75
2	M6	M6	1.91	13	M5	M4	1.41
3	M6	M5	1.71	14	M6	M7	2.28
4	M7	M8	2.76	15	M6	M6	1.92
5	M4	M5	1.65	16	M4	M6	2.03
6	M4	M3	1.11	17	M3	M4	1.67
7	M5	M6	1.87	18	M3	M3	1.07
8	M5	M5	1.83	19	M6	M7	2.51
9	M5	M4	1.52	20	M6	M5	1.55
10	M5	M4	1.47	21	M7	M7	2.26
11	M4	M3	1.21				

In the same way as described by Malyuto et al.[15] we have calculated the spectral indices for above mentioned 3 spectral regions. These spectral indices are mainly sensitive to the spectral types of the stars. The spectral indices I_1 , I_2 and I_3 for all 21 variable stars have been calculated, and the obtained spectral indices for each star have been added together ($I_{ST} = I_1 + I_2 + I_3$) [15]. This is more sensitive to the spectral class. Using the values of the obtained spectral index I_{ST} and the correlation between I_{ST} -MK type, the spectral classes of the investigated 21 variable stars have been determined.

In Table 1 the spectral classes of the stars determined by two different methods [14,15] and the values of I_{ST} for each star are presented. The comparison of the spectral types determined by different methods can be seen in Fig.3. A large scatter is evident.

The spectral classes presented in Table 2 for each star are the mean values taken from the correlation shown in Fig.1. We have to point out that the large scatter in Fig.3 particularly is a result of the variability of the stars.

Fig.4 presents the correlation between spectral index I_{ST} and spectral types for the 21 programme stars. As one can see inspite of the large scatter a real dependence exists.

Table 2

OBSERVATIONAL DATA OF RED VARIABLES

No	α_{2000}	δ_{2000}	R_{max}	R_{min}	ΔR	Sp	$I_{H\alpha}$	IRAS No.
1	20 ^h 47 ^m 27.0	53°27'37"	14 ^m .8	12 ^m .8	2 ^m .0	M5III	n	
2	20 49 50.2	53 52 46	13.5	12.8	0.7	M6III	n	20483+5358
3	20 52 32.7	53 26 25	13.6	12.8	0.8	M6III	n	20510+5314
4	20 52 47.9	53 02 29	13.3	12.4	0.9	M7III	w	20513+5251
5	20 56 08.3	55 50 38	12.3	11.6	0.7	M4IV	n	
6	20 57 46.1	55 07 13	12.6	11.9	0.7	M4IV	n	20563+5455
7	20 58 48.5	53 42 05	12.9	12.4	0.5	M5III	m	
8	20 59 08.1	55 42 41	15.2	14.2	1.0	M5III	w	20577+5530
9	21 02 51.1	54 43 56	13.0	12.4	0.6	M5III	n	21014+5432
10	21 09 16.3	54 56 12	11.1	10.5	0.6	M4III	n	
11	21 24 34.3	56 10 37	13.7	12.5	1.2	M4III	w	
12	21 34 09.8	55 35 17	10.9	10.3	0.6	M5III	m	
13	21 36 39.2	54 11 28	12.8	12.2	0.6	M4III	n	21349+5357
14	21 36 37.8	57 00 57	13.3	12.5	0.8	M6III	w	
15	21 39 27.6	56 17 13	12.6	11.9	0.7	M6III	m	21378+5603
16	21 39 53.7	54 44 43	9.1	8.3	0.8	M5II	w	
17	21 42 08.9	54 58 04	12.7	12.2	0.5	M3III	n	
18	21 46 26.3	55 07 45	12.8	12.2	0.6	M3III	w	
19	23 29 32.1	64 51 27	13.0	12.2	0.8	M6III	n	
20	23 52 59.0	64 20 26	12.3	11.6	0.7	M6III	w	
21	23 53 30.5	63 48 48	12.8	12.2	0.6	M7III	n	

n - no emission; w - weak emission; m - middle strength emission.

The classification of the programme stars has been carried out using the method described by Jaschek and Jaschek [14], as well as the method suggested by Mulyato et al. [15]. For the determination of the luminosity classes, the behaviour of the strength of the NaI doublet, as well as the strengths of the

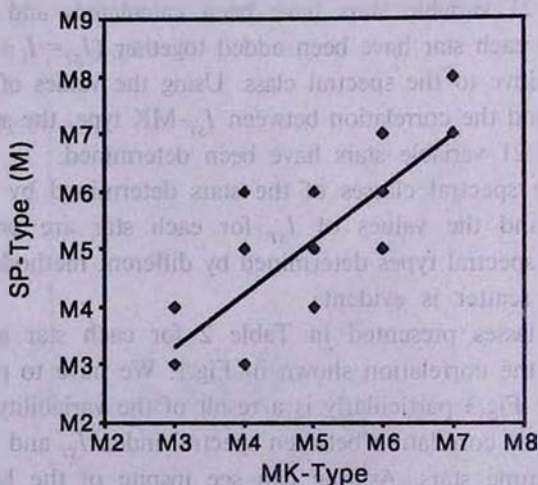


Fig.3. Correlation between MK spectral types determined by 2 different methods.

CaH ($\lambda\lambda 6382, 6389 \text{ \AA}$), MgH ($\lambda\lambda 4780, 5221 \text{ \AA}$), and other molecular bands which are sensitive to the luminosity classes of these stars, have been used. All of these features have been used in the determination of the luminosity classes, which is well described by Jaschek and Jaschek [14].

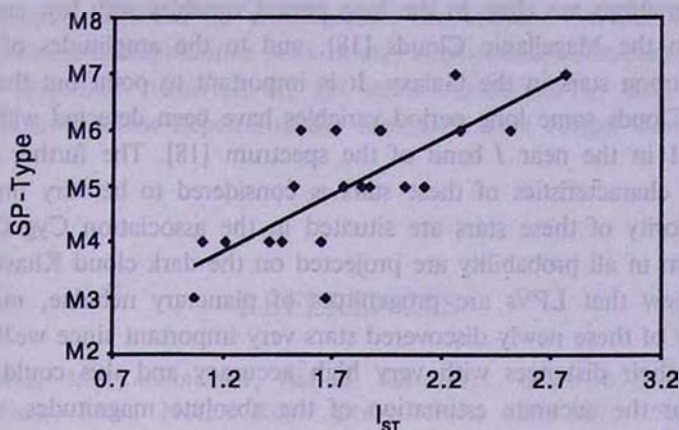


Fig.4. The spectral indices I_{ST} are plotted against the determined MK spectral types.

The results of the classification of 21 stars are presented in Table 2. The coordinates (J2000.0), observed magnitudes, the detected amplitudes (ΔR) in red light and the identification with sources in the IRAS catalogue are presented. The relative intensity of the H_{α} emission line is given also. For the estimation of the relative intensity of the H_{α} emission line the observational material obtained with the 40" Schmidt camera as well as the spectra obtained with the 2.6-m telescope have been used. The spectral types presented in Table 2 for each star are the average of the values obtained by the two different methods [14,15].

The results of the spectral classification using the two above mentioned methods agree very closely with each other, in spite of the difference in one subclass. If the first method [14] could be used only with the very detailed study of the obtained spectra, the method of the quantitative spectral classification [15] will make the first step of the classification much easier.

4. Conclusion. As it can be seen in Table 2, the spectra of 10 variable stars show the H_{α} emission with different intensities. This is good evidence for chromospheric activity on the stars. It is worth noting that the detected H_{α} emissions on these stars show intensity changes, which is one of the important characteristics of LPVs. The second interesting fact is that 8 of the 21 variables are identified with previously known infrared sources. Finally, 18 variables out of 21 are situated in, or near, the association Cyg OB7, where on the basis of the same observational material, more than 40 new H_{α} objects [6,7], and more recently, 3 groups of HH objects [16,17], have been discovered. As can be seen, the discovered variables lie in the spectral

range M3-M7 and their luminosity classes are from II to IV.

The results of the spectral classification show, that 21 out of the discovered 22 variables are red giants. The amplitudes of their brightness variation lie in the range $0^m.5 - 2^m.0$ in the red band of the spectrum. These amplitudes of brightness variations are close to the long period variables with low amplitude discovered in the Magellanic Clouds [18], and to the amplitudes of OH/IR and dusty carbon stars in the Galaxy. It is important to point out that in the Magellanic Clouds some long period variables have been detected with amplitudes of $0^m.1$ in the near I band of the spectrum [18]. The further study of the physical characteristics of these stars is considered to be very important.

The majority of these stars are situated in the association Cyg OB7 and some of them in all probability are projected on the dark cloud Khavtassi 141 [19]. The view that LPVs are progenitors of planetary nebulae, makes the further study of these newly discovered stars very important since we'll be able to estimate their distances with very high accuracy and this could give us possibility for the accurate estimation of the absolute magnitudes, which is very important in the case of long period variables.

To summarize the results of the present observations, we have to point out the following: the classification of 21 new variable stars has been performed using two different methods. All the characteristics of these stars show that to all probability they are Mira Ceti type long period variables. It is very important also that they are situated in the star forming region in Cygni, and may be either projected onto the region of the dark cloud KH 141, or embedded in this cloud.

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

² Montpellier University, France

³ CSIRO Parkes Observatory, Australia

НОВЫЕ М-ПЕРЕМЕННЫЕ В ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТЕМНЫХ ОБЛАКАХ

Н.Д.МЕЛИКЯН¹, К.МАНЬЯН², ДЖ.М.САРКИСЯН³,
А.А.КАРАПЕТЯН¹

Представлены результаты спектральной классификации недавно обнаруженных М-переменных, полученные как часть H_α -обзора в областях галактических темных туманностей. Обзор был выполнен на 40" телескопе

системы Шмилта Бюраканской обсерватории, а спектры переменных звезд для классификации были получены на 2.6-м телескопе обсерватории. Наблюдательный материал позволяет зарегистрировать как поздние переменные типа М, так и изменения их яркости. Из 97 недавно обнаруженных М-звезд 22 показывают изменения блеска. Результаты спектральной классификации этих новых переменных показывают, что 21 из 22 - красные гиганты, и, по всей вероятности, они являются долгопериодическими переменными звездами типа Миры Кита.

REFERENCES

1. *R.Alvarez, M.-O.Menessier*, *Astron. Astrophys.*, **317**, 761, 1997.
2. *M.W.Feast*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **125**, 367, 1963.
3. *H.Schild*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **240**, 63, 1989
4. *N.D.Melikian, V.S.Shevchenko*, *Astrofizika*, **32**, 169, 1990.
5. *N.D.Melikian*, *Astrofizika*, **37**, 219, 1994.
6. *N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, *Astrofizika*, **39**, 57, 1996.
7. *N.D.Melikian, A.A.Karapetian, L.G.Hakhverdian, A.Ts.Karapetian*, *Astrofizika*, **39**, 217, 1996.
8. *N.D.Melikian, A.Ts.Karapetian*, *Astrofizika*, **38**, 703, 1995.
9. *N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, *Astrofizika*, **39**, 57, 1997.
10. *C.Magnan, N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, *IBVS*, №4527, 1997.
11. *C.Magnan, N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, *Colloq. In Montpellier University*, 2000.
12. *N.D.Melikian, C.Magnan, J.M.Sarkissian, A.A.Karapetian*, "New M-Type Variables in Galactic Dark Clouds", *IAU Symposium 209, "Planetary Nebulae, Their Evolution and Role in the Universe"* Canberra, 19-23 November, 2001.
13. *T.A.Movsessian, J.-L.Gach, F.Zhamkotsian, J.Boulesteix*, *Joint European and National Astronomical Meeting "JENAM-2000"*, *European and 5th Euro-Asian Astronomical Society Conference*, May 29 - June 3, Moscow, Abstracts, p.179, 2000.
14. *C.Jaschek, M.Jaschek*, "Classification of Stars", Cambridge, Univ. Press, 1987.
15. *V.Mulyato, M.O.Oestreicher, Th.Schmidt-Kaler*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **286**, 500, 1997.
16. *N.D.Melikian, A.A.Karapetian*, *Astrofizika*, **44**, 265, 2001.
17. *H.A.Harutyunian, N.D.Melikian*, *Astrofizika*, **44**, 431, 2001.
18. *K.M.Sebo*, "Cepheids and Long Period Variables near Magellanic Clouds Clusters", Thesis, Australian National Univ., 1996.
19. *D.S.Khavtassi*, *Atlas of Galactic Dark nebula*, Abastumani Observ., Georgia, 1960.

УДК: 524.35

ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ μ СЕР

Т.А.ПОЛЯКОВА

Поступила 28 октября 2002

Принята к печати 10 ноября 2002

В этой статье мы приводим результаты наблюдений блеска и поляризации μ Сер за 1983–2002 гг. К кривой блеска была подобрана почти синусоидальная кривая, имеющая несколько переменную амплитуду и период около 850 дней. При этом получилось, что минимумы реальной кривой блеска, по сравнению с плавной, часто как бы "залиты" дополнительным излучением. Для объяснения этого явления выдвигается рабочая гипотеза о выходе в приполярных областях холодного сверхгиганта излучения, которое было отражено в процессе "вуалирования" окисью титана обратно в атмосферу вблизи экватора и затем частично диффундировало в приполярную область.

1. *Введение.* В 1983 г. мы обсуждали наши наблюдения μ Сер за 18 лет с 1965 г. по середину 1983 г. [1]. С тех пор прошло еще около 18 лет, и здесь мы приводим результаты наших наблюдений за период с 1983 г. по 2001 г. К сожалению, были два года (1994, 1995), в течение которых нет наших наблюдений, и еще два (1992, 1993), за которые мы смогли нанести на кривую блеска только 6 точек.

Прогноз, сделанный в работе [1] об изменениях поляризации μ Сер, оправдался лишь частично: ближайший следующий максимум поляризации произошел в 1984 г. действительно при $\theta = 120^\circ$, но следующий за ним – наблюдался при $\theta = 165^\circ$, а не при 100° , как было предсказано, исходя из нашей рабочей гипотезы. Возможно, что этому было несколько причин: во-первых, при прогнозе пришлось опираться на разрозненные наблюдения поляризации в начале шестидесятых годов, во-вторых, период вращения μ Сер может несколько отличаться от принятого нами, и, кроме того, сам предложенный в [1] механизм образования потоков рассеивающих частиц, выравненных магнитными полями над биполярными активными областями, скорее всего, не настолько регулярен, чтобы обеспечить долговременный прогноз его проявлений в атмосфере сверхгиганта.

2. *Наблюдения.* В 1983–1993 годах мы проводили наблюдения μ Сер, как и прежде, в Бюракане, с фотометром, помещенным в кассегреневском фокусе 48-см рефлектора АЗТ-14 Наблюдательной лаборатории Астрономической обсерватории Ленинградского университета (в настоящее время НИАИ СПбГУ). При этом, до 1989 г. во время нижних кульминаций μ Сер эти наблюдения дополнялись наблюдениями

на 9-дюймовом рефракторе в Ленинграде. А с 1996г. все наши наблюдения, из-за недоступности бюраканского инструмента, приводятся только на этом телескопе. Диаметр его объектива 225 мм, фокусное расстояние 2940 мм, с ним используется одноканальный фотометр-поляриметр с ФЭУ-79 (мультищелочной фотокатод). Поляриметрия производится в полосе V , а фотометрия - в B и V . Звездой сравнения, по-прежнему, служит 12 Сер = BD + 60 2294 = HD 207528 ($V = 5^m.43$, $B - V = +1^m.56$, $U - B = +2^m.05$ [2]). Для μ Сер средняя ошибка при измерении поляризации составляет 0.1%, а при измерении блеска - не превышает $0^m.02$. На широте Петербурга наиболее значительные пробелы в наблюдениях связаны с "белыми ночами" с мая по август. Однако малая скорость изменений параметров излучения μ Сер все же позволяет при этом проследить за их ходом. Результаты наших наблюдений μ Сер с середины 1983г. по март 2002г. (234 наблюдения) приведены в табл.1 в самом кратком виде.

Таблица 1

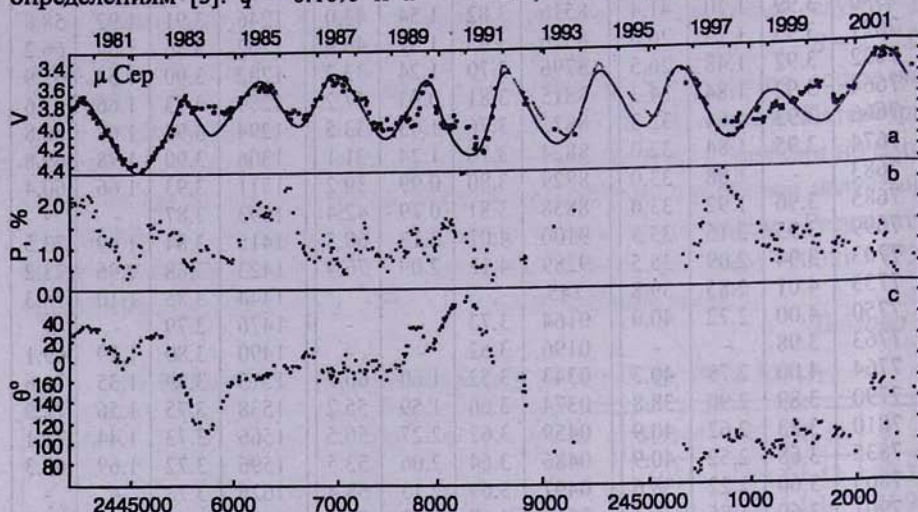
РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ μ СЕР В 1983-2001гг.

JD244	V	$P_v \%$	θ	JD244	V	$P_v \%$	θ	JD244	V	$P_v \%$	θ
5537	3.76	0.94	38.7	6298	3.62	-	-	6954	3.60	1.42	32.2
5543	3.78	0.98	38.4	6308	3.64	-	-	6978	3.58	1.14	31.9
5578	3.85	0.97	42.9	6310	3.63	1.78	11.7	6987	3.53	1.24	34.2
5579	3.82	1.01	45.0	6314	3.65	1.94	10.8	7012	3.53	1.36	35.3
5592	3.81	0.76	46.2	6329	3.65	1.64	12.0	7033	3.60	-	-
5599	3.82	1.01	55.0	6343	3.60	1.82	12.8	7036	3.66	-	-
5620	3.81	0.95	60.2	6361	3.62	1.72	14.6	7041	3.61	1.40	38.2
5670	3.81	0.83	66.2	6387	3.66	2.31	17.4	7047	3.53	1.54	37.5
5729	-	1.11	70.7	6491	3.86	2.65	14.2	7055	3.55	1.46	39.4
5742	3.79	1.17	68.4	6510	3.87	2.54	11.2	7069	3.55	1.64	39.9
5791	3.85	1.01	70.6	6529	3.93	2.40	6.0	7099	3.65	1.45	30.4
5794	3.79	0.86	61.7	6543	3.87	2.38	8.4	7144	3.67	1.48	22.9
5874	3.85	0.67	47.4	6564	3.84	2.18	17.4	7161	3.75	1.22	26.5
5898	3.86	0.78	40.5	6609	3.87	1.84	22.7	7168	3.72	1.78	30.0
5930	3.83	-	-	6662	3.92	1.92	30.8	7216	3.74	1.68	30.2
5931	3.85	0.84	36.6	6667	3.89	1.96	29.9	7258	3.73	1.64	15.5
5944	3.90	1.07	34.0	6678	3.94	1.91	32.7	7266	3.79	1.76	19.6
5949	3.83	-	-	6691	3.88	1.94	34.1	7281	3.76	1.62	22.8
5957	3.81	1.07	33.3	6719	3.88	1.79	31.1	7296	3.87	1.70	29.2
5977	3.82	1.18	34.1	6748	3.80	2.20	33.3	7339	4.03	-	-
5984	3.81	1.11	32.0	6772	3.74	1.71	35.4	7340	3.97	1.78	29.6
6044	3.76	1.20	20.0	6819	3.72	1.17	30.8	7369	4.03	1.43	30.3
6055	3.71	1.34	23.8	6852	3.60	1.65	21.7	7378	4.01	1.71	32.1
6126	3.67	1.53	11.1	6855	3.59	1.50	25.0	7384	3.99	1.48	30.4
6195	3.59	1.78	10.6	6886	3.54	1.42	18.8	7410	3.98	1.57	31.5
6231	3.65	1.74	7.0	6906	3.53	1.46	34.2	7421	4.03	1.36	31.5
6250	3.61	1.80	6.5	6926	3.54	1.40	22.0	7483	3.94	1.18	29.8
6259	3.61	1.56	10.0	6929	3.55	1.24	27.8	7494	4.03	1.40	38.4
6275	3.59	1.58	9.8	6940	3.60	1.37	31.1	7528	4.03	1.45	31.0
6287	3.65	1.66	12.3	6951	3.59	1.31	25.9	7551	4.09	-	-

Таблица 1 (окончание)

JD244	V	$P, \%$	θ	JD244	V	$P, \%$	θ	JD245	V	$P, \%$	θ
7567	4.02	1.71	36.5	8466	4.13	2.32	39.7	1220	3.89	1.81	66.6
7581	3.98	1.66	29.2	8500	3.93	1.76	37.4	1236	3.90	1.85	64.2
7590	3.99	1.70	41.4	8516	3.82	1.54	43.0	1246	3.91	1.92	58.8
7621	3.95	1.73	26.0	8526	3.65	1.52	40.4	1252	3.86	1.64	66.2
7632	3.92	1.48	26.5	8796	3.70	1.24	33.2	1282	3.90	1.54	61.9
7664	3.92	1.84	34.3	8815	3.81	0.93	37.2	1289	3.93	1.66	57.6
7666	3.93	1.64	32.3	8823	3.76	1.03	33.5	1294	3.92	1.68	60.8
7674	3.95	1.84	32.0	8824	3.76	1.24	31.1	1306	3.90	1.78	69.8
7683	-	1.88	33.0	8829	3.80	0.99	39.2	1311	3.93	1.66	60.4
7685	3.96	1.92	33.6	8838	3.81	0.79	42.4	1393	3.87	-	-
7699	3.95	2.15	35.5	9100	4.07	2.13	68.5	1415	3.84	1.49	73.5
7703	3.94	2.09	35.5	9289	4.12	2.09	76.4	1423	3.88	0.96	73.2
7733	4.01	2.85	39.8	245	-	-	-	1444	3.85	1.10	75.3
7750	4.00	2.72	40.0	0164	3.73	-	-	1476	3.79	-	-
7763	3.98	-	-	0196	3.62	-	-	1490	3.80	1.29	69.1
7764	4.00	2.78	40.3	0343	3.52	1.60	60.7	1513	3.79	1.35	71.6
7790	3.89	2.90	38.8	0374	3.66	1.59	55.2	1538	3.75	1.56	72.9
7810	3.83	2.62	40.9	0459	3.62	2.27	56.5	1566	3.73	1.44	71.1
7835	3.68	2.52	40.9	0486	3.64	2.06	53.5	1596	3.72	1.69	63.3
7865	3.60	2.22	38.6	0497	3.69	2.13	58.4	1626	3.73	-	-
7901	3.60	1.86	36.1	0513	3.67	2.73	58.5	1630	3.68	1.63	67.7
7921	3.52	2.23	32.7	0518	3.79	2.26	58.4	1650	3.72	1.51	64.2
7964	3.82	2.21	35.4	0522	3.80	2.41	63.2	1656	3.74	1.24	66.1
7968	3.88	2.04	34.0	0546	3.82	2.44	64.4	1674	3.69	1.11	59.7
7971	3.86	2.50	35.7	0555	3.84	2.69	70.3	1784	3.82	1.51	64.6
7977	3.83	2.33	35.9	0574	3.87	2.54	68.8	1785	3.85	-	-
8015	3.98	2.74	39.3	0683	4.11	2.70	88.3	1795	3.89	1.22	61.5
8030	4.01	2.92	40.6	0757	4.03	2.67	86.0	1807	3.90	1.43	64.7
8039	3.96	3.04	40.3	0797	4.17	2038	86.0	1814	3.87	1.34	66.0
8041	4.02	3.06	41.2	0803	-	2.47	80.3	1836	3.88	1.25	68.7
8053	4.01	3.04	44.1	0838	4.04	2.40	79.0	1866	3.85	1.48	63.0
8065	4.00	3.00	43.3	0850	4.17	2.94	83.1	1876	3.84	1.47	65.6
8076	4.03	3.22	44.0	0883	4.04	1.97	83.9	1931	3.75	1.52	64.9
8089	4.04	2.99	45.3	0884	4.00	1.76	85.6	1976	3.77	-	-
8107	4.00	3.15	46.9	0892	4.11	2.13	81.7	1989	3.74	1.80	58.7
8122	4.00	3.08	48.6	0906	3.96	1.98	78.4	2145	3.45	0.90	36.6
8125	4.02	3.19	49.4	0932	4.10	1.90	81.6	2164	3.47	0.92	30.0
8139	3.91	3.07	48.9	1038	4.03	-	-	2170	3.44	0.98	42.4
8146	4.02	2.92	50.6	1060	4.03	-	-	2173	3.40	1.14	35.7
8161	3.96	2.87	48.4	1070	4.03	1.65	65.1	2178	3.41	0.90	24.1
8166	3.96	2.78	50.3	1083	3.91	1.89	71.4	2217	3.48	-	-
8266	4.03	2.82	51.9	1112	4.03	1.75	64.0	2228	3.49	0.69	14.1
8280	4.02	2.57	53.5	1128	4.05	1.82	61.6	2235	3.43	0.80	16.6
8342	4.19	2.15	48.1	1138	4.01	-	-	2250	3.39	-	-
8343	4.12	2.45	49.0	1142	-	2.43	64.5	2252	3.43	0.91	25.7
8366	-	2.04	48.0	1169	4.17	1.88	60.4	2268	3.46	1.10	24.0
8412	4.25	1.99	42.7	1187	3.96	1.87	61.6	2321	3.43	1.15	49.5
8424	4.26	1.98	41.4	1212	3.92	1.73	56.2	2342	3.44	1.29	43.3

3. *Обсуждение результатов.* На рис.1 кривая блеска μ Сер за 22 года с 1980г. по 2001г. сопоставлена с изменениями собственной поляризации, то есть из наблюдаемых параметров поляризации были вычтены параметры межзвездной составляющей, полученные по нашим определениям [3]: $q = -0.10\%$ и $u = +1.51\%$, что составляет $p = 1.51\%$ при



Кривая блеска с 1980 по 2001гг.

Рис.1. а) На результаты наших наблюдений блеска μ Сер за 1980-2002гг. (точки), а за 1992-1995гг. - усредненные результаты из [5] (пунктир) наложена плавная кривая (непрерывная линия) с периодом 850 ± 150 ; б) изменения степени собственной поляризации; в) изменения позиционного угла собственной поляризации.

$\theta = 47^\circ$, а не 43° , как это указано в статье Добоко и др. [4]. Максимумы степени собственной поляризации, как и прежде, приходятся приблизительно на минимумы блеска, а угол поляризации за это время показал два продолжительных периода (1985-1988гг. и 1997-2000гг.) относительно слабой переменности, которые сменялись значительными "ступенчатыми" изменениями (1983-1984гг. и 1989-1992гг.), и в начале 2001г. угол θ вновь резко изменился на 50° - 60° . Такие периоды с различной степенью переменности θ чередовались и прежде, и было бы интересно проследить за ними дальше, хотя они происходят так медленно. Однако особое внимание мы здесь обратим на изменения блеска μ Сер. При этом с 1992г. по 1995г. для построения кривой блеска были использованы результаты из работы Перси и др. [5]. Заметим, что к изменениям блеска μ Сер можно подобрать плавную, приблизительно синусоидальную кривую с несколько переменной амплитудой $\approx 0^m.6 + 0^m.8$ и периодом $\approx 850^d \pm 150^d$ (рис.1). Реальная кривая блеска этой звезды обычно несколько искажена у максимумов плавной кривой, а в минимумах часто наблюдается как бы наложение дополнительного излучения. Создается

впечатление, что кривая блеска μ Сер подвержена не углублениям минимумов, как это происходит у мирид в визуальной области спектра, а, наоборот, - "заливаниям" минимумов дополнительным излучением. Все остальные имеющиеся наблюдения блеска μ Сер с 1849г. (в [6] они приведены с 1867г.) также поддаются этой процедуре подбора к ним плавной кривой, хотя при этом пределы изменений амплитуд иногда раздвигаются до $0^m.5 - 1^m.4$ и несколько увеличиваются пределы изменений периода, примерно до $850^d \pm 200^d$. Однако значения $\max \Delta P/P\%$ около 25% находятся в пределах, определяемых кумулятивной ошибкой для столь большого периода [6]. О значении среднего периода для μ Сер приблизительно 850^d также сообщает Скифф в обзорной статье [7], ссылаясь при этом на работу Белстафф и др. [8].

Для объяснения временного "заливания" минимумов блеска у долгопериодической переменной однажды уже было выдвинуто предположение Меррилом [9] для случая R Aqr. Он предположил существование "гипотетического спутника" у этой звезды, так как спектральные наблюдения показывали в то время значительное усиление излучения в голубой области ее спектра. Но для μ Сер таких изменений спектра замечено не было. С другой стороны, полуправильные переменные и мириды по всем параметрам излучения, кроме величин амплитуд в визуальной области спектра, весьма подобны. Как указывал Меррилл [10], в последовательности красных гигантских звезд доля переменных возрастает с уменьшением их температур, пока все они не оказываются переменными либо миридами, либо полуправильными.

В связи с этим выдвинем предположение, что мириды - это те холодные переменные гиганты, которые имеют большой наклон оси вращения, то есть земному наблюдателю больше видны их экваториальные области. Кроме того предположим, что именно в этих областях происходит наибольшая активизация процессов, вызывающих периодическое расширение и охлаждение атмосфер гигантских звезд. Такое охлаждение приводит к образованию большого количества окиси титана, вызывающего сильное "вуалирование" в визуальной области спектра, что является одной из причин углубления минимумов блеска мирид на этих длинах волн. При этом значительная доля излучения возвращается обратно в атмосферу и может затем частично переизлучаться в других длинах волн, а частично может диффундировать в очень протяженных атмосферах в области, где "вуалирование" из-за TiO не столь сильно проявляется, то есть в околополярные части атмосфер и там излучаться, заполняя минимумы.

μ Сер обращена к нам, скорее всего, околополярной областью, как это следует из характера изменений параметров ее поляризации [1]. Следовательно, возможно, что ее минимумы блеска будут заполняться

обращенным излучением, диффундировавшим из экваториальной зоны ее протяженной атмосферы. Этот процесс, возможно, бывает не всегда одинаково интенсивным. Например, когда активность звезды больше проявляется в полушарии звезды, обращенном в противоположную от наблюдателя сторону (по аналогии с солнечной активностью), отраженное излучение будет сильнее диффундировать в невидимую нам приполярную область звезды. Мы при этом увидим не "залитые" минимумы на кривой блеска, и при ее анализе математическими методами могут обнаружиться дополнительные периодичности, как, например, в работе [6]. В дополнение к табл.1 приводим результаты наблюдений, выполненных во время подготовки статьи:

Таблица 1 (дополнение)

JD245	V	P_v %	θ
2375	3.42	1.46	50.5
2380	3.46	1.85	56.4
2390	3.49	-	-
2519	3.56	-	-
2537	3.57	1.00	55.1

4. **Заключение.** Для объяснения явления "заливания" минимумов блеска μ Сер здесь выдвинута рабочая гипотеза о том, что холодные гигантские переменные звезды, в зависимости от угла между их осью вращения и лучом зрения, могут проявлять себя для земного наблюдателя либо как мириды, либо как полуправильные переменные. Вблизи экватора активность звезды проявляется сильнее и во время минимумов блеска там образуется гораздо больше окиси титана, чем вблизи полюсов. TiO создает сильное "вуалирование" в визуальной области, что способствует у мирид углублению их минимумов блеска. При этом не пропущенное излучение, возможно, частично диффундирует в протяженной атмосфере сверхгиганта в приполярные области и, выходя там, "заливает" минимумы блеска, приводя к созданию полуправильных кривых блеска, как в случае μ Сер.

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

ON THE BRIGHTNESS AND POLARIZATION
VARIATIONS OF μ CEP

T.A.POLYAKOVA

The results of the photometric and polarimetric observations of μ Cep for 1983-2002 are presented. The light curve of μ Cep is fitted by a smooth nearly sinusoidal curve with variable amplitude and period about 850 days. In comparison with the smoothed curve at the real one the minima often look as if they were "flooded" with an additional light. To find the explanation of this phenomenon we advance a working hypothesis that some part of light which was returned back by TiO into atmosphere of a cold supergiant star near equatorial regions, diffused then into its near-polar regions and radiated there.

Key words: *stars:variables - stars:individual:* μ Cep

ЛИТЕРАТУРА

1. Т.А.Полякова, Астрофизика, **21**, 125, 1984.
2. В.А.Домбровский, Т.А.Полякова, В.А.Яковлева, Труды АО ЛГУ, **27**, 3, 1970.
3. Т.А.Полякова, Астрофизика, **10**, 53, 1974.
4. Х.А.Докобо, В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян, Л.А.Карапетян, Астрофизика, **43**, 219, 2000.
5. J.R.Percy, J.B.Wilson, G.W.Henry, Publ. Astron. Soc. Pacif., **113**, 983, 2001.
6. Т.А.Полякова, Перемен. звезды, **20**, 75, 1975.
7. В.А.Скифф, IBVS, 5015, 2001.
8. T.Brelsstaff, C.Lloyd, T.Markham, D.McAdam, J.Brit, Astron. Soc., **107**, 135, 1997.
9. P.W.Merrill, Astrophys. J., **81**, 312, 1935.
10. П.Меррил, "Звездные атмосферы", гл.13, ИИЛ, М., 1963.

УДК: 524.338

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

М.А.КАЗАРЯН, Г.В.ПЕТРОСЯН

Поступила 31 мая 2002

Принята к печати 3 ноября 2002

Среди звезд спектрального класса М, список которых приведен ранее, обнаружены 18 новых переменных звезд. Приведены их фотографические звездные величины, определенные при помощи наблюдений, которые проводились в 1970 и 1971 годах.

1. *Введение.* В работе [1] приводятся данные о 257 звездах типа М, наблюдаемых в области Цефея, охватывающей на небе примерно 17 кв. градусов. Для них были определены спектральные подклассы, которые меняются от М0 до М10 [1]. Было показано, что в каталоге [2] среди звезд, для которых известны спектральные типы, 49.3% являются звездами типа М. Однако из 257 звезд типа М, список которых был приведен в [1], ни одна звезда не попала в [2]. Более того, в новом каталоге [3] имеются всего 5 переменных звезд, которые находятся в области, изученной в [1]. Из них 4 звезды являются затменными переменными и только одна - физической переменной, причем она по своим координатам не совпадает с координатами ни одной из звезд, приведенных в [1]. В [1] был сделан вывод, что, возможно, среди 257 звезд есть много переменных, которые до сих пор не обнаружены. Особенно это относится к звездам, имеющим спектральные подклассы М5 и позднее.

В настоящей работе показано, что многие из этих звезд являются переменными.

2. *Наблюдательный материал.* В работе были использованы прямые снимки, полученные одним из авторов (М.К.) на 1-м телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в 1970г. и 1971г. Область Цефея, о которой было сказано выше, покрывается одной пластинкой размером 16 x 16 см и охватывает на небе примерно 17 кв. градусов. Экваториальные координаты центра области приблизительно равны $\alpha = 23^h 32^m.7$, $\delta = +67^\circ$, им соответствуют галактические координаты $l^{II} = 5^h 34^m$, $b^{II} = +5^\circ 20'$.

В табл.1 приведены сведения о наблюдениях.

Спектральная область используемых эмульсий охватывает $\lambda\lambda 3200 - 5000 \text{ \AA}$. Первая пластинка №2653, полученная в 1970г., была использована для

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

№ пластинки	Область наблюдения	Дата наблюдения	Эмульсия	Экспозиция (мин)
2652	NPS	21.09.1970	Kodak 103a-O	10
2653	Цефей	-//-	-//-	10
3350	-//-	17.09.1971	Kodak OaO	8
3358	NPS	19.09.1971	-//-	15
3359	Цефей	-//-	-//-	15

определения фотографических величин звезд, список которых приведен в [1]. Остальные две пластинки были получены, примерно, через год и использовались в настоящей работе для определения фотографических величин этих звезд. В качестве стандартных звезд была снята область NPS. При получении пластинки №3350 область стандартных звезд не наблюдалась. Поэтому для определения фотографических величин наших звезд на пластинке №3350 в качестве стандартных звезд были выбраны звезды разных яркостей. Фотографические величины последних были определены на пластинках № 2653 и № 3359, для которых имелись NPS.

3. *Определение фотографических звездных величин.* Для обнаружения переменных среди звезд, приведенных в [1], определялись их фотографические величины еще на двух пластинках (№№3350, 3359) и полученные значения сравнивались с опубликованными данными в [1].

Методика определения фотографических величин та же, что и в [1].

Предельные звездные величины на пластинках №2653, 3350 и 3359 равны примерно 19^m , 18^m и $18^m.5$, соответственно. На этих пластинках удалось измерить изображения звезд не слабее $18^m.7$, $17^m.8$ и $18^m.2$, соответственно. На пластинках яркие звезды передержаны, в табл.2 работы [1] рядом с их значениями поставлен знак двоеточия (:).

Для определения ошибки измерения были выбраны 5 звезд, почернения которых на каждой из трех вышеуказанных пластинок попадали на прямолинейную часть соответствующей характеристической кривой. Для средней ошибки одного измерения $\sigma_m = \pm 0^m.10$, а для средней ошибки средней звездной величины $\sigma_{\bar{m}} = \pm 0^m.06$.

Фотографические величины звезд, приведенных в [1], определялись бы с такими же ошибками, если почернения их изображений на пластинке попадали на прямолинейную часть соответствующей характеристической кривой. Прямолинейные части используемых характеристических кривых соответствуют следующим интервалам фотографических звездных величин: для пластинки №2653, $15^m.5 + 18^m.5$, для №3350, $15^m.3 + 17^m.8$, а для

Таблица 2

ДАННЫЕ О ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗДАХ

№ звезды по [1]	m		Sp
	1970	1971	
16	16 ^m .5	17 ^m .2	M2
32	17.1	≥ 18.5	M10
44	18.1	17.3	M2
102	16.8	14.9	M3
119	17.8	17.3	M4
122	16.3	15.7	M0
138	17.0	17.7	M8
152	≥ 19.0	17.8	M4
200	17.6	16.9	M7
202	17.3	17.8	M2
209	16.8	16.0	M7
210	≥ 19.0	18.0	M7
215	≥ 19.0	17.8	M6
222	17.7	17.2	M4
230	18.2	17.0	M9
234	17.6	15.2	M0
247	18.4	17.8	M2
251	16.3	16.9	M7

№3359, 15^m.3 + 18^m.2. Естественно, что значения фотографических звездных величин звезд, находящихся вне этих интервалов, определяются с большими ошибками. Количество звезд, фотографические звездные величины которых определялись с вышеприведенными ошибками, равно 157.

4. *Обсуждение результатов.* В работе [1] был сделан вывод, что, по всей вероятности, изучаемые 257 звезд являются гигантами и сверхгигантами. Если такие звезды показывают переменность, то они могут принадлежать к одному из трех типов переменных: Миры Кита (M), полуправильным (SR) и неправильным (I).

В каталоге [2] из переменных с известным спектральным классом M 47.6% являются типа Миры Кита (M), 29.0% и 23.4% - типов SR и I, соответственно.

Для определения разницы фотографических звездных величин, Δm , при которой данную звезду можно отнести к числу переменных, необходимо использовать среднюю ошибку средних величин, приведенную выше, $\sigma_{\bar{m}} = \pm 0^m.06$, и метод Стюдента-Фишера. Этот метод дает точное соотношение вероятности того, что среднее значение фотографических звездных величин ($\bar{m}$) отклоняется от его истинного значения (m) в данном интервале, представленного в виде $(\bar{m} - k \sigma_{\bar{m}} \leq m \leq \bar{m} + k \sigma_{\bar{m}})$, где k - целое число, а вероятность имеет вид: $S(k, n) = p(\bar{m} - k \sigma_{\bar{m}} \leq m \leq \bar{m} + k \sigma_{\bar{m}})$, где n

- количество наблюдений. В нашем случае $n=3$. Если принять $k=3$, то вероятность близка к единице, $\chi(3,3)=0.905$. В этом случае интервал фотографических звездных величин или разница между наблюдаемыми значениями $\Delta m = 0^m.36$.

Этот анализ справедлив для тех звезд, фотографические величины которых определялись с вышеприведенными ошибками. Количество таких звезд 157. Для более строгого подхода будем считать переменными те звезды, у которых $\Delta m \geq 0^m.5$.

Интервал времени между первыми двумя наблюдениями примерно один год, а вторым и третьим - всего два дня, т.е. эти два интервала сильно отличаются друг от друга. Так как большинство ожидаемых переменных должны были быть типов Миры Кита (М) и SR, которые вместе составляют примерно 76.6%, то в течение двух дней они вряд ли существенно изменили бы яркость, поскольку их период переменности составляет несколько сот дней. Поэтому для этих переменных данные первого наблюдения можно сравнить со средними величинами из второго и третьего наблюдений.

В табл.2 приведены те звезды из вышеотмеченных 157 звезд, которые показывают разности фотографических звездных величин, $\Delta m \geq 0^m.5$. Их количество 15. Кроме этих звезд в табл.2 приведены еще три звезды, которые из-за слабости ($\geq 19^m$) не получились на первой пластинке, а получились на одной из пластинок 1971г. В табл.2 фотографические звездные величины для 1970г. и спектральные классы были взяты из [1]. Порядковые номера в табл.2 те же, что и в [1]. Из табл.2 видно, что большая разница наблюдается у звезды №234, $\Delta m = 2^m.4$. Эти переменные, по всей вероятности, могут принадлежать всем типам: Миры Кита (М), SR и I.

Таким образом, поиски переменных, проводимые среди вышеотмеченных 160 звезд, дали возможность обнаружить 18 новых переменных, которые составляют примерно 11.3%. Их спектральные подклассы меняются от M0 до M10. Остальные 97 звезд не учитывались в этом поиске по разным причинам. 12 из них оказались за пределами первого прямого снимка. Для них в [1] приведены только грубые оценки фотографических звездных величин по спектрам. Возможно, среди них №80, 101 и 139 могут быть переменными. Изображения 85 звезд на пластинках были либо передержанными, либо недодержанными. Среди них имеются такие, разницы значений фотографических звездных величин у которых $\Delta m \geq 0^m.6 + 0^m.7$. Однако нецелесообразно принимать их реальными, так как трудно сказать, с какой точностью они были определены. Поэтому эти и вышеотмеченные три звезды №80, 101, 139 можно считать кандидатами в переменные звезды и исследовать их в дальнейшем.

Карты отождествления найденных 18 переменных, а также экваториальные координаты приведены в работе [1].

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: astro@ysu.am

NEW VARIABLE STARS

M.A.KAZARIAN, G.V.PETROSIAN

18 new variable stars have been found among M type stars, the list of which is published before. Their photographic magnitudes determined from observations in 1970 and 1971 are given.

Key words: *stars:variables*

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Г.В.Петросян, *Астрофизика*, **44**, 413, 2001.
2. Б.В.Кукаркин, П.П.Паренаго, Ю.И.Ефремов, П.Н.Холопов, *Общий каталог переменных звезд*, т.І, изд. АН СССР, 1958.
3. P.N.Kholopov, *Combined General Catalogue of Variable Stars*, II/214A, 1998.

УДК: 524.3-62

ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ. III. LQ Hya

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ, О.В.КОЗЛОВА

Поступила 29 октября 2002

Принята к печати 10 декабря 2002

Представлены квазидновременные фотоэлектрические, поляриметрические и спектральные наблюдения активного одиночного красного карлика LQ Hya. Фотометрическая переменность LQ Hya полностью описывается в рамках зональной модели. Запятненные области занимают до 25% полной поверхности звезды при разности температур спокойной фотосферы и пятна в 800 К. Пятна локализованы в средних и низких широтах. Обнаружена циклическая активность в полных площадях запятненных областей и средней широте пятен. Отмечена тенденция концентрации наиболее запятненных областей, локальных магнитных полей и хромосферно активных областей вблизи одних и тех же выделенных активных долгот.

1. *Введение.* Холодные звезды, в строении которых существенную роль играет конвективный перенос энергии, очень часто показывают различные проявления активности, подобной солнечной - вспышки, пятна, наличие мощных хромосфер и корон и т.д. Звездные пятна проявляются в фотометрической переменности типа BY Dra - вращательной модуляции блеска и медленных вариациях кривой блеска, вызванных постепенными изменениями конфигурации пятен. Формирующие запятненную область локальные магнитные поля дают зеemannовскую поляризацию, которую возможно обнаружить при широкополосных линейно-поляриметрических наблюдениях. Хромосферная активность этих звезд проявляется в эмиссионных спектральных линиях, из которых наиболее типичной является водородная эмиссия H_{α} . В предыдущих работах мы рассматривали взаимосвязь между различными проявлениями активности для MS Ser [1], V775 Her [2] и VY Ait [3].

LQ Hya (Gl 355 = HD 82558 = BD - 10°2857) - молодая одиночная звезда класса K0Ve, только достигшая главной последовательности, что подтверждается оценками ее возраста по линии LiI 6707.8 Å [4]. Компоненты пространственных скоростей звезды, характерные для звезд молодого диска [5], также подтверждают ее молодость. Возраст, спектральный класс, темп вращения (в 15 раз быстрее Солнца) и рентгеновская светимость ($L_X/L_{bol} = 0.45 \cdot 10^{-3}$) позволяют нам рассматривать LQ Hya как хороший аналог молодого ($6 \cdot 10^7$ лет) Солнца. Фотометрическую переменность звезды обнаружили Эгген [6] и Фекел и др. [4] в 1982г. Позднее фотометрические

наблюдения переменной были продолжены Штрассмайером и Холтом [7], Бойдом и др. [8]. Долговременные серии фотометрических наблюдений проводили Йетсу [9], Кутиспото [10-15], Штрассмайер и др. [16-18], Бердюгина и др. [19]. Эти наблюдения позволили Ола и др. [20], Бердюгиной и др. [19] отметить существование у звезды циклов активности, аналогичных солнечному.

Моделирование запятненности звезды на основе фотометрических наблюдений выполняли Штрассмайер и др. [16], Алексеев и Гершберг [21], Алексеев и Козлова [22], Бердюгина и др. [19]. Различные авторы проводили также дондеровское картирование LQ Hya [16, 23-27]. Результаты такого моделирования, хорошо согласуясь друг с другом для площадей и температур запятненных областей, показали большое разнообразие в получаемом широтном распределении пятен.

Фекел и др. [4,28] отметили наличие у звезды очень сильных хромосферных эмиссий в линиях H и K CaII, в далеком ультрафиолете, а также в водородной линии H α . Вилху и др. [29] нашли изменения эмиссии H α с характерными временами от года до нескольких дней, причем в последнем случае эти изменения не коррелируют с осевым вращением звезды. В то же время Штрассмайер и др. [16] отметили признаки вращательной модуляции в параметрах линий CaII и H α . Это позволяет нам говорить о том, что хромосферная эмиссия в линии H α может формироваться как в связанных с пятнами активных областях (флоккулах), так и при малоскоростных локальных движениях в хромосфере [16].

Целью настоящего исследования является получение комплексной информации об активных областях на поверхности LQ Hya. Для этого мы проводим однородное построение моделей запятненности звезды по всем имеющимся фотометрическим данным, как опубликованным, так и оригинальным. Вместе с этим, мы рассматриваем взаимосвязь между пятнами, хромосферной активностью звезды и локальными магнитными полями.

2. Наблюдения и результаты. 2.1. Фотометрия. Фотометрические наблюдения были выполнены нами на 1.25-метровом рефлекторе АЗТ-11 Крымской обсерватории с использованием двухканального UBVR-I-фотометра-поляриметра Пииролы [30]. В качестве звезды сравнения мы использовали HD82508 (G2III, $V=7^m.58$, $U-B=0^m.35$, $B-V=0^m.71$, $V-R=0^m.59$, $V-I=1^m.03$, [10]), а звезда HD82477 (K2III, $V=6^m.13$, $U-B=0^m.49$, $B-V=1^m.18$, $V-R=0^m.89$, $V-I=1^m.52$, [10]) была контрольной. Одно наведение на звезду состояло из четырех 10-секундных экспозиций, проводимых одновременно во всех фильтрах. За ночь мы получали три серии "звезда сравнения - переменная - контрольная звезда - звезда сравнения". Точность наблюдений при такой методике составляет

0^m.01. Предыдущие результаты наблюдений LQ Нуа опубликованы нами в работе [22].

Мы наблюдали LQ Нуа с 1994г. по 2002г. На рис.1 приведены кривые блеска звезды в полосе V, свернутые с фотометрическим периодом, найденным Йетсу [9]:

$$JD = 2445274.220 + 1.601135 E. \quad (1)$$

Также на рисунке представлены полученные в те же сезоны данные Штрассмайера и др. [17]. Число наблюдений в 1995г. и 1996г. было

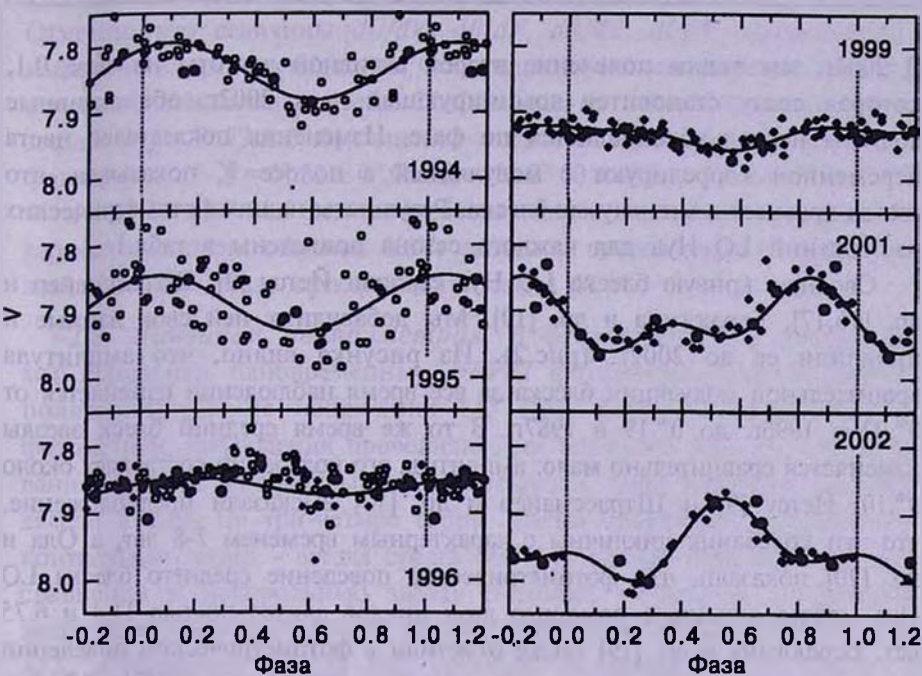


Рис.1. Кривые блеска LQ Нуа в полосе V. Точки - наши наблюдения; открытые кружки - данные телескопа T7 Венского университета; ромбы - данные телескопа APT Phoenix [17]; открытые ромбы - данные Бердугиной и др. [19]. Сплошная линия - аппроксимация кривой блеска двумя фурье-гармониками.

недостаточным для построения кривой блеска, и мы можем только отметить, что наши точки хорошо ложатся на данные [17]. В 1994-1996гг. амплитуда вращательной модуляции блеска ΔV уменьшилась от 0^m.09 до 0^m.02 при понижении среднего уровня блеска звезды на 0^m.04, а кривые блеска аппроксимировались синусоидой. В 1999-2000гг. кривые блеска аппроксимировались двумя фурье-гармониками и имели амплитуду вращательной модуляции блеска $\Delta V = 0^m.04$, $0^m.11$ и $0^m.14$ соответственно. Средний блеск звезды показывал медленные изменения от года к году в пределах 0^m.10 (табл.1). Из рис.1 видно, что положение минимума блеска оставалось стабильным в течение 1994-1999гг., что говорит о наличии на звезде устойчивой активной долготы на фазе 0.6.

UBVRI - ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ LQ Нуа

Эпоха	Число ночей	$\langle V \rangle$	ΔV	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$V - I$	Фаза
1994.3	5	7.84	0.09	0.59	0.88	0.78	1.33	0.60
1995.6	7	7.88	0.07	0.58	0.87	0.80	1.35	0.6
1999.2	6	7.94	0.04	0.59	0.88	0.82	1.38	0.57
2001.2	8	7.90	0.11	0.60	0.87	0.80	1.39	0.15
2002.2	8	7.95	0.14	0.62	0.87	0.81	1.37	0.23

В 2001г. мы видим появление второй активной долготы на фазе 0.1, которая сразу становится доминирующей, а к 2002г. обе активные долготы несколько смещаются по фазе. Изменения показателей цвета переменной коррелируют с модуляцией в полосе V , показывая, что звезда краснеет в минимумах блеска. Результаты наших фотометрических наблюдений LQ Нуа для каждого сезона приведены в табл.1.

Сводную кривую блеска LQ Нуа строили Йетсу [9], Штрассмайер и др. [16,17], Бердюгина и др. [19]. Мы добавили к ней свои данные и продлили ее до 2002г. (рис.2). Из рисунка видно, что амплитуда вращательной модуляции блеска за все время наблюдений изменяется от $0^m.02$ в 1996г. до $0^m.19$ в 1987г. В то же время средний блеск звезды изменяется сравнительно мало: амплитуда его колебаний составляет около $0^m.10$. Йетсу [9] и Штрассмайер и др. [17] высказали предположение, что эти колебания цикличны с характерным временем 7-8 лет, а Ола и др. [20] показали, что фотометрическое поведение среднего блеска LQ Нуа можно описать с помощью двух циклов длительностью 11.4 и 6.75 лет. Бердюгина и др. [19] также отметили в фотометрическом поведении звезды наличие двух циклов, но другой длительности - 15 и 7.7 лет. Наши наблюдения хорошо согласуются с найденными в [20] периодами, которые подтверждаются и в параметрах запятненности звезды (см. ниже).

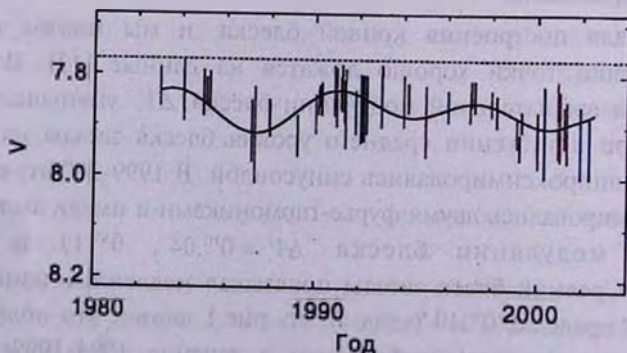


Рис.2. Сводная кривая блеска LQ Нуа в полосе V . Сплошная линия - аппроксимация циклической активности звезды двумя периодами [20].

В 1984г. и 1991г. переменная имела свое самое яркое состояние: $V_{\text{abs}} = 7^{\text{m}}.77 \pm 0^{\text{m}}.01$. Это значение мы в дальнейшем будем считать яркостью незапятненной фотосферы. Соответствующая абсолютная звездная величина LQ Нуа составляет $M_v = 6^{\text{m}}.40$.

Изменения показателей цвета звезды хорошо коррелируют с ее блеском. Их сравнение показало, что яркость звезды в полосах *UBRI* линейно зависит от яркости в полосе *V*, что характерно для всех звезд типа BY Dra. Соответствующие коэффициенты линейной регрессии составляют $dU/dV = 1.29 \pm 0.15$, $dB/dV = 1.10 \pm 0.11$, $dR/dV = 0.80 \pm 0.01$ и $dI/dV = 0.53 \pm 0.01$. Отметим, что величины dU/dV , dB/dV , dR/dV , dI/dV определяются из наблюдений намного надежнее, чем традиционно используемые амплитуды изменения показателей цвета. Сопоставляя их с максимальным блеском звезды $V_{\text{abs}} = 7^{\text{m}}.77 \pm 0^{\text{m}}.01$, оценим показатели цвета ее незапятненной фотосферы: $U - B = 0^{\text{m}}.52 \pm 0^{\text{m}}.01$, $B - V = 0^{\text{m}}.90 \pm 0^{\text{m}}.01$, $V - R = 0^{\text{m}}.76 \pm 0^{\text{m}}.01$, $V - I = 1^{\text{m}}.32 \pm 0^{\text{m}}.01$. Эти показатели цвета несколько краснее, чем характерные цвета обычной K0V- звезды и скорее соответствуют, как и значение M_v , звезде спектрального класса K2V.

2.2. Линейная поляриметрия. В феврале 2001г. и январе 2002г. мы проводили одновременные *UBVRI* фотометрические и линейно-поляриметрические наблюдения LQ Нуа. Как и в случае "чистой" фотометрии, наблюдения проводились на телескопе АЗТ-11, с использованием той же аппаратуры, но по несколько иной методике. Мы также делали в ночь по три-четыре серии "звезда сравнения - переменная - контрольная звезда - звезда сравнения", но каждое наведение на звезду сравнения и контрольную звезду состояло из восьми 10-секундных экспозиций, соответствующих восьми различным положениям пластинки $\lambda/2$, а наведение на LQ Нуа состояло из четырех таких серий. Эта методика позволила нам получить точность определения параметров Стокса P_x и P_y около 0.02% в полосе *U* и около 0.01% в остальных полосах при сохранении точности фотометрических наблюдений.

Результаты осредненных по сезонам *UBVRI* поляриметрических наблюдений LQ Нуа приведены в табл.2. Для каждой полосы представлены усредненные параметры Стокса P_x и P_y с их дисперсиями, значениями $\chi^2/(N-1)$ и

Таблица 2а

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ LQ Нуа В 2001г.

Полоса	$\langle P_x \rangle$	σ	$\chi^2/(N-1)$	$F_{\text{кр}}$	$\langle P_y \rangle$	σ	$\chi^2/(N-1)$	$F_{\text{кр}}$	$\langle P \rangle$	σ	P_z
<i>U</i>	-0.150	0.156	3.63	99	0.157	0.203	3.56	99	0.246	0.225	0.284 ± 0.093
<i>B</i>	-0.036	0.061	2.90	95	-0.126	0.078	3.05	98	0.148	0.065	0.164 ± 0.022
<i>V</i>	-0.011	0.062	6.69	99	-0.091	0.074	5.37	99	0.132	0.072	0.116 ± 0.022
<i>R</i>	-0.026	0.026	2.42	92	-0.082	0.067	7.42	99	0.094	0.049	0.126 ± 0.011
<i>I</i>	0.005	0.031	1.36	60	-0.082	0.045	3.35	99	0.093	0.035	0.090 ± 0.014

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ LQ Нуа В 2002г.

Полоса	$\langle P_x \rangle$	σ	$\chi^2/(N-1)$	$F_{\text{тв}}$	$\langle P_y \rangle$	σ	$\chi^2/(N-1)$	$F_{\text{тв}}$	$\langle P \rangle$	σ	P_i
<i>U</i>	-0.080	0.227	2.513	95	-0.238	0.192	1.398	68	0.413	0.178	0.322 ± 0.068
<i>B</i>	-0.171	0.100	0.878	37	-0.100	0.157	0.315	5	0.248	0.091	0.221 ± 0.037
<i>V</i>	-0.078	0.042	1.181	56	-0.107	0.056	1.723	80	0.134	0.061	0.126 ± 0.039
<i>R</i>	-0.134	0.029	0.737	28	-0.017	0.044	1.142	54	0.161	0.035	0.132 ± 0.026
<i>I</i>	-0.150	0.022	0.479	12	-0.047	0.045	1.317	63	0.184	0.025	0.138 ± 0.024

соответствующими вероятностями $F_{\text{тв}}$ того, что изменения параметров Стокса от ночи к ночи реальны. Далее, в таблице приведены средняя степень поляризации с дисперсией, а также оценка наиболее существенной степени поляризации P_i , полученная усреднением степеней линейной поляризации, которые отличаются от нуля более чем на 2σ . Согласно [31], величины P_i являются хорошей оценкой максимальной наблюдаемой степени поляризации.

Из табл.2а мы видим, что звезда показывала в 2001г. значимую линейную поляризацию (P) и реальную переменность параметров Стокса во всех полосах ($F_{\text{тв}}$). В 2002г. линейная поляризация звезды также была значимой, но говорить о реальной ее переменности мы можем только для полосы *U*. Для обоих сезонов ясно виден рост средней степени поляризации от полосы *I* к *U*. В полосе *U* нами получена наибольшая амплитуда изменений параметров Стокса: 0.30% для P_x и 0.23% для P_y в 2001г. и 0.52% для P_x и 0.32% для P_y в 2002г. соответственно. На рис.3 приведен

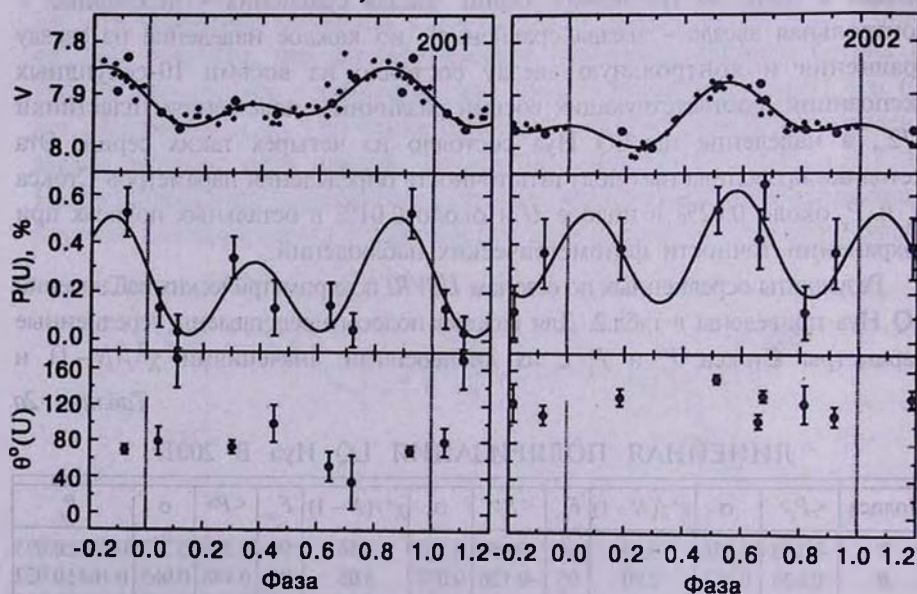


Рис.3. Кривые блеска LQ Нуа в полосе *V* и ход степени поляризации P и позиционного угла θ в полосе *U* с фазой вращения звезды. Точки - наши наблюдения; открытые ромбы - данные Бердогойной и др. [19]. Сплошная линия - аппроксимация двумя фурье-гармониками.

ход степени линейной поляризации и позиционного угла в полосе U с фотометрической фазой звезды, сопоставленный с кривой блеска в фильтре U . Как и кривая блеска, ход степени поляризации с фазой осевого вращения был аппроксимирован двумя фурье-модами. Результат аппроксимации позволяет нам предположить, что в обоих сезонах два минимума блеска звезды (главный и вторичный) сопровождаются двумя максимумами степени поляризации. При этом сдвиг между фазой минимального блеска (т.е. максимальной запятненности) и максимума степени поляризации составляет 0.20 периода в 2001г. и 0.35 периода в 2002г. Такой сдвиг, величина которого зависит от размеров и расположения пятен, очень характерен для замагниченных областей [32]. Таким образом, мы видим, что локальные магнитные поля на поверхности LQ Нуа концентрировались в 2001г. и 2002г. на тех же двух активных долготах, что и наиболее запятненные области.

Оценки параметров дающих поляризацию областей зависят от предположения об ее источниках. Это может быть зеемановская поляризация (механизм магнитного насыщения), а также рэлеевское и томсоновское рассеяние в неоднородно освещенной атмосфере. В настоящей работе рассматривается прежде всего механизм магнитного насыщения, потому что вклад томсоновского рассеяния пренебрежимо мал, а рэлеевское рассеяние играет значимую роль только для звезд с малым $\log g$ и протяженной атмосферой, но никак не для красных карликов [32]. Саар и Хувелин [33] рассчитали сетку ожидаемых значений максимальной степени поляризации в полосах $UBVRI$ для широкого диапазона $4000 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 6500 \text{ K}$ и $3.0 < \log g < 4.5$. Используя эти расчеты и полагая, что напряженность локальных магнитных полей

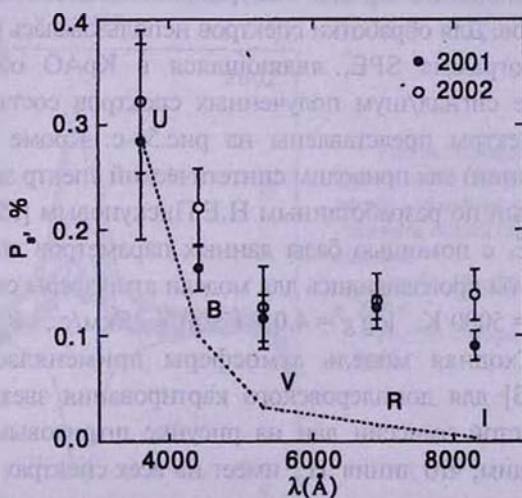


Рис. 4. Волновая зависимость линейной поляризации. Точки - наблюдаемые значения P_v в 2001г., открытые кружки - значения P_v в 2002г., линия - максимальная ожидаемая поляризация для модели магнитного насыщения.

составляет около 2-3 кГц (характерное значение для K0V - K2V звезд [34]), мы можем оценить долю поверхности звезды, занимаемую локальными магнитными полями солнечного типа (фактор заполнения).

На рис.4 приведено сравнение наблюдаемых значений P , (которые являются хорошими оценками максимальной степени поляризации) в полосах $UBVRI$ в 2001г. (точки) и 2002г. (открытые кружки) с максимальной ожидаемой степенью поляризации для модели магнитного насыщения [33]. Для обоих сезонов мы видим, что максимальная наблюдаемая степень поляризации P , в полосах U и B соответствует теоретически максимально возможной. Это достигается при факторе заполнения магнитного поля, равном $S=24\%$ полной поверхности звезды. Такое значение хорошо согласуется с оценками площади запятненных областей, полученными нами для тех же сезонов (см. ниже). В полосах же VRI -значения наблюдаемой степени поляризации P , существенно превышают теоретические значения, полученные по модели [33], что может быть связано с отличием реальной конфигурации магнитных областей от принятой в расчетах простейшей модели единичного пятна.

2.3. Спектроскопия. В течение четырех сезонов (с осени 1998г. по весну 2002г.) для LQ Нуа было получено 19 спектров с высоким ($R=20000$) разрешением в области линии H_α . Все спектры получены во втором порядке кудэ-спектрографа 2.6-метрового телескопа ЗТШ Крымской обсерватории. В качестве приемника использовалась CCD-матрица размером 1024×256 пиксел, дающая разрешение $0.3 \text{ \AA}$ и полезный диапазон $60 \text{ \AA}$. Полученные изображения стандартным образом очищались от космических частиц и корректировались за плоское поле. Для удаления линий воды мы использовали наблюдения ярких быстровращающихся звезд ранних спектральных классов. Для обработки спектров использовалась разработанная С.Г.Сергеевым программа SPE, являющаяся в КрАО общепринятой. Среднее отношение сигнал/шум полученных спектров составляло 70-130.

Полученные спектры представлены на рис.5а-с. Кроме наблюдаемых спектров (тонкие линии) мы приводим синтетический спектр звезды (толстая линия), рассчитанный по разработанным Н.Е.Пискуновым [35] программам SYNTH и ROTATE, с помощью базы данных параметров атомных линий VALD [36,37]. Расчеты производились для модели атмосферы со следующими параметрами: $T_{eff} = 5000 \text{ K}$, $\log g = 4.0$, $V \sin i = 25 \text{ км/с}$, $V_{micro} = 0.5 \text{ км/с}$, $V_{macr} = 1.5 \text{ км/с}$. Сходная модель атмосферы применялась Райсом и Штрассмайером [23] для доплеровского картирования звезды. Результирующий спектр чистой эмиссии дан на рисунке штриховыми линиями.

Из рис.5 мы видим, что линия H_α имеет на всех спектрах протяженные абсорбционные крылья и эмиссионное ядро с центральным самопоглощением, вызванным оптически толстой хромосферой. Эмиссионное ядро

показывает некоторую асимметрию: один из пиков (обычно "синий") сильнее другого. Причинами такой асимметрии, типичной для большинства одиночных красных карликов, являются слабые движения в хромосфере и вращательная модуляция от ярких флоккулов [16]. Мы видим, что для некоторых спектров (например, 17.02.99, 24.01.01, 17.03.01) более сильным является не "синий", как обычно, а "красный" пик. Такая смена более сильного пика от ночи к ночи указывает на присутствие яркого флоккула на поверхности вращающейся звезды. В то же время, ширина эмиссионной линии указывает на движение газа с типичными скоростями до 80-100 км/с. Некоторые спектры (9.12.99, 11.12.99) показывают сильную синюю асимметрию эмиссионного профиля H_{α} , выраженную в протяженном эмиссионном крыле, достигающем скорости -150 км/с. Таким

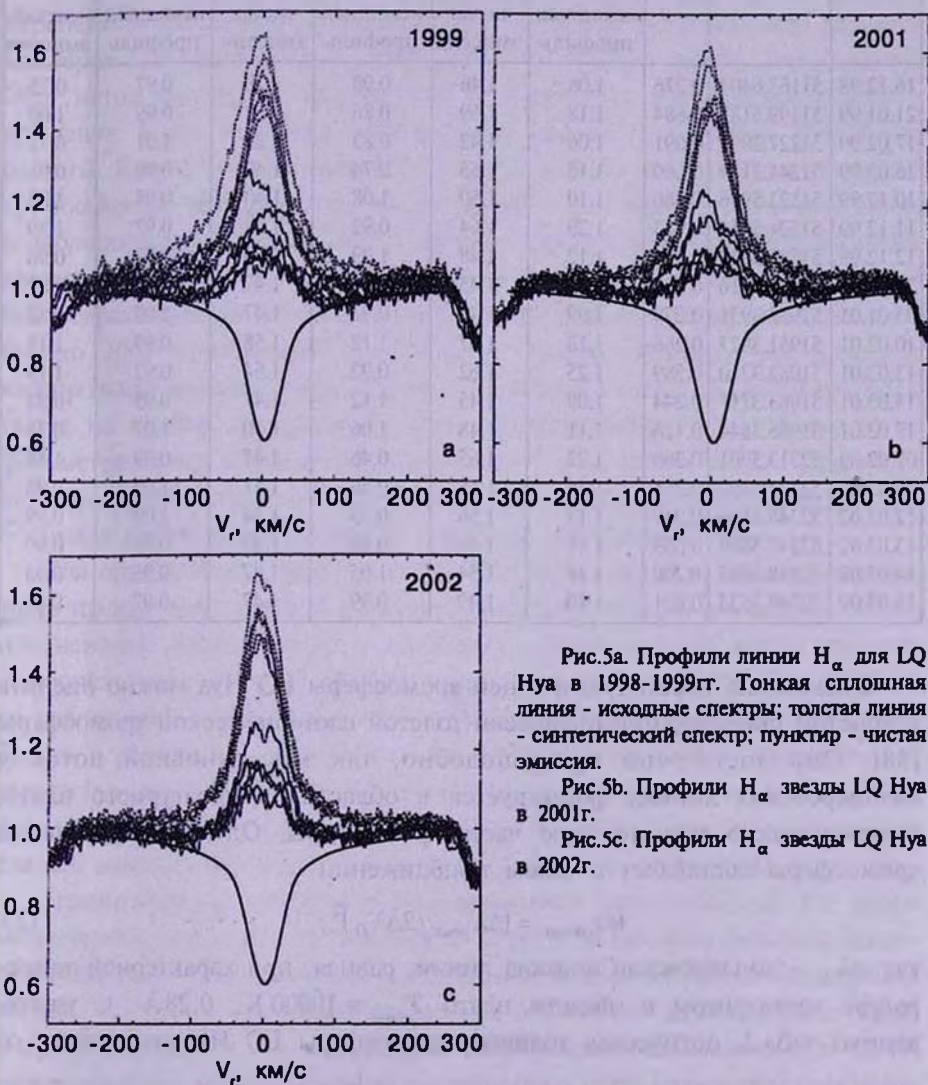


Рис.5а. Профили линии H_{α} для LQ Hya в 1998-1999гг. Тонкая сплошная линия - исходные спектры; толстая линия - синтетический спектр; пунктир - чистая эмиссия.

Рис.5б. Профили H_{α} звезды LQ Hya в 2001г.

Рис.5с. Профили H_{α} звезды LQ Hya в 2002г.

образом, форма эмиссионной линии указывает на комбинацию вращения покрытой флоккулами звезды и местных истечений газа в хромосфере.

В табл.3 приведены основные характеристики полученных спектров LQ Нуа: юлианская дата и соответствующая фаза осевого вращения, отношения максимальной высоты эмиссии к континууму $F_{\text{max}}/F_{\text{cont}}$ для исходного профиля и чистой эмиссии, расстояние между эмиссионными пиками $\Delta\lambda_{\text{peak}}$ и отношение их интенсивностей $F_{\text{red}}/F_{\text{blue}}$, ширина чистой эмиссии FWHM и значение ее эквивалентной ширины.

Таблица 3

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ LQ Нуа В ОБЛАСТИ ЛИНИИ H_{α}

Дата	HJD	Фаза	$F_{\text{max}}/F_{\text{cont}}$	$F_{\text{max}}/F_{\text{cont}}$	$\Delta\lambda_{\text{peak}}$	FWHM	$F_{\text{red}}/F_{\text{blue}}$	EW
			исходный профиль	чистая эмиссия	исходный профиль	чистая эмиссия	исходный профиль	чистая эмиссия
16.12.98	51163.6404	0.276	1.08	1.46	0.98	1.28	0.97	0.75
21.01.99	51199.5183	0.684	1.18	1.59	0.86	1.68	0.99	1.09
17.02.99	51227.3891	0.091	1.06	1.42	0.83	1.25	1.01	0.72
16.03.99	51244.3119	0.660	1.15	1.55	0.74	1.42	0.99	0.91
10.12.99	51522.5996	0.466	1.10	1.50	1.08	1.40	0.98	1.05
11.12.99	51524.5956	0.713	1.29	1.64	0.92	1.78	0.97	1.59
12.12.99	51525.5932	0.336	1.12	1.48	1.29	1.54	0.97	0.98
24.01.01	51934.3916	0.654	1.07	1.45	1.19	1.47	1.03	0.82
25.01.01	51935.3931	0.279	1.09	1.49	0.92	1.47	1.00	0.83
10.02.01	51951.3827	0.266	1.18	1.57	1.12	1.58	0.99	1.15
13.03.01	51982.3210	0.589	1.25	1.62	0.92	1.54	0.92	1.18
14.03.01	51983.3711	0.244	1.09	1.45	1.12	1.47	0.95	0.82
17.03.01	51986.3844	0.126	1.11	1.48	1.06	1.30	1.07	0.78
07.02.02	52313.3901	0.360	1.27	1.65	0.46	1.47	0.99	1.16
18.02.02	52324.4390	0.261	1.16	1.55	0.46	1.51	1.00	0.98
12.03.02	52346.3566	0.949	1.17	1.56	0.33	1.54	1.00	0.99
13.03.02	52347.3809	0.589	1.11	1.49	0.99	1.43	0.99	0.90
14.03.02	52348.3595	0.200	1.16	1.54	1.05	1.47	0.95	0.93
15.03.02	52349.3533	0.821	1.10	1.49	0.99	1.47	0.97	0.85

Физические параметры нижней хромосферы LQ Нуа можно оценить в простом приближении оптически толстой изотермической хромосферы [38]. Оно достаточно правдоподобно, так как основной поток в балмеровских линиях формируется в области температурного плато, охватывающего значительную часть хромосферы. Оптическая толщина хромосферы составляет в таком приближении

$$\ln\tau_{\text{chrom}} = (\Delta\lambda_{\text{peak}}/2\Delta\lambda_D)^2, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_D$ - доплеровская ширина линии, равная, при характерной температуре хромосферы в области плато $T_{\text{chrom}} = 10000 \text{ K}$, $0.28 \text{ \AA}$. С учетом данных табл.3, оптическая толщина хромосферы LQ Нуа изменяется от

1.5 до 200 в зависимости от фазы вращения звезды. Электронную плотность можно оценить из соотношения:

$$n_e = 1.67 \cdot 10^{14} (F_{\max} / F_{\text{conl}}) (B(T_{\text{eff}}) / B(T_{\text{chrom}})) \tau_{\text{chrom}}^{-1} \quad (3)$$

Принимая данные табл.3, мы видим, что n_e изменяется от $1.1 \cdot 10^{11}$ до $2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Эти значения хорошо согласуются с аналогичными оценками, полученными для LQ Нуа Штрассмайером и др. [16]. Важно отметить, что в этот диапазон попадает критическое значение электронной плотности $n_e \sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, при которой происходит смена механизма формирования линии с ударного на фотоионизационный [39], и малые вариации электронной плотности приводит к сильным изменениям профиля линии.

3. Моделирование запятненности. В настоящее время наиболее перспективным методом моделирования звездной запятненности является доплеровское картирование, обладающее, однако, рядом недостатков. Этот метод достаточно чувствителен к ошибкам в определении скорости вращения $V \sin i$ и выбору спектральных линий, по которым проводятся расчеты. Кроме того, его результаты могут сильно искажаться и влиянием хромосферной активности на звезде, которая дает эффект смещения пятен в околополярные области [40]. С другой стороны, методика доплеровского картирования требует плотных рядов спектроскопических наблюдений быстровращающейся звезды в нескольких спектральных областях и с высоким (около 200) отношением сигнал/шум. Таким образом, доплеровское картирование налагает очень сильные ограничения как на выбор аппаратуры, так и на подбор программных звезд. Моделирование запятненности по фотометрическим наблюдениям свободно от этих ограничений и позволяет нам исследовать объекты с малой яркостью и любой скоростью вращения, оставаясь эффективным методом изучения запятненных звезд.

Для определения характеристик запятненных областей нам необходимо знать прежде всего яркость незапятненной фотосферы и отношения между изменениями блеска звезды в различных длинах волн. В наших расчетах мы используем в качестве яркости незапятненной фотосферы определенное из наблюдений значение V_{obs} . Для оценки отношений между изменениями блеска в различных длинах волн мы использовали вместо традиционных амплитуд изменений показателей цвета намного более надежно определяемые коэффициенты dB/dV , dR/dV и dI/dV . Также нам необходимо сделать изначальные предположения о геометрии запятненных областей.

Традиционные алгоритмы моделирования запятненности по фотометрическим наблюдениям неизбежно ведут к появлению больших околополярных пятен, независимо от спектрального класса и возраста исследуемой звезды, что резко противоречит картине солнечной запятненности. Итон и др. [41] показали, что с помощью совокупности большого числа (5-40) низкоширотных пятен мы можем смоделировать фотометрическое поведение

любой реальной звезды. Таким образом, обратная фотометрическая задача не может дать нам однозначного решения, и традиционная модель с околполярным пятном вовсе не должна быть единственно верной.

Алексеев и Гершберг [42,43] показали, что запятненные области на холодной звезде возможно представить с помощью двух симметричных относительно экватора поясов запятненности. Эти пояса занимают с широтами от $\pm \phi_0$ до $\pm (\phi_0 + \Delta\phi)$, а плотность заполнения пятнами изменяется вдоль по долготе от 1 в фазе минимального блеска до некоторого значения f'_{min} в фазе максимального за сезон блеска, причем $0 < f'_{min} < 1$. Такая зональная модель может полностью описать любую реальную кривую блеска запятненной звезды, не имеющую вторичных максимумов. Модель была успешно применена к моделированию запятненности ряда красных карликов со спектральными классами от G2 до M4.5 и скоростями вращения до 25 км/с [2,3,44,45] и показала хорошее согласие полученных результатов с характеристиками солнечной запятненности. Позднее аналогичная модель была применена Унру [46] для описания солнечных пятен. Предложенный алгоритм не налагает каких-либо ограничений на определяемую широту пятен кроме естественного предела $\phi_0 + \Delta\phi < 90^\circ$, при котором пояса запятненности вырождаются в полярные шапки. В нашей модели средняя широта запятненных областей является определяемым параметром, зависящим от коэффициентов dB/dV , dR/dV и dI/dV .

В расчетах мы используем две входные переменные (амплитуду вращательной модуляции блеска ΔV и разность ΔV_{max} между максимальным блеском звезды в данный сезон и блеском незапятненной фотосферы), которые определяют экстремальные точки кривой блеска, и пять входных параметров (коэффициенты dB/dV , dR/dV , dI/dV , наклон оси вращения звезды i и температуру незапятненной фотосферы звезды T_{phot}). При расчетах использовались коэффициенты потемнения к краю, приведенные Ван Хамме [47]. Дефицит излучения, создаваемый пятном в полосах $BVRI$, рассчитывался согласно формуле Доррена [48].

Для оценки угла наклона оси вращения $i = 70^\circ$ мы использовали значения скорости вращения $V \sin i = 25 \pm 2$ км/с, радиуса звезды $R = 0.79 R_\odot$ и фотометрического периода $P_{rot} = 1^d.601136$, приведенные Йетсу [9]. Температура незапятненной фотосферы $T_{phot} = 5000$ К была оценена из определенных нами показателей цвета незапятненной звезды $(V-R) = 0^m.76 \pm 0^m.01$ и $(V-I) = 1^m.32 \pm 0^m.01$. Эта оценка совпадает с нашим спектральным определением и определением [16,23]. Модели запятненности LQ Нуа приведены в табл.4.

Согласно таблице, фотометрическое поведение LQ Нуа можно описать с помощью четырехпараметрической зональной модели, где расстояние от экватора до нижнего края полосы запятненности изменяется от $\phi_0 = 20^\circ$ до $\phi_0 = 34^\circ$. Ширина пояса запятненности $\Delta\phi$ меняется от 9° до 25° , и средняя широта пятен составляет таким образом $33-40^\circ$. Параметр плотности

Таблица 4

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ LQ Нуа

Эпоха	ΔV_{max}	ΔV	ϕ_0	$\Delta\phi$	f_{min}	β_V	S_{max}	S_{min}	Литература
1983.00	0.014	0.075	33	12	0.00	0.37	7.6	2.5	[4]
1984.05	0.020	0.076	32	12	0.00	0.36	7.8	2.6	[6]
1984.07	0.000	0.119	32	16	0.00	0.35	10.4	3.5	[4]
1984.95	0.020	0.088	31	13	0.00	0.36	8.6	2.9	[7]
1985.10	0.034	0.055	31	10	0.20	0.37	7.1	3.6	[7]
1985.23	0.022	0.072	32	12	0.03	0.37	7.7	2.8	[7]
1987.12	0.078	0.120	25	20	0.23	0.33	13.7	7.1	[9]
1987.27	0.053	0.189	24	25	0.03	0.31	16.1	5.8	[9]
1987.95	0.083	0.066	27	15	0.41	0.35	11.0	7.2	[10]
1989.20	0.110	0.080	25	18	0.45	0.34	13.4	9.1	[11]
1990.03	0.065	0.075	28	15	0.30	0.35	10.6	6.1	[9]
1990.16	0.056	0.047	30	11	0.39	0.37	8.3	5.3	[9]
1990.2	0.05	0.04	30	10	0.41	0.37	7.1	4.6	[12]
1990.29	0.042	0.063	31	12	0.22	0.37	8.6	4.4	[9]
1990.87	0.011	0.099	32	15	0.00	0.36	9.8	3.3	[9]
1990.96	0.012	0.114	31	16	0.00	0.35	10.5	3.5	[9]
1991.10	0.010	0.090	32	13	0.00	0.35	8.4	2.8	[16]
1991.15	0.010	0.060	34	9	0.00	0.37	6.1	2.0	[16]
1991.3	0.04	0.08	30	14	0.15	0.36	9.5	4.3	[13]
1991.36	0.014	0.154	29	21	0.00	0.34	13.5	4.5	[9]
1991.83	0.056	0.085	28	15	0.22	0.35	10.6	5.5	[9]
1992.05	0.029	0.133	28	19	0.00	0.34	12.0	4.0	[9]
1992.18	0.034	0.125	28	18	0.02	0.34	11.8	4.1	[9,14]
1992.30	0.027	0.113	30	17	0.00	0.35	11.1	3.7	[9]
1993.0	0.03	0.10	30	16	0.03	0.35	10.2	3.7	[17]
1993.02	0.01	0.07	34	11	0.00	0.37	7.4	2.5	[15]
1994.0	0.01	0.12	31	17	0.00	0.35	10.9	3.6	[17]
1994.30	0.03	0.09	31	15	0.05	0.36	9.8	3.7	[17,22]
1995.0	0.08	0.08	27	17	0.35	0.35	11.9	7.2	[17]
1996.0	0.08	0.02	30	10	0.72	0.37	8.2	7.0	[17]
1997.0	0.06	0.06	29	13	0.34	0.36	9.3	5.6	[18]
1997.0	0.04	0.05	27	9	0.28	0.38	6.6	3.7	[19]
1997.2	0.04	0.06	27	10	0.22	0.37	7.4	3.8	[19]
1998.0	0.06	0.05	26	11	0.40	0.38	8.3	5.4	[19]
1998.3	0.07	0.06	25	13	0.39	0.37	9.3	6.0	[19]
1999.1	0.11	0.06	22	15	0.53	0.35	11.3	8.3	[19]
1999.2	0.15	0.04	24	17	0.67	0.33	13.7	11.2	[22], данная работа
1999.3	0.10	0.04	24	13	0.61	0.36	9.9	7.8	[19]
2000.0	0.10	0.11	21	19	0.33	0.34	13.4	8.0	[19]
2000.3	0.05	0.18	21	22	0.03	0.32	14.1	5.1	[19]
2000.9	0.04	0.15	23	19	0.02	0.34	12.3	4.3	[19]
2001.1	0.08	0.12	26	21	0.12	0.33	14.3	6.2	[22], данная работа
2001.2	0.09	0.08	23	16	0.39	0.35	11.5	7.4	[19]
2001.3	0.08	0.12	22	19	0.24	0.34	13.0	6.9	[19]
2001.9	0.09	0.14	20	21	0.23	0.33	14.1	7.4	[19]
2002.2	0.11	0.14	29	20	0.18	0.32	14.5	8.6	данная работа

заполнения поясов пятнами f_{max} изменяется от 0.00 до 0.67, что дает полную площадь пятен $S_{\text{max}} + S_{\text{min}}$, доходящую до 25% полной поверхности звезды. Отношение яркостей пятна и спокойной фотосферы β , изменяется от 0.31 до 0.37, что соответствует пятнам, которые холоднее фотосферы на 800 K.

LQ Нуа является хорошо изученной звездой, запятненность которой исследовалась как фотометрически, так и спектрально: по наблюдениям полос окиси титана и методом доплеровского картирования. Поэтому уместно сравнить результаты нашего моделирования с данными других авторов. Такое сравнение приводит нас к следующим выводам.

Для полной площади пятен наши расчеты показывают формальное согласие с точностью до 2-3% полной поверхности звезды как с результатами моделирования кривой блеска [16,19], так и с данными доплеровского картирования [16,23-27].

Для разности температур между спокойной фотосферой и пятнами ΔT согласие наших расчетов с результатами других авторов несколько хуже. Так, моделирование кривой блеска [16] и ряд работ по доплеровскому картированию [16,23-26] демонстрируют пятна, более теплые, чем в наших моделях, с ΔT около 500-600 K. В то же время последние результаты доплеровского картирования, [27], моделирования кривой блеска [19] и наблюдения полос окиси титана [49] очень хорошо согласуются с нашими определениями разности температур ΔT .

Сравнение широтного распределения пятен, полученного нами, с данными других авторов показывает большое разнообразие. Моделирование кривой блеска [19], показавшее наличие пятен на средних широтах, неплохо согласуется с нашими результатами. С данными доплеровского картирования согласие намного хуже. С одной стороны, большинство доплеровских карт показывают присутствие на LQ Нуа среднеширотных пятен, согласуясь с нашими результатами. Однако те же карты демонстрируют одновременно наличие на звезде и околополярных пятен, которые не следуют из наших расчетов. Как известно, даваемое доплеровским картированием широтное распределение пятен крайне чувствительно к ошибкам в определении $V \sin i$ [50] и вкладу хромосферной активности [40]. Поэтому разумно посмотреть, насколько хорошо результаты такого моделирования будут воспроизводить имеющиеся для тех же сезонов фотометрические наблюдения.

Мы рассмотрели опубликованные модели запятненности LQ Нуа и нашу зональную модель и построили для них синтетические кривые блеска в полосах *BVRi*. Для всех моделей величины в полосах *BRI* показали, как и в наблюдениях, линейную зависимость от величин в полосе *V*. Таким образом, мы можем ввести для синтетических кривых блеска параметры ΔV_{max} , ΔV , dB/dV , dR/dV , dI/dV и сравнить их с аналогичными наблюдаемыми величинами. Из нашего сравнения следует, что:

Зональная модель для всех эпох воспроизводит фотометрические наблюдения с необходимой точностью ($0^m.01$ для переменных ΔV_{max} и ΔV и 0.01 для коэффициентов dB/dV , dR/dV , dI/dV). Аналогичное сходство с наблюдениями во всех параметрах дает также и решение кривой блеска, выполненное Бердюгиной и др. [19].

Модель трех прямоугольных пятен [16] дает хорошее (с точностью $0^m.01$) представление величин ΔV_{max} и ΔV , но для коэффициентов dB/dV , dR/dV , dI/dV разность с наблюдаемыми величинами составляет около $0.06-0.09$, что существенно превышает точность их определения.

Для всех сезонов наблюдений звезды мы рассчитали модели околополярного пятна, которые обеспечивают хорошее воспроизведение величин ΔV_{max} и ΔV для всех эпох. Однако коэффициенты dB/dV , dR/dV и dI/dV , зависящие от температуры и местоположения пятен, воспроизводятся моделью околополярного пятна с точностью, худшей чем $0.03-0.06$.

Доплеровское картирование, выполненное Бердюгиной и др. [27], дает для всех эпох очень хорошее воспроизведение коэффициентов dB/dV (с точностью лучшей, чем $0.01-0.02$), dR/dV и dI/dV (лучше, чем 0.01). Величины ΔV_{max} и ΔV хорошо представляются моделью в 1994г. (с точностью $0^m.01-0^m.02$), в то время как в 1995г. согласие с наблюдениями хуже ($0^m.03$), а в 1999г. разность между наблюдаемыми и модельными значениями ΔV_{max} и ΔV сравнима с величиной наблюдаемого фотометрического эффекта.

Доплеровское картирование, выполненное другими авторами [16,23,24], не дает удовлетворительного согласия с наблюдениями как для величин ΔV_{max} и ΔV (точность представления этих величин хуже, чем $0^m.03$), так и для коэффициентов dB/dV , dR/dV , dI/dV , которые воспроизводятся с точностью, хуже, чем 0.10 . Мы считаем, что наиболее вероятной причиной плохого представления коэффициентов dB/dV , dR/dV , dI/dV этими моделями является недооценка принятой в них разности температур между спокойной фотосферой и запятненной областью ($500-600$ К, в то время как наши модели дают около 800 К).

Таким образом, мы видим, что зональная модель удовлетворительно описывает фотометрическое поведение LQ Нуа. Доплеровское картирование зачастую не может дать удовлетворительного согласия с фотометрией. Отметим, что эти два метода обладают различной чувствительностью к ярким областям на поверхности звезды, и их совмещение может позволить нам построение самосогласованной трехкомпонентной модели неоднородностей звездной поверхности.

4. *Связь пятен с хромосферно-активными областями.* В настоящее время существует обширная литература, посвященная изучению связей звездных пятен с хромосферно-активными областями (флоккулами).

Например, мы отметили концентрацию флоккулов вблизи наиболее запятненных долгот для двух хромосферно-активных двойных - V775 Her и VY Aгi [2,3]. Аналогично сопоставление запятненных областей и флоккулов мы провели и для LQ Hya (см. также [22]). На рис.6а-с приведено совмещение кривых блеска LQ Hya в 1999г., 2001г. и 2002г. с ходом параметров чистой эмиссии в линии H_{α} в зависимости от фазы вращения звезды.

В 1999г. мы видим хорошее соответствие минимума блеска звезды (который соответствует наиболее запятненной долготе) и максимума эквивалентной ширины чистой эмиссии EW , ширины профиля чистой эмиссии $FWHM$ и относительной интенсивности чистой эмиссии F_{max}/F_{cont} . Электронная плотность при этом изменяется от $1.10 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в фазе максимума блеска до $2.39 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в фазе минимума. Оптическая толщина в хромосфере изменяется от 6 до 200. Светимость звезды в линии H_{α} составляла, в зависимости от фазы осевого вращения звезды, от $7.52 \cdot 10^{28}$ эрг/с до $1.62 \cdot 10^{29}$ эрг/с. Этот эффект указывает на присутствие на поверхности звезды хромосферно-активных областей (флоккулов) с повышенной электронной плотностью, которые концентрировались в 1999г.

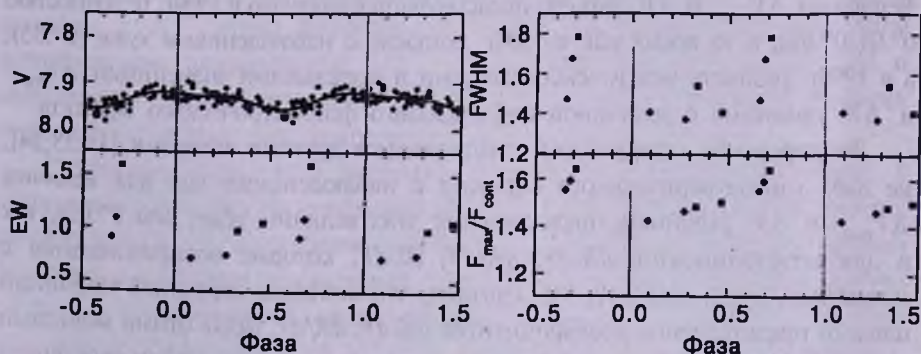


Рис.6а. Кривая блеска LQ Hya в 1999г и ход параметров линии H_{α} с фазой осевого вращения звезды. Точки - наши данные; открытые ромбы - данные [19]; ромбы - наши спектральные наблюдения зимы 1998/99 года, квадраты - наблюдения декабря 1999г.

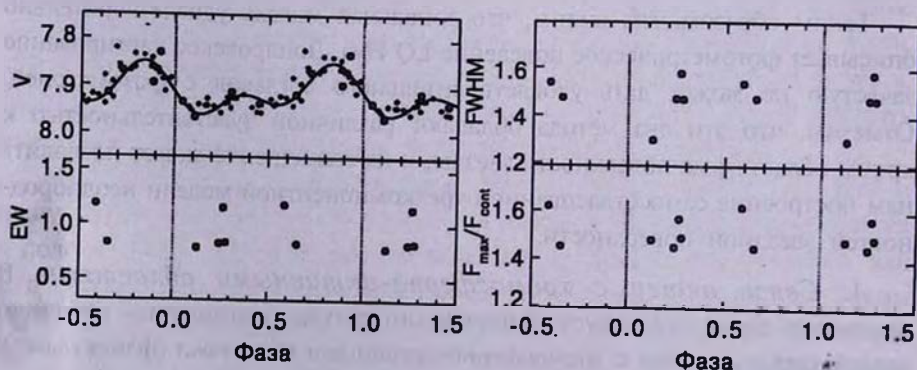


Рис.6б. То же самое для 2001г.

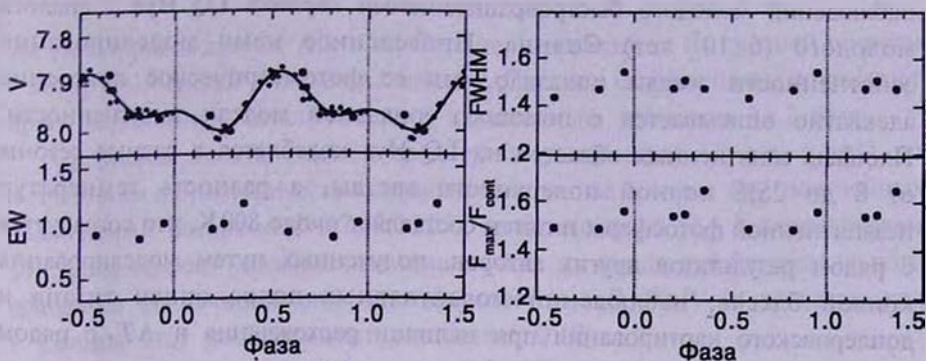


Рис.6с. То же самое для 2002г.

на той же активной долготе, что и наиболее запятненные области.

Мы не исключаем, что сходный, но более слабый эффект наблюдается в 2002г. На рис.6с мы можем заподозрить повышение EW к фазе минимума блеска, которое сопровождается небольшим повышением относительной интенсивности при примерно постоянной ширине $FWHM$. Колебания оптической толщины (от 1.5 до 33), электронной плотности n_e (от $6.90 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $1.66 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и светимости хромосферы в линии H_α (от $8.65 \cdot 10^{28} \text{ эрг/с}$ до $1.17 \cdot 10^{29} \text{ эрг/с}$) более слабые, чем в 1999г. Активные области в 2002г. распределены по долготе более равномерно, чем в 1999г., хотя концентрация флоккулов вблизи активных долгот не исключается.

В 2001г. изменения параметров эмиссии H_α показывают большой разброс (рис.6б). Оптическая толщина хромосферы нерегулярно меняется от 15 до 90, электронная плотность - от $2.39 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $1.64 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а светимость хромосферы - от $7.96 \cdot 10^{28} \text{ эрг/с}$ до $1.24 \cdot 10^{29} \text{ эрг/с}$. Малое количество точек не позволяет нам делать выводов о коррелированности изменения параметров эмиссии H_α с кривой блеска.

В работе [22] мы рассматривали зависимость эквивалентной ширины чистой эмиссии в линии H_α (по нашим наблюдениям и данным литературы с 1989г.) от блеска звезды. Это сравнение показало, что отсутствуют скоррелированные изменения EW с изменением V на $0^m.2$ при сильном разбросе EW от 0.47 до $1.59 \text{ \AA}$. Рост площади пятен от 2 до 12% полной поверхности звезды возможно сопровождался слабым понижением светимости хромосферы L_{chr} с сильным разбросом от $1.57 \cdot 10^{30}$ до $5.12 \cdot 10^{29} \text{ эрг/с}$. Полная энергия звезды, задерживаемая пятнами, составляет, по нашим оценкам, от $1.02 \cdot 10^{31}$ до $5.78 \cdot 10^{31} \text{ эрг/с}$, и хромосфера LQ Нуа переизлучает таким образом от 1 до 13% энергии излучения звезды, задерживаемой пятнами.

5. Заключение. В данной статье мы продолжаем комплексные исследования активных запятненных звезд и приводим результаты одновременных фотометрических, поляриметрических и спектральных

наблюдений молодого быстровращающегося карлика LQ Нуа - аналог молодого ($6 \cdot 10^7$ лет) Солнца. Проведенное нами моделирование запятненности звезды показало, что ее фотометрическое поведение адекватно описывается с помощью зональной модели запятненности. Площадь запятненных областей на LQ Нуа колеблется в разные сезоны от 8 до 25% полной поверхности звезды, а разность температур незапятненной фотосферы и пятен составляет около 800 К, что согласуется с рядом результатов других авторов, полученных путем моделирования кривой блеска, наблюдений молекулярных полос окиси титана и доплеровского картирования при наличии расхождения в ΔT с рядом других авторов.

Согласно нашей модели, пятна локализованы на средних ($24-48^\circ$) широтах, что не согласуется с околполярными пятнами, предсказанными доплеровским картированием наряду со среднеширотными. Однако ряд опубликованных доплеровских карт не может обеспечить согласия построенных по ним синтетических кривых блеска с имеющимися для тех же сезонов фотометрическими наблюдениями. С другой стороны, полученные нами средние широты запятненных областей согласуются с результатами расчетов всплытия силовых трубок магнитного поля ($\langle \phi \rangle = 30 - 70^\circ$), полученными при различных предположениях о характере звездного динамо [51-53], в то время как согласие теории с предсказанным доплеровским картированием околполярными пятнами значительно хуже.

На рис.7-приведен ход со временем значений полной площади пятен и их средней широты $\langle \phi \rangle = \phi_0 + \Delta \phi / 2$. Из рисунка следует, что изменения полной площади пятен цикличны с двумя характерными периодами - 11.2 года и 6.75 лет, обнаруженными Ола и др. [20]. Рост площади пятен на

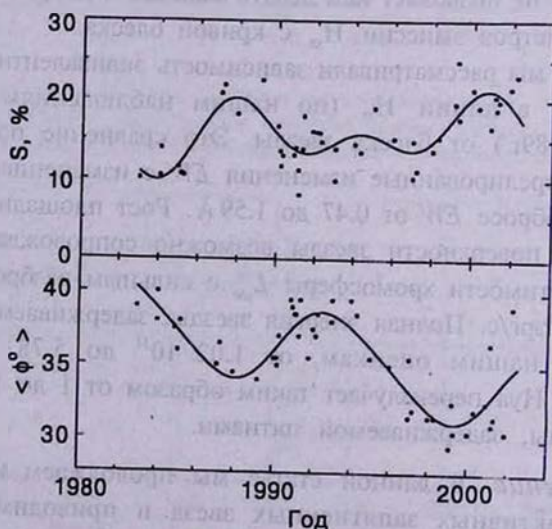


Рис.7. Ход площади и средней широты пятен LQ Нуа со временем.

звезде сопровождается, как и на Солнце, понижением их средней широты - это грубый аналог диаграммы бабочек. Средняя широта пятен показывает ярко выраженную цикличность с характерным временем 11.2 года.

Сравнение наших оценок средней широты пятен $\langle \phi \rangle = \phi_0 + \Delta \phi / 2$ со значениями фотометрических периодов для тех же сезонов P_{phot} , полученных различными авторами [9,17,19,23,27], показало рост P_{phot} с возрастанием $\langle \phi \rangle$. Этот эффект указывает на присутствие на звезде дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.10$ (в то время как у Солнца этот коэффициент составляет 0.19).

Мы впервые обнаружили на LQ Нуа слабую широкополосную линейную поляризацию излучения. Эта поляризация и ее переменность вызваны присутствием на поверхности звезды локальных магнитных полей, расположенных на тех же активных долготах, что и наиболее запятненные области. Оцененные нами значения фактора заполнения магнитных полей оказались сравнимы по величине с площадями пятен для тех же сезонов, что отличается от солнечной картины, где площади магнитных областей превышают площади пятен в несколько раз. С другой стороны, измерения магнитного поля, проведенные методом измерения зеемановского расщепления линий [26,27,34,54] показывают, что локальные магнитные поля на LQ Нуа занимают до 50-70% поверхности. Таким образом, наша оценка фактора заполнения локальных магнитных полей, вероятно, сильно занижена, что связано с существенным отличием конфигурации активных областей от принятой в использованных нами расчетах Саара и Хувелина [33] модели одного пятна.

Анализ формы линии H_α подтвердил для ряда спектров отмеченную Штрассмайером и др. [16] комбинацию эффектов вращения покрытой активными областями звезды и локальных движений вещества в хромосфере. Электронная плотность хромосферы LQ Нуа составляет, согласно нашим оценкам, от $1.10 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $2.39 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что соответствует "смешанному" - как ударному, так и фотоионизационному - механизму формирования линии H_α [38,39]. Найденное нами значение электронной плотности превышает на порядок электронную плотность в области плато у солнечной хромосферы ($4 + 8 \cdot 10^{10}$, [55]) и хорошо согласуется с нашими оценками n_e для других звезд [2,3].

Для оптически толстой хромосферы мы можем грубо оценить площадь активных областей в рамках чернотельного приближения. При характерной температуре в области плато $T_{chrom} = 10000 \text{ K}$ [16] поток эмиссионного излучения в линии H_α составляет $3.4 \cdot 10^7 \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. Для найденных нами значений хромосферной светимости в линии H_α мы получаем, что площадь флоккулов составляет около 15-16% полной поверхности звезды, то есть сравнима с площадью пятен, что сильно отличается от солнечной картины.

Сравнение запятненности с данными по эмиссии линии H_α в 1989-

2002гг. [22] не показало какой-либо явной корреляции. Хромосфера звезды переизлучала около 10% задерживаемой пятнами энергии. О цикличности изменений хромосферной эмиссии мы ничего сказать не можем из-за недостаточного числа данных.

Квазисовременные фотометрические и спектральные наблюдения показали наличие на звезде активных областей хромосферы (флоккулов), которые характеризуются повышенной (до $n_e = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) электронной плотностью и яркостью в линии H_α . В 1999г. была видна концентрация флоккулов на тех же долготах, что и у наиболее запятненных областей. Подобную концентрацию мы не исключаем и в 2002г., в то время как в 2001г. явная взаимосвязь активных областей с максимумом запятненности не наблюдалась. Таким образом, эффект взаимосвязи звездных пятен и флоккулов неоднозначен, и требуются плотные ряды дальнейших наблюдений для выяснения надежной картины поведения EW с фазой осевого вращения звезды.

Наши наблюдения позволили предположить наличие на звезде активных долгот, с которыми связаны не только максимум запятненности, но и максимальная плотность локальных магнитных полей, а также активные области в хромосфере (флоккулы).

Благодарности. Авторы благодарны проф. К.Г.Штрассмайеру (Астрофизический институт, Потсдам) за фотометрические и спектральные данные для LQ Hya и предоставленные доплеровские карты; д-ру Дж.Кутиспото (Обсерватория Катании) и д-ру С.В.Бердюгиной (Университет Оулу) за присланные фотометрические данные; д-ру М.Веберу (Астрофизический институт, Потсдам) и д-ру С.И.Плачинде (КраО) за плодотворное обсуждение статьи.

Работа частично поддерживалась грантом No 02.07/00300 Украинского фонда фундаментального развития.

Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: ilya@crao.crimea.ua

SPOTS AND ACTIVE REGIONS ON EMISSION STARS. III. LQ Hya

I.Yu.ALEKSEEV, O.V.KOZLOVA

The quasisimultaneous electrophotometric, polarimetric and spectroscopic observations of the single active spotted star LQ Hya are presented. The photometric variability of the star can be described completely by a zonal

spottedness model. Spotted regions occupy up to 25% of the total stellar surface. The temperature difference between the unspotted photosphere and starspots is about 800 K. Starspots are localized at the low and middle latitudes. The total starspot areas and starspot latitudes demonstrate the cyclical variability. The mostly spotted regions, the local magnetic fields and the chromospheric places are concentrated near chosen active longitudes.

Key words: *stars:spots - stars:activity - stars:individual: LQ Hya*

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 77, 207, 2000.
2. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 43, 339, 2000.
3. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 44, 529, 2001.
4. F.C.Fekel, B.W.Bopp, J.L.Africano, B.D.Goodrich et al., Astron. J., 92, 1150, 1986.
5. R.D.Jeffries, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 273, 559, 1995.
6. O.J.Eggen, Astron. J., 89, 1358.
7. K.G.Strassmeier, D.S.Hall, Astrophys. J. Suppl. Ser., 67, 453, 1988.
8. L.J.Boyd, R.M.Genet, D.S.Hall et al., IAPPPC, 42, 44, 1990.
9. L.Jetsu, Astron. Astrophys., 276, 345, 1993.
10. G.Cutispoto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 89, 435, 1991.
11. G.Cutispoto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 102, 655, 1993.
12. G.Cutispoto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 119, 281, 1996.
13. G.Cutispoto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 127, 207, 1998.
14. G.Cutispoto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 131, 321, 1998.
15. G.Cutispoto, M.Rodonó, S.Messina, Astron. Astrophys., 367, 910, 2001.
16. K.G.Strassmeier, J.B.Rice, W.H.Wehlau et al., Astron. Astrophys., 268, 671, 1993.
17. K.G.Strassmeier, J.Bartus, G.Cutispoto, M.Rodonó, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 125, 11, 1997.
18. K.G.Strassmeier, E.Serkowitsch, Th.Granzer, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 140, 29, 1999.
19. S.V.Berdyugina, J.Pelt, I.Tuominen, Astron. Astrophys., 394, 505, 2002.
20. K.Oláh, Z.Kolláth, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 356, 643, 2000.
21. И.Ю.Алексеев, П.Е.Гершберг, Астрофизика, 39, 67, 1996.
22. I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova, Astron. Astrophys., accepted, 2002.
23. J.B.Rice, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 336, 972, 1998.
24. J.-F.Donati, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 302, 457, 1999.
25. S.H.Saar, N.E.Piskunov, I.Tuominen, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Eds. M.S.Giampapa, J.A.Bookbinder, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 26, 255, 1992.

26. *S.H.Saar, N.E.Piskunov, I.Tuominen*, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Ed. J.P.Caillault, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **64**, 661, 1994.
27. *S.V.Berdyugina, I.V.Ilyin, I.Tuominen*, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Eds. R.J.Garcia López, R.Rebolo, M.R.Zapatero Osorio, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **223**, 1207, 2001.
28. *F.C.Fekel, T.J.Moffett, G.W.Henry*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **60**, 551, 1986.
29. *O.Vilhu, B.Gustafsson, F.M.Walter*, Astron. Astrophys., **241**, 167, 1991.
30. *V.Pirola*, Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki. Rep., **6**, 151, 1984.
31. *Ju.Huovelin, S.H.Saar, I.Tuominen*, Astrophys. J., **329**, 882, 1988.
32. *Ju.Huovelin, S.H.Saar*, Astrophys. J., **374**, 319, 1991.
33. *S.H.Saar, Ju.Huovelin*, Astrophys. J., **404**, 739, 1993.
34. *S.H.Saar*, Stellar Surface Structure, Eds. K.G.Strassmeier, J.L.Linsky, Kluwer, Dordrecht, **237**, 1996.
35. *Н.Е.Пискунов*, Магнетизм звезд, Ред. Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк, Наука, Санкт-Петербург, **92**, 1992.
36. *N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **112**, 525, 1995.
37. *N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **138**, 119, 1999.
38. *L.E.Cram, D.J.Mullan*, Astrophys. J., **234**, 579, 1979.
39. *M.S.Giampapa, J.Liebert*, Astrophys. J., **305**, 784, 1986.
40. *J.H.M.M.Bruls, M.Schüssler, S.M.Solanki*, Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences, Eds. C.J.Butler, J.G.Doyle, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **158**, 182, 1999.
41. *J.A.Eaton, G.W.Henry, F.C.Fekel*, Astrophys. J., **462**, 888, 1996.
42. *И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг*, Астрон. ж., **73**, 579, 1996.
43. *И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг*, Астрон. ж., **74**, 240, 1997.
44. *И.Ю.Алексеев*, Запятанные звезды малых масс, Астропринт, Одесса, 2001.
45. *И.Ю.Алексеев*, Астрон. ж. (в печати), 2002.
46. *Y.C.Unruh, R.Knaak, M.Fligge, S.K.Solanki*, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Eds. R.J.Garcia López, R.Rebolo, M.R.Zapatero Osorio, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **223**, 748, 2001.
47. *W.Van Hamme*, Astron. J., **106**, 2096, 1993.
48. *J.D.Dorren*, Astrophys. J., **320**, 756, 1987.
49. *S.H.Saar, J.E.Neff*, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Ed. G.Wallerstein, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **9**, 171, 1990.
50. *Y.C.Unruh*, Stellar Surface Structure, Eds. K.G.Strassmeier, J.L.Linsky, Kluwer, Dordrecht, **35**, 1996.
51. *M.Schüssler, P.Caligari, A.Ferriz-Mas et al.*, Astron. Astrophys., **314**, 503, 1996.
52. *Th.Granzer, M.Schüssler, P.Caligari, K.G.Strassmeier*, Astron. Astrophys., **335**, 1087, 2000.
53. *L.L.Kitchatinov, M.Jardine, J.-F.Donati*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **318**, 1171, 2000.
54. *G.Basri, G.W.Marcy*, Astrophys. J., **431**, 844, 1994.
55. *J.E.Vernazza, E.H.Avrett, R.Loesser*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **45**, 635, 1981.

УДК: 524.312

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. XII. ОБЛАСТЬ $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$

Г.В.АБРАМЯН, П.К.СИНАМЯН, К.С.ГИГОЯН

Поступила 23 октября 2002

Принята к печати 10 ноября 2002

Приводится двенадцатый список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS). Список содержит 143 объекта в области $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$ в высоких широтах с площадью около 992 кв. градусов (62 поля). Объекты имеют звездные величины V в пределах 11.8-18.1 и цвета $B-V$ в пределах $-0.82 + 0.81$. Из 143 объектов 51 открыт впервые. Приводятся экваториальные координаты, звездные величины V , показатели цвета и предварительная классификация объектов. Для впервые выявленных объектов даются карты идентификации из DSS.

1. *Введение.* Поиск и исследование звездообразных объектов с УФ-избытком на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS - First Byurakan Survey), проводимые с 1987г., являются естественным продолжением обзора FBS, который включает каталогизацию и дальнейшее детальное изучение этих объектов. В одиннадцати опубликованных списках [1,2] содержатся данные о 1103 объектах, из которых 716 открыты впервые.

Подробное описание второй части обзора FBS, отбора и принципов предварительной классификации объектов с УФ-избытком изложены в [3], где проведено сравнение списков с другими аналогичными обзорами, а также анализ предварительной классификации путем сопоставления с общепринятой спектральной классификацией для известных объектов.

Для области обзора FBS, изученной нами в настоящей работе, выполнено сравнение с обзором PG [4].

2. *Фотографический материал.* Полоса $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$ ($00^{\text{h}}00^{\text{m}} \leq \alpha \leq 05^{\text{h}}20^{\text{m}}$, $08^{\text{h}}00^{\text{m}} \leq \alpha \leq 13^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $14^{\text{h}}07^{\text{m}} \leq \alpha \leq 14^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $14^{\text{h}}50^{\text{m}} \leq \alpha \leq 15^{\text{h}}38^{\text{m}}$, $15^{\text{h}}53^{\text{m}} \leq \alpha \leq 16^{\text{h}}08^{\text{m}}$, $20^{\text{h}}00^{\text{m}} \leq \alpha \leq 22^{\text{h}}15^{\text{m}}$, $22^{\text{h}}53^{\text{m}} \leq \alpha \leq 00^{\text{h}}00^{\text{m}}$) содержит 62 площадки $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ и занимает область около 992 кв. градусов. Определены точные координаты центров всех пластинок исследуемой области. Для данной области авторами обзора FBS в 1967-80гг. снято 108 фотопластинок Kodak IIF, IIAF, IIAF, 103aF и IIF, которые просматривались с помощью $15^{\times}$ луп с целью выявления голубых звездных объектов.

3. *Идентификация отобранных объектов.* Детальный просмотр всех пластинок вышеотмеченной полосы обзора FBS, привел к обнаружению 143 звездных объектов с УФ-избытком. Для всех отобранных объектов провели кросс-идентификацию, используя астрономическую базу данных SIMBAD в Страсбурге (<http://simbad.u-strasbg.fr/>). При этом оптическая позиция каждого объекта, определенная нами по Паломарским картам, была выбрана как центр поиска с радиусом одна минута дуги. Выяснилось, что из 143 звезд 91 входит в разные каталоги, в то время как данные о 52 объектах приводятся впервые.

4. *Список объектов.* В табл.1 приводится список всех выявленных голубых звездных объектов в вышеуказанной полосе обзора FBS. В ее столбцах последовательно представлены: 1 - порядковый номер; 2 - FBS обозначение объекта; 3, 4 - экваториальные координаты для эпохи J2000.0, определенные с оцифрованных карт Паломарского обозрения [(DSS - Digital Sky Survey, <http://skyview.gsfc.nasa.gov/>)]; 5 - видимая звездная величина V ; 6 - CI - показатель цвета; 7 - обзорный тип объектов, согласно классификации призмных спектров; 8 - другое отождествление объекта.

Звездные величины и показатели цвета также определены с карт Паломарского обзора с помощью калибровки зависимости "диаметр изображения-звездная величина", согласно [5]. Показатель цвета $CI (B - V)$ вычислен по эмпирической формуле, приведенной в работе [1].

Таблица 1

N	Название FBS	Координаты		m_v	CI	Тип	Другое отождествл.
		α_{2000}	δ_{2000}				
1	2	3	4	5	6	7	8
1	0011+000	00 ^h 13 ^m 37.8	+00° 19' 33"	15.3	0.24	B1	[6,7]
2	0016+007	00 18 43.5	+01 01 24	13.8	-0.75	B1	[8]
3	0020-008	00 23 23.9	-00 29 53	15.7	-0.44	B	[7]
4	0022-021	00 24 52.5	-01 53 35	14.0	-0.19	B1	[9]
5	0037-006	00 40 22.8	-00 21 30	15.1	0.19	B2	[4,7]
6	0048+004	00 51 09.1	+00 41 24	16.4	-0.20	B1	[4,10]
7	0100+001	01 03 27.0	+00 25 21	17.5	0.25	N	
8	0105-023	01 07 57.8	-02 12 15	15.1	0.06	B2	
9	0108+004	01 10 51.8	+00 42 27	16.1	0.50	N	
10	0111+002	01 13 46.7	+00 28 27	14.9	-0.31	B2	[8]
11	0111-010	01 14 18.6	-00 49 13	13.3	-0.31	B2	[11,7]
12	0116-007	01 18 57.2	-00 25 47	14.7	-0.44	B1	[7]
13	0119-004	01 21 48.0	-00 10 52	15.3	-0.26	N	[6]
14	0124+005	01 27 11.1	-00 46 59	14.2	0.69	N2e	
15	0124-004	01 27 08.0	-00 10 45	16.8	-0.06	N	
16	0128-012	01 30 53.5	-01 01 29	13.9	-0.50	N2	
17	0133-028	01 36 23.0	-02 34 42	18.1	-0.10	N2	[10]
18	0136+006	01 38 49.3	+00 54 39	14.9	-0.31	N	[12]
19	0157+001	01 59 50.2	+00 23 42	15.1	0.06	B1e	[4]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
20	0204-023	02 06 39.0	-02 03 43	12.9	0.12	B1	[7]
21	0204-024	02 06 44.5	-02 12 17	15.1	0.06	B2e	[7]
22	0207+005	02 10 14.9	+00 45 03	14.9	-0.25	B2	[4,7]
23	0209-015	02 11 38.6	-01 13 43	14.0	-0.49	B2	[4,7]
24	0229-029	02 32 27.6	-02 43 43	16.2	0.50	N1	
25	0239-026	02 42 02.2	-02 25 38	16.0	0.30	B2	[10]
26	0249-013	02 52 02.5	-01 05 16	16.0	0.31	N1e	[13]
27	0249-030	02 51 32.1	-02 49 58	15.3	-0.19	N	
28	0250-026	02 52 51.1	-02 25 19	14.9	-0.44	B2	[14]
29	0251+007	02 54 20.5	+00 56 51	15.1	-0.06	N1	
30	0258-028	03 01 15.8	-02 40 12	14.1	-0.25	B1	[14]
31	0259-003	03 02 35.7	-00 10 30	16.6	-0.31	N1	
32	0300-013	03 02 53.2	-01 08 33	15.6	-0.04	B2	[11]
33	0313+005	03 16 20.1	+00 42 22	15.5	0.06	B2	[4]
34	0315-012	03 18 13.1	-01 07 12	15.1	-0.81	B1	
35	0318-022	03 20 58.7	-02 00 03	16.5	-0.56	B2	[14]
36	0330-009	03 32 36.8	-00 49 38	15.7	-0.44	N2	[14]
37	0341-021	03 43 53.9	-01 51 38	14.9	-0.31	B2	
38	0341-008	03 44 28.2	-00 38 15	15.9	-0.69	N2	
39	0343-008	03 46 25.1	-00 38 38	13.3	-0.31	B1	[14]
40	0345+006	03 48 31.3	+00 46 16	15.5	-0.81	B1	[14]
41	0347+006	03 50 21.1	+00 47 17	14.3	0.25	N2	
42	0347-026	03 50 25.9	-02 28 54	17.3	-0.3	B3	[14]
43	0349-021	03 51 44.5	-01 52 23	15.1	0.06	N2	
44	0351-002	03 53 43.7	-00 04 33	15.6	0.22	B2	[15]
45	0405+002	04 07 47.7	+00 21 07	14.3	0.25	N2	
46	0406-013	04 09 24.2	-01 10 56	15.1	0.06	B3	
47	0408+002	04 10 42.8	+00 24 31	13.3	0.31	B2	
48	0408+003	04 11 02.4	+00 20 48	15.5	0.31	B3	
49	0408-009	04 11 16.5	-00 53 09	13.5	-0.06	N	
50	0409-003	04 12 06.2	-00 15 38	14.5	0.06	N2	
51	0422-009	04 24 40.3	-00 54 14	14.3	0.25	N2	
52	0428-015	04 31 07.6	-01 22 19	14.9	-0.31	B1	
53	0431-023	04 30 55.9	-02 21 01	14.7	-0.81	B2	
54	0436-028	04 39 07.7	-02 47 04	13.8	-0.75	B1	
55	0440+002	04 42 53.4	+00 21 39	14.7	-0.82	B1	
56	0456-025	04 59 20.2	-02 28 06	14.7	-0.81	B1	
57	0457-004	04 59 42.9	-00 22 35	15.4	-0.19	B2	
58	0505+004	05 08 10.2	+00 28 57	13.1	-0.81	B1	
59	0507+006	05 08 02.8	+00 37 34	13.3	-0.31	B3	
60	0507-006	05 10 02.8	-00 37 55	14.9	-0.31	N	
61	0509-008	05 12 02.8	-00 43 12	15.7	-0.44	B1	
62	0510-001	05 10 36.2	-00 15 47	14.7	-0.88	B1	
63	0808+001	08 12 12.7	+00 01 31	14.0	-0.25	B1	
64	0826-000	08 29 25.3	-00 13 47	15.7	-0.44	B2	
65	0830-014	08 33 07.7	-01 36 18	14.0	-0.25	B2	
66	0833-005	08 36 01.8	-00 44 23	15.7	-0.44	B1	
67	0901-026	09 01 41.7	-02 40 31	14.9	-0.31	B1	
68	0914+000	09 17 12.2	-00 01 38	14.5	-0.09	B1	[4]
69	0934+013	09 36 09.7	+01 13 13	13.5	-0.50	N2	[4]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
70	0938-005	09 41 05.3	- 00 48 56	11.8	-0.75	B1	
71	0955-008	09 58 10.6	- 01 04 18	16.3	0.81	B1	[4,17]
72	1003-023	10 05 51.9	- 02 34 20	15.4	-0.10	B1	[4]
73	1004+007	10 06 45.8	+00 32 04	15.1	0.06	B2	[4,17]
74	1012+007	10 12 35.0	+00 47 58	14.1	-0.25	B1	[4]
75	1023+009	10 25 49.7	+00 39 06	16.3	0.00	B1	[4]
76	1026+002	10 28 36.7	+00 00 43	14.1	-0.25	B2	[4]
77	1032+007	10 35 12.8	+00 27 29	16.1	0.50	B1	[4]
78	1034+001	10 37 03.9	- 00 08 18	13.3	-0.31	B1	[4]
79	1036-006	10 39 06.5	- 00 51 57	15.9	0.00	N1a	
80	1047+002	10 47 29.0	+00 15 16	15.5	0.43	B1	[4]
81	1046-017	10 48 32.7	- 02 01 05	11.8	-0.75	B2	[4]
82	1049-005	10 51 51.4	- 00 51 18	14.9	-0.31	B1	[4]
83	1100-008	11 02 58.1	- 01 02 53	16.5	-0.56	B1	[4]
84	1108-018	11 11 12.6	- 02 06 29	14.7	-0.81	B2	[4]
85	1124-018	11 27 21.3	- 02 08 39	16.5	-0.56	B2	[4]
86	1125-025	11 28 14.5	- 02 50 22	15.5	-0.81	B3	[4]
87	1136-003	11 38 40.7	- 00 35 32	14.0	-0.25	B1	[4]
88	1141+000	11 44 29.3	- 00 17 19	15.9	0.00	B3	[4]
89	1144+006	11 46 35.2	+00 12 33	14.9	-0.31	B1	[4]
90	1150-002	11 52 47.6	- 00 34 07	14.9	-0.31	B3	
91	1157+004	11 59 52.0	+00 07 52	16.2	0.62	B2	[4]
92	1201-001	12 01 13.7	- 00 06 27	15.1	0.06	B1	[4]
93	1212-012	12 15 01.8	- 01 28 15	15.7	-0.44	B3	[4]
94	1229-012	12 31 35.0	- 01 32 08	14.4	-0.31	B3	[4]
95	1241-010	12 44 28.7	- 01 19 09	14.4	-0.31	B2	[4]
96	1244-003	12 47 06.7	- 00 39 26	16.5	-0.56	B2	[4]
97	1249-027	12 52 29.7	- 03 01 30	13.9	-0.50	B1	[4]
98	1257-026	13 00 13.8	- 02 49 52	14.7	-0.81	B1	[4]
99	1305-017	13 08 15.2	- 01 59 05	16.0	0.25	B2	[4]
100	1314+003	13 17 27.8	+00 02 37	16.6	-0.31	B1	[4]
101	1328+000	13 30 40.9	+00 17 12	16.5	-0.56	B3	[4]
102	1336-017	13 38 48.2	- 02 02 49	12.4	0.50	B1	[4]
103	1349-012	13 51 53.0	- 01 29 44	15.2	-0.13	B1	[4]
104	1407-012	14 07 26.0	- 01 30 16	14.1	-0.24	N2	[4]
105	1412+004	14 14 35.2	+00 12 35	15.7	-0.44	B2	
106	1418-005	14 21 31.2	- 00 44 25	16.7	-0.06	B1	[4]
107	1451+006	14 53 51.0	+00 25 32	15.9	-0.69	B2	[4,18]
108	1459-025	15 02 12.2	- 02 45 58	15.9	0.00	B2	[4]
109	1510-017	15 12 50.0	- 01 54 35	15.9	0.00	B1	[4]
110	1511+009	15 14 21.3	+00 47 54	16.5	-0.56	N1	[4]
111	1522-013	15 24 38.2	- 01 28 32	15.7	0.50	B2	[4,20]
112	1525-009	15 27 44.9	- 01 06 28	15.4	-0.19	B2	[4]
113	1529-019	15 32 24.8	- 02 03 37	14.8	-0.56	N1	
114	1534-018	15 37 33.8	- 02 00 22	15.4	-0.19	B3	[4]
115	1551+015	15 54 25.2	+01 21 09	14.1	0.50	B2	[4]
116	1558-007	16 01 14.0	- 00 51 43	14.1	0.50	B3	[4]
117	2021-019	20 24 16.3	- 01 43 19	15.6	-0.81	B3	
118	2024+003	20 26 43.9	+00 24 59	14.8	-0.56	N	
119	2043-014	20 45 35.1	- 01 16 32	16.2	-0.25	B3	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
120	2050+001	20 52 39.8	+00 16 48	15.5	-0.81	B3	[4]
121	2052-002	20 55 32.2	- 00 04 54	15.9	0.00	B2	[4]
122	2054+005	20 56 56.0	+00 43 00	14.7	-0.81	B2	
123	2109-024	21 12 06.2	- 02 13 09	12.6	-0.31	B1	
124	2110+000	21 13 18.3	+00 17 39	15.9	0.75	B1	[4]
125	2116+007	21 16 49.3	+00 46 53	15.2	-0.50	B1	[4]
126	2116-025	21 18 34.6	- 02 18 30	17.7	0.50	B2	
127	2123+007	21 26 21.7	+00 58 35	15.2	-0.56	B1	
128	2124-000	21 27 11.5	+00 11 46	14.9	-0.31	B2	[10]
129	2129+000	21 32 15.7	+00 15 13	14.1	-0.25	N2	[10]
130	2133-026	21 36 11.7	- 02 23 56	15.5	-0.81	B1	
131	2136-027	21 39 27.1	- 02 28 31	12.9	-0.12	B3	[10]
132	2143-017	21 45 40.8	- 01 28 07	15.7	-0.44	B3	[10]
133	2145-014	21 47 43.6	- 01 12 03	15.7	0.44	B3	
134	2154-003	21 56 55.8	- 00 05 35	15.7	-0.44	B2	[7]
135	2206+007	22 08 57.0	+01 01 16	14.1	-0.25	B2	[17]
136	2213-006	22 16 28.4	- 00 21 14	14.1	-0.25	B1	[4]
137	2220+006	22 22 38.7	+00 51 25	16.8	-0.06	B1	[4]
138	2313-021	23 16 12.4	- 01 50 35	12.2	0.06	B1	[10]
139	2331-006	23 34 21.1	- 00 19 34	13.2	-0.81	B1	[19]
140	2332-023	23 35 10.1	- 02 39 02	12.0	-0.37	B2	[7]
141	2333-002	23 35 45.0	+00 00 47	15.8	-0.06	B1	[4]
142	2349+002	23 51 53.3	+00 28 19	12.2	0.06	B1	[4]
143	2354-031	23 57 01.3	- 02 50 29	15.5	-0.81	B1	[20]

Примечания к отдельным объектам табл.1.

- 0124-004 - Низкодисперсионный спектр указывает на протяженность объекта. Вероятно, галактика.
- 0124+005 - Вероятно, галактика.
- 0128-012 - Вероятно, галактика.
- 0249-013 - Идентифицируется с объектом HH 860249-012 [13]. Вероятно, галактика типа Sy или квазар.
- 0251+007 - Галактика.
- 0259-003 - На низкодисперсионном спектре видны эмиссионные линии.
- 0341-008 - Низкодисперсионный спектр этого объекта на пределе пластинки FBS. Вероятно, кандидат в Sy или квазар.
- 0347+006 - Галактика.
- 0405+002 - Галактика.
- 0507+006 - Четко видны линии поглощения водорода.
- 1036-006 - Галактика.

5. Сравнение результатов полосы $\delta = -1^\circ$ с обзором PG. Общая площадь полосы $\delta = -1^\circ$ составляет 992 кв. градуса (62 поля), из которой PG-обзор покрывает площадь 896 кв. градусов (56 полей). Количество FBS-объектов в перекрываемой части составляет 0.135 объекта/кв.гр., а

количество объектов PG составляет 69, средняя плотность - 0.077 объекта/кв.гр. Из 69 объектов обзора PG в FBS переоткрыты 58. Нами не обнаружено 11 объектов из обзора PG. Среди них 4 объекта обзора PG не имеют хорошо выраженного УФ-избытка на пластинках FBS и не удовлетворяют нашим критериям. Спектры двух объектов не видны на пластинках, т.к. они более слабые объекты, чем предельная величина пластинок обзора FBS. А спектры пяти объектов PG оказались на пределе пластинок FBS и были пропущены нами при изучении этих пластинок. В табл.2 представлены результаты этих сравнений.

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛОСЫ $\delta = -1^\circ$ FBS-ОБЗОРА С
ОБЗОРОМ PG

Обзор	Пересекаемая площадь обзоров (кв. градус)	Количество объектов	Плотность объектов на кв. градус	Количество общих объектов	Количество пропущенных объектов
FBS	896	121	0.135	58	11
PG		69	0.077		63

6. *Заключение.* В области $-3^\circ \leq \delta \leq +1^\circ$ обзора FBS обнаружено 143 голубых звездных объекта, из которых 51 обнаружен впервые, а остальные 92 объекта отождествлены с ранее опубликованными объектами из других обзоров, в основном из обзора PG (69 объектов). Среди этих 92 объектов 3 квазара, 1 галактика типа Sy, 28 белых карликов, 2 кандидата в CV, 1 планетарная туманность, 38 горячих субкарликов, 2 HVB и 18 голубых объектов.

Среди новых объектов 20 классифицированы нами как N, это значит, что эти объекты могут быть внегалактическими объектами, в частности кандидатами в квазары или в галактики типа Sy.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: habrahamyam@web.am

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. BLUE
STELLAR OBJECTS. XII. THE REGION $-3^\circ \leq \delta \leq +1^\circ$

H.V.ABRAHAMYAN, P.K.SINAMYAN, K.S.GIGOYAN

The twelfth list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) is given. The objects are situated in the

region $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$ with a surface of 992 sq. degrees. The list contains data for 143 blue stellar objects, among which 51 are new. The objects have V magnitude in a range of $11^m.8$ - $18^m.1$ and $B-V$ colours in a range of -0.82 to $+0.81$. Equatorial coordinates, V magnitudes, colour indices, a preliminary classification of objects and identification charts from DSS are given.

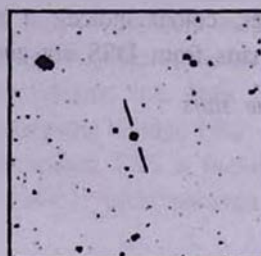
Key words: *stars:survey - stars:classification: blue stars*

ЛИТЕРАТУРА

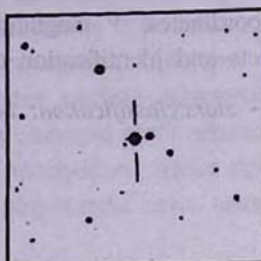
1. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, **38**, 201, 1995.
2. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, **39**, 531, 1996.
3. Г.В.Абрамян, В.А.Луновецкий, Дж.Степанян, *Астрофизика*, **32**, 29, 1990.
4. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.
5. I.R.King, M.I.Raff, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **89**, 120, 1977.
6. J.L.Greenstein, O.F.Eggen, *Astrophys. J.*, **141**, 83, 1965.
7. F.Berger, A.M.Fringant, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **39**, 39, 1980.
8. H.J.Hagen, D.Groote et al., *Astron. Astrophys.*, **195**, 15, 1988.
9. R.A.Downes, R.F.Webbink, M.M.Shara, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **109**, 345, 1997.
10. G.Haro, W.T.Luyton, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **3**, 37, 1962.
11. H.L.Giglas, R.Burnham, N.G.Thomas, *Lowell. Observ. Bull.* **6**, 155, 1965.
12. P.Nilson, *Upsala General Catalogue*, 1973.
13. Ke-L.Huang, Jie-H.Huang, *Astrophys. Space Sci.*, **125**, 85, 1986.
14. T.Noguchi, H.Machara, M.Kongo, *Ann. Tokyo Astron. Observ. 2nd Ser.*, **18**, N255, 1980.
15. B.M.Lasker, C.R.Struch, J.Brian et al., *Astron. J.*, **99**, 2019, 1990.
16. M.R.Griffith et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **97**, 347, 1995.
17. W.Luyten, C.K.Seyfert, "The Search for Faint Blue Stars. VI. A Further Search in Selected Areas", Univ. Minnesota, Minneapolis, Minn. And Dyer Observ., Vanderbilt Univ. Nashville, Tenn., 1956.
18. F.L.Greenstein, *Astrophys. J.*, **242**, 738, 1980.
19. A.G.Cannon, E.C.Pickering, *Ann. Astron. Observ. Harv. Coll.*, **100**, 4, 1928.
20. T.C.Beers, G.W.Preston, S.A.Shectman et. al., *Astron. J.*, **103**, 267, 1992.

КАРТЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ НОВЫХ ОБЪЕКТОВ

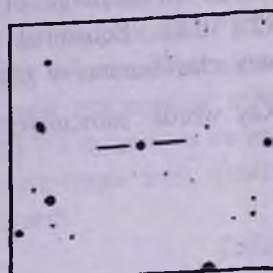
Восток слева, Север сверху, размеры 5'x5'



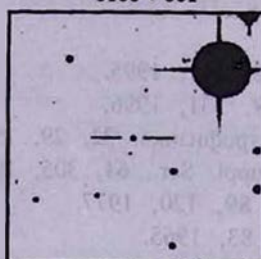
0100+001



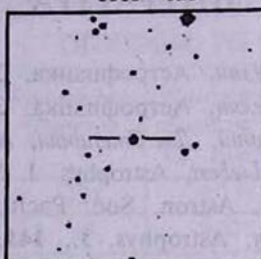
0105-023



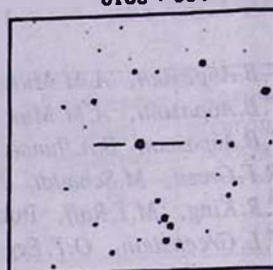
0108+004



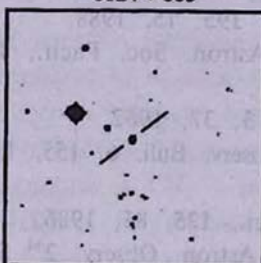
0124+005



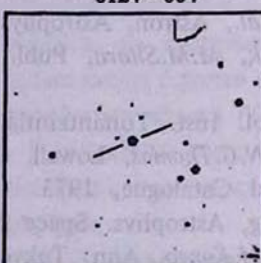
0124-004



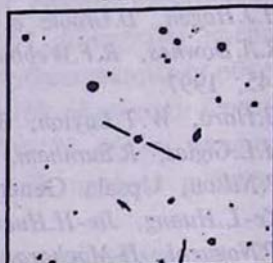
0128-012



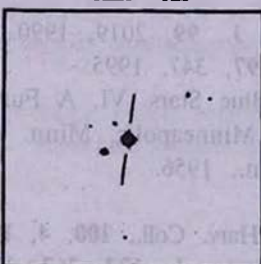
0229-029



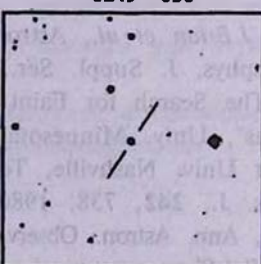
0249-030



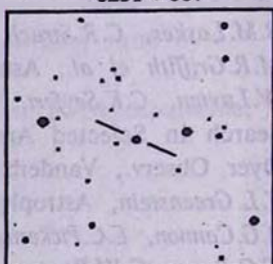
0251+007



0259-003



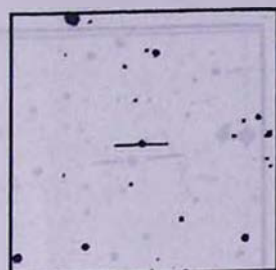
0315-012



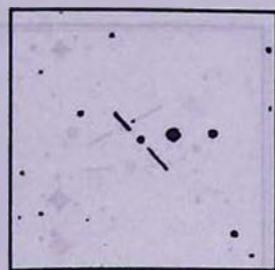
0341-021

КАРТЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ НОВЫХ ОБЪЕКТОВ

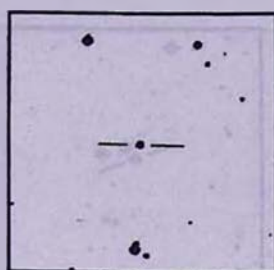
Восток слева, Север сверху, размеры 5'x5'



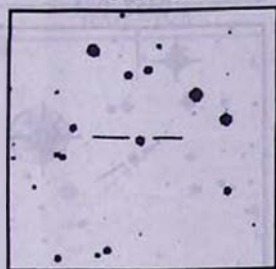
0341-008



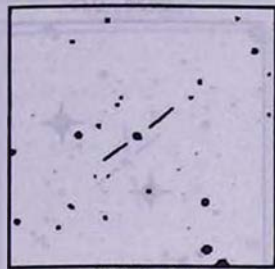
0347+006



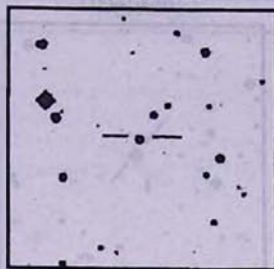
0349-021



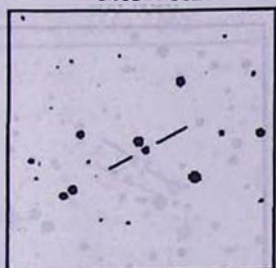
0405+002



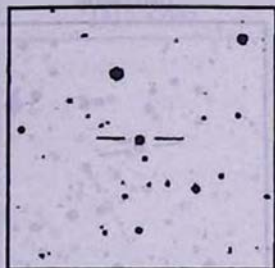
0406-013



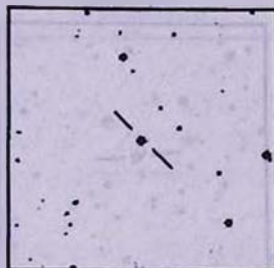
0408+002



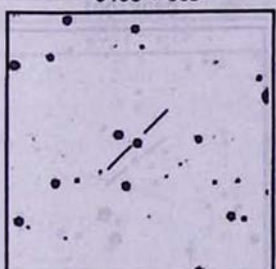
0408+003



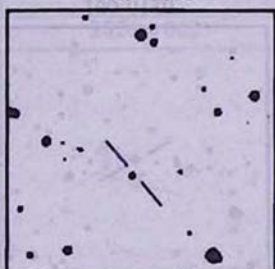
0409-003



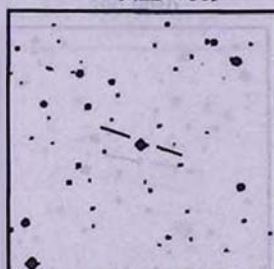
0422-009



0428-015



0431-023



0436-028

КАРТЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ НОВЫХ ОБЪЕКТОВ

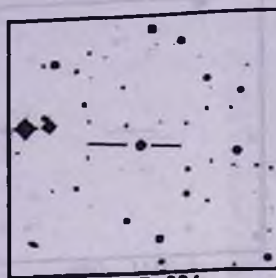
Восток слева, Север сверху, размеры 5'x5"



0440+002



0456-025



0457-004



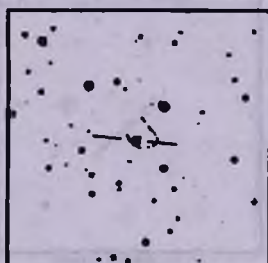
0505+004



0507+006



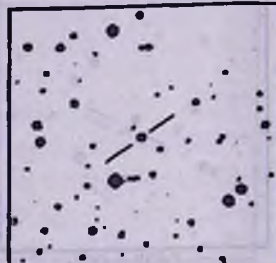
0507-006



0509-008



0510-001



0808+001



0826-000



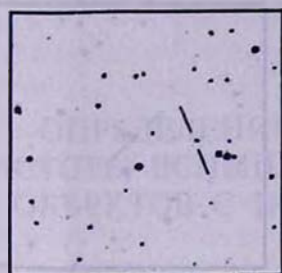
0830-014



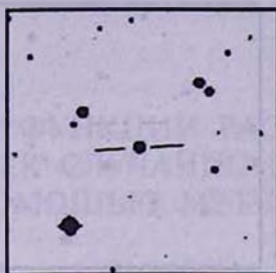
0833-005

КАРТЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ НОВЫХ ОБЪЕКТОВ

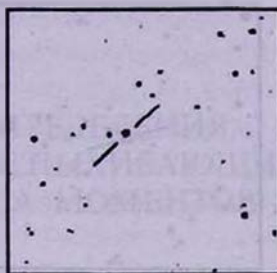
Восток слева, Север сверху, размеры 5'x5'



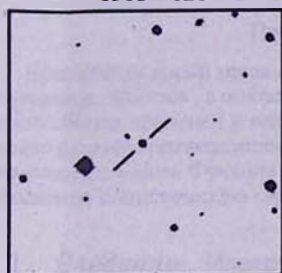
0901-026



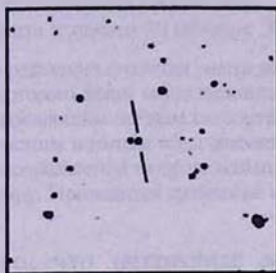
0938-005



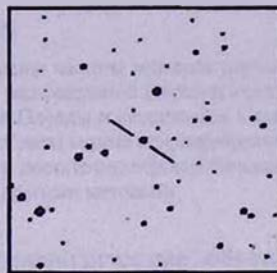
1036-006



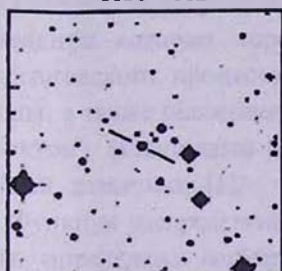
1150-002



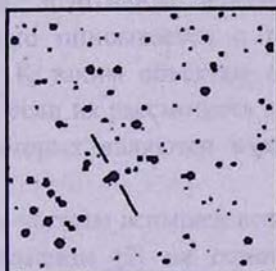
1412+002



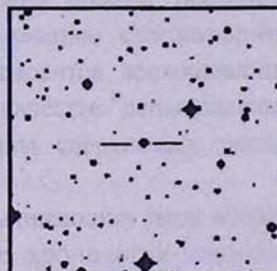
1529-019



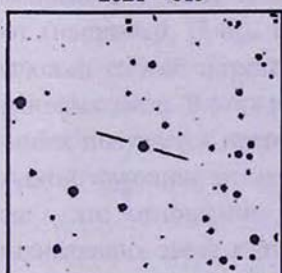
2021-019



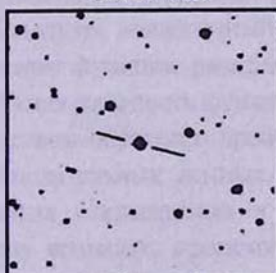
2024+002



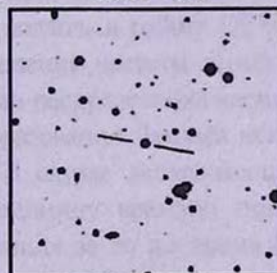
2043-014



2054+005

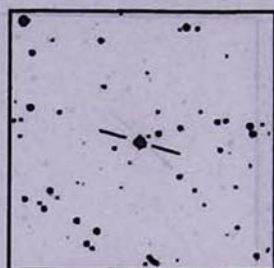


2109-024

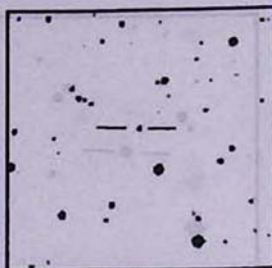


2116-025

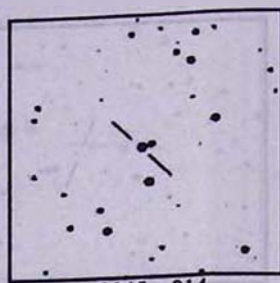
КАРТЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ НОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Восток слева, Север сверху, размеры $5' \times 5'$ 

2123 + 007



2133 + 026



2145 - 014



2150 - 001



2150 + 014



2150 - 011



2150 - 002



2150 + 012



2150 - 012



2150 - 013



2150 - 015



2150 - 016

УДК: 524.338.6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК СЛУЧАЙНО ВСПЫХИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОМЕНТОВ

А.А.АКОПЯН

Поступила 14 августа 2002

Принята к печати 30 октября 2002

Предлагается новый метод определения функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов, в основе которого лежит метод подгонки распределений Пирсона методом моментов. Метод применен к вспыхивающим звездам скопления Плеяды и ассоциации Орион. Искомую функцию распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд можно аппроксимировать гамма-распределением. Функция распределения частоты вспышек достаточно хорошо описывает наблюдаемую статистическую картину. Приводится сравнение с другими методами.

1. *Введение.* Известно, что некоторые астрофизические объекты показывают нерегулярные, эруптивные изменения блеска, временное поведение которых хорошо описывается с помощью стационарного пуассоновского процесса. К таким объектам относятся вспыхивающие звезды, а также галактики, если их рассмотреть в качестве "вспыхивающих объектов", вспышками которых являются взрывы сверхновых звезд в данной галактике [1].

Функция распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд впервые была определена Амбарцумяном [2] на основе хронологии открытий вспыхивающих звезд. В дальнейшем метод был развит и применен в ряде работ (например, [3-6]). Используя аналогичный подход, в работе [7] был предложен способ определения функции распределения частоты вспышек сверхновых звезд. В этих работах плотность функции распределения частоты вспышек получается посредством обратного преобразования Лапласа некой исходной функции от наблюдательных данных. В случае вспыхивающих звезд - это отношение числа открываемых в единицу времени новых вспыхивающих звезд к числу вспышек, происходящих за то же время [2]. В случае сверхновых звезд - это функция выживания [7].

В данной работе предлагается новый, независимый способ определения функции распределения частоты вспышек, который не только дополнит существующие способы, но и может быть эффективно применен в тех случаях, когда известные методы не могут быть применены из-за нехватки необходимых наблюдательных данных.

2. *Описание метода.* В основе предлагаемого способа лежит метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов. Вкратце напомним сущность этого метода. Плотности распределений семейства Пирсона подчиняются уравнению:

$$\frac{df}{dx} = \frac{(x-a)f}{b_0 + b_1x + b_2x^2}, \quad (1)$$

которое можно получить как предельный случай гипергеометрического распределения. Коэффициенты a и b_i могут быть выражены через первые четыре момента распределения следующим образом;

$$\begin{aligned} a &= \frac{-\mu_3(\mu_4 + 3\mu_2^2)}{A}, \\ b_0 &= -\frac{\mu_2(4\mu_2\mu_4 - 3\mu_3^2)}{A}, \\ b_1 &= \frac{-\mu_3(\mu_4 + 3\mu_2^2)}{2A}, \\ b_2 &= -\frac{2\mu_2\mu_4 - 3\mu_3^2 - 6\mu_2^3}{A}, \\ A &= 10\mu_2\mu_4 - 18\mu_2^3 - 12\mu_3^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где μ_i - центральные моменты распределения. В зависимости от значений величин D и λ :

$$D = b_0 b_2 - b_1^2, \quad \lambda = \frac{b_1^2}{b_0 b_2} \quad (3)$$

можно различить 12 типов распределений, среди которых такие известные, как гамма-распределение, бета-распределение, нормальное и т.д. Метод подгонки состоит в следующем:

1. Определяются первые четыре момента эмпирического распределения.
2. Вычисляются значения D , λ (2), (3) и, следовательно, определяется тип распределения.
3. Эмпирические моменты приравняются теоретическим моментам подходящего распределения, которые выражены через его параметры.
4. Полученные уравнения разрешаются относительно неизвестных параметров и, следовательно, находится искомое распределение.

Развитие вычислительной техники и методов значительно сузили область применения аналогичных методов. В частности, имеет смысл применить метод моментов в тех случаях, когда, по каким-то причинам, известно не само эмпирическое распределение, а его моменты. Именно этот случай имеет место в данной задаче.

Действительно, в задаче определения функции распределения частоты вспышек в качестве исходного эмпирического распределения служит распределение числа наблюдаемых вспышек вспыхивающих звезд, а не распределение соответствующих частот. Однако можно выразить моменты

функции распределения частоты вспышек через соответствующие моменты числа вспышек. Для этого воспользуемся предположением о случайном и независимом характере вспышек.

Случайный характер вспышек вспыхивающих звезд и сверхновых звезд был предположен Амбарцумяном [8], и для вспыхивающих звезд окрестности Солнца, на основе наблюдательных данных, был подтвержден впервые в работе Осканяна и Теребижа [9]. Данные недостаточны для выполнения аналогичной работы в случае сверхновых звезд, однако нет серьезных логических или физических оснований отказаться от предположения о случайности и независимости отдельных взрывов сверхновых в каждой галактике.

При этом предположении можно сказать, что последовательность вспышек (взрывов сверхновых) каждой звезды (в каждой галактике) представляет собой последовательность Пуассона и, следовательно, вероятность показать k вспышек за время t у отдельного вспыхивающего объекта равна:

$$p_k = \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!}, \quad (4)$$

где v - частота вспышек.

Для выборки вспыхивающих объектов с плотностью распределения частоты $\phi(v)$, теоретические моменты распределения числа вспышек соответственно равны:

$$\mu k_1 = \int \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \phi(v) dv, \quad (5)$$

$$\mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_1)^j p_k \phi(v) dv, \quad j = 2, 3, 4,$$

где, в частности, μk_1 - среднее число вспышек, μk_2 - дисперсия числа вспышек. Соответствующие эмпирические моменты равны:

$$\hat{\mu} k_1 = \sum_{k=0}^{\infty} k \hat{p}_k, \quad (5a)$$

$$\hat{\mu} k_j = \sum_{k=0}^{\infty} \left(k - \hat{\mu} k_1 \right)^j \hat{p}_k, \quad j = 2, 3, 4,$$

где $\hat{p}_k$ - доля звезд, показавших k вспышек.

Подставляя (4) в соотношения (5), после несложных преобразований можно получить систему уравнений, в которой моменты числа вспышек выражены через соответствующие моменты частоты вспышек μv_j , решая которую относительно μv_j получим:

$$\mu v_1 = \frac{\mu k_1}{t}, \quad \mu v_2 = \frac{(\mu k_2 - \mu k_1)}{t^2}, \quad \mu v_3 = \frac{(\mu k_3 - 3\mu k_2 + 2\mu k_1)}{t^3}, \quad (6)$$

$$\mu v_4 = \frac{(\mu k_4 - 6\mu k_3 - 6\mu k_2 \cdot \mu k_1 + 11\mu k_2 - 6\mu k_1 + 3\mu k_1^2)}{t^4},$$

где

$$\mu v_1 = \int v \varphi(v) dv \quad (7)$$

$$\mu v_2 = \int (v - \mu v_1)^m \varphi(v) dv, \quad m = 2, 3, 4.$$

Подставляя эмпирические моменты распределения числа вспышек в (6), получим соответствующие эмпирические моменты функции распределения частоты вспышек. Определив таким образом эмпирические моменты, можно приступить к остальным процедурам и определить тип функции распределения частоты вспышек. Приведем окончательные выражения, когда $D < 0$ и $\lambda \rightarrow \infty$. Плотность распределения соответствует III типу распределения Пирсона (гамма-распределение) и имеет вид:

$$\varphi(v) = \frac{a^\gamma \cdot (v - v_0)^{\gamma-1} e^{-a(v-v_0)}}{\Gamma(\gamma)} \quad (8)$$

для всех $v > v_0$ и $\varphi(v) = 0$ для $v \leq v_0$, $a > 0$.

Параметры распределения определяются через моменты распределения следующим образом:

$$a = 2 \frac{\mu v_2}{\mu v_3}, \quad \gamma = a^2 \mu v_2, \quad v_0 = \mu v_1 - \frac{\gamma}{a}. \quad (9)$$

Соответствующие выражения имеются и для остальных типов распределений Пирсона.

Для проверки эффективности метода разработана математическая программа, с помощью которой были проведены численные эксперименты. С помощью генераторов случайных чисел генерировались n случайных значений частоты вспышек v_j ($j=1, 2, \dots, n$, n - количество вспыхивающих объектов), подчиняющиеся какому-либо распределению $\varphi(v)$. Потом с помощью генератора случайных чисел пуассоновского распределения для каждого вспыхивающего объекта с частотой v_j определялось количество вспышек k_j ($j=1, 2, \dots, n$) за время t . Имея k_j , можно вычислить эмпирические моменты распределения числа вспышек μk_i ($i=1, 2, 3, 4$) и, применив вышеописанный метод, определить плотность функции распределения частоты вспышек $\varphi'(v)$ и сравнить с исходной плотностью распределения $\varphi(v)$. Многочисленные эксперименты показали эффективность метода даже при очень малых значениях среднего числа вспышек.

3. *Функция распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд скопления Плеяды и ассоциации Орион.* Плотность функции распределения частоты вспышек впервые была определена Амбарцумяном [2] для вспыхивающих звезд скопления Плеяды посредством обратного преобразования Лапласа наблюдаемого отношения числа открываемых в единицу времени новых вспыхивающих звезд к числу вспышек, происходящих за то же время

$$\frac{m_1(t)}{m_1(0)} = \frac{1}{v} \int v \varphi(v) e^{-v't} dv, \quad (10)$$

и, согласно [2], имеет вид:

$$\varphi(v) = C v^{\gamma-1} e^{-vs}, \quad (11)$$

где постоянная $s = 385$ час, $\gamma = -1/3$.

Для вспыхивающих звезд ассоциации Орион, Парсамян [3] получила ту же функцию со значением параметра $s = 1389$ час. Метод не позволяет определить постоянную C , однако возможно определить произведение CN , где N - неизвестное общее число вспыхивающих звезд. Исходя из того, что функция (11) имеет сингулярность в точке $v = 0$, Амбарцумян предполагал, что реальная плотность функции распределения частоты вспышек на самом деле имеет вид:

$$\varphi(v) = C v^{-4/3} e^{-vs} g(v), \quad (12)$$

где $g(v) = 0$ для близких к нулю значений v , и $g(v) = 1$ для больших v . Полученное Амбарцумяном решение позволяет с точностью до постоянной хорошо описать наблюдаемое распределение числа вспышек.

Другой подход был предложен Гершбергом [10]. С помощью определенной им же зависимости "светимость звезды - частота вспышек" и наблюдаемого распределения светимости вспыхивающих звезд Гершберг получил функцию распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд скопления Плеяды.

Существенным затруднением для всех методов, в том числе и предлагаемого, является незнание точного числа вспыхивающих звезд. В предлагаемом методе это проявляется в том, что невозможно определить точные моменты распределения числа вспышек. Поэтому в данной работе пришлось подобрать общее число вспыхивающих звезд таким образом, чтобы удовлетворительно объяснить наблюдаемое распределение числа вспышек, а также отношение $m_1(t)/m_1(0)$, которое является исходным при определении функции распределения частоты вспышек методом Амбарцумяна.

Таким образом, определение функции распределения частоты вспышек состоит из следующих шагов:

- Задается число вспыхивающих звезд N , исходя из известного способа нижней оценки общего числа вспыхивающих звезд [8],
- Из наблюдаемого распределения числа вспышек, для заданного N , определяются моменты распределения числа вспышек,
- С помощью предложенного метода определяется функция распределения частоты вспышек для заданного значения N .
- Используя полученную функцию распределения частоты вспышек, вычисляются теоретическое распределение числа вспышек и отношение

$m_1(t)/m_1(0)$, которые сравниваются с соответствующими наблюдаемыми значениями и окончательно выбирается функция распределения частоты вспышек.

При определении функции распределения частоты вспышек были использованы данные электронного каталога вспыхивающих звезд ассоциации Орион, составленного нами (краткое описание см. в [11]) на основе каталога [12] и последующих работ [13-16]. Из рассмотрения, по статистическим критериям, была исключена звезда Т 176, показавшая аномально большое для вспыхивающих звезд ассоциации Орион количество вспышек - 23.

В случае скопления Плеяды был использован электронный каталог вспыхивающих звезд скопления из Астрономического центра данных Страсбурга, составленный на основе каталога Аро и др. [17]. Из рассмотрения были исключены звезды Т 91, Т 275, Т 377, показавшие 32, 66 и 120 вспышек соответственно. Причиной тому не только аномально большие количества вспышек, но и возможная принадлежность, по крайней мере, двух из этих трех звезд к другим системам вспыхивающих звезд. По разным оценкам среди вспыхивающих звезд скопления Плеяды, особенно среди однократно вспыхнувших, много вспыхивающих звезд поля (10-30%). В соответствии с наиболее строгой и обоснованной, на наш взгляд, оценкой [18], количество однократно вспыхнувших звезд было уменьшено на 10% (240 звезд вместо 267).

Для вспыхивающих звезд скопления Плеяды и ассоциации Орион вычисленные значения D и λ указывают на то, что искомую функцию распределения частоты вспышек можно аппроксимировать I, VI (бета-распределение первого и второго рода) и III (гамма) распределениями Пирсона. Чисто по техническим причинам, на которых не следует останавливаться, был выбран III тип (гамма) распределения, тем более, что полученные с помощью этих двух распределений функции полностью совпадали. Отметим только, что в выражение гамма-распределения входят три неизвестных параметра, в то время, как у бета-распределения их четыре.

Интересно, что одинаковыми оказались не только тип распределения, но и два из трех параметров, что, возможно, указывает на универсальность полученной функции. Таким образом, плотность функции распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд можно представить в виде функции (8), где $\nu_0 = 9.113 \cdot 10^{-5} \text{ час}^{-1}$ (что соответствует периоду между последовательными вспышками $T \approx 11000 \text{ час}$), $\gamma = 0.235$, а постоянная a принимает значения $a = 873 \text{ час}$ для вспыхивающих звезд скопления Плеяды и $a = 1.66 \cdot 10^3 \text{ час}$ для вспыхивающих звезд ассоциации Орион. На рис.1 приведены плотности функции распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд скопления Плеяды и ассоциации Орион. Как видно,

скопление Плеяды сравнительно богаче вспыхивающими звездами с большими частотами вспышек. Возможно, что это различие частично обусловлено наблюдательной селекцией, действующей сильнее в отношении вспыхивающих звезд Ориона.

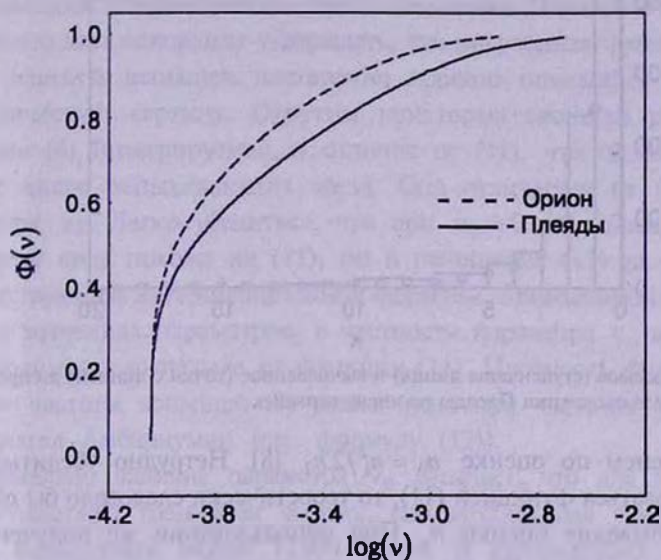


Рис.1. Функции распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд Ориона и Плеяд.

Вычисленные с помощью этих функций распределения вспыхивающих звезд по числу вспышек хорошо согласуются с соответствующими наблюдаемыми распределениями и приводятся на рис.2, 3. При этом, общее количество вспыхивающих звезд в Плеядах получается равным 1000, в Орионе - 2050. В связи с этим надо отметить, что удалось также качественно объяснить рост оценки числа неизвестных вспыхивающих

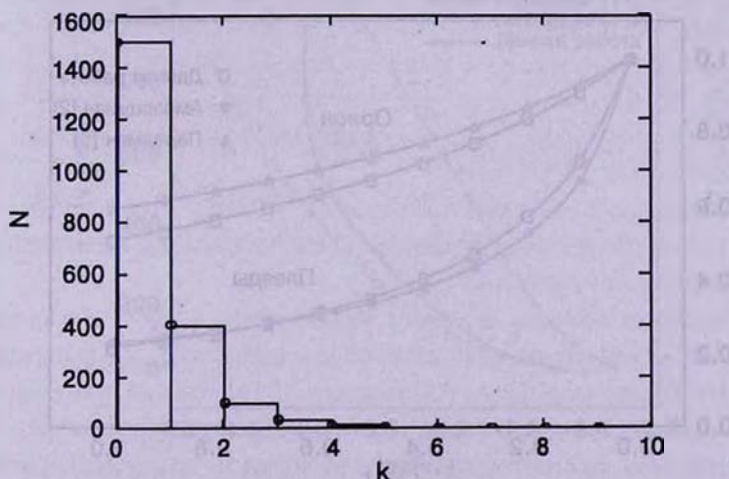


Рис.2. Наблюдаемое (ступенчатая линия) и вычисленное (точки с линией) распределения вспыхивающих звезд ассоциации Орион по числу вспышек.

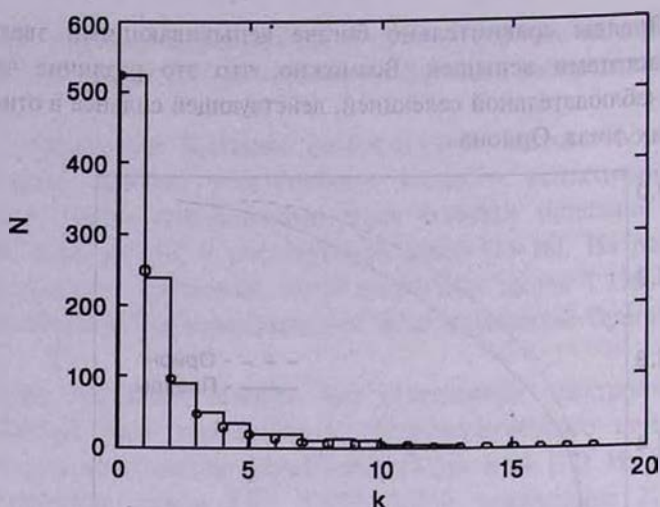


Рис.3. Наблюдаемое (ступенчатая линия) и вычисленное (точки с линией) распределения вспыхивающих звезд скопления Плеяды по числу вспышек.

звезд со временем по оценке $n_0 = n_1^2/2n_2$ [8]. Нетрудно убедиться, что если воспользоваться функцией (11), то теоретически следовало бы ожидать монотонное убывание оценки n_0 . При использовании же полученной в данной работе функции (8) теоретическая оценка n_0 сначала возрастает, достигая максимума за время наблюдений $t \approx 1350$ час (Орион) и $t \approx 2200$ час (Плеяды), и только потом начинает убывать.

Подставляя полученную плотность распределения (8) в (10), получим теоретическое выражение для отношения

$$\frac{m_1(t)}{m_1(0)} = \left(\frac{a}{a+t} \right)^{\gamma+1} \left(\frac{\gamma + v_0 a + v_0 t}{\gamma + v_0 a} \right) e^{-v_0 t}. \quad (13)$$

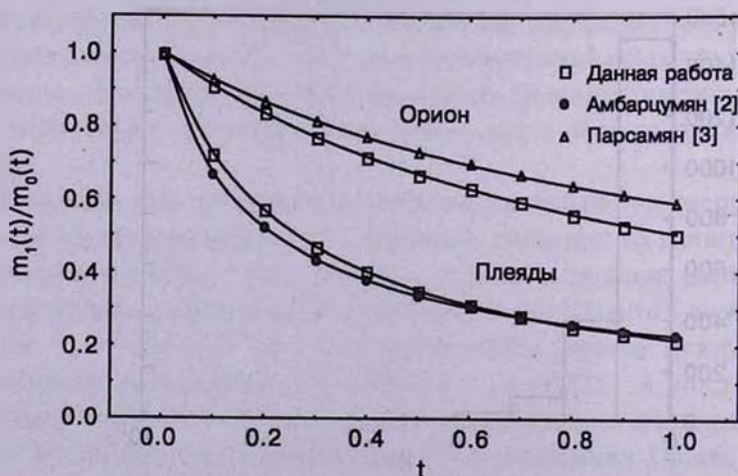


Рис.4. Наблюдаемые и теоретические зависимости отношения $m_1(t)/m_0(t)$ от t , где $t=1$ соответствует полному времени наблюдений.

На рис.4 приведены наблюдаемые интерполяционные кривые из работ [2,3] и вычисленные по формуле (13) отношения $m_1(t)/m_1(0)$; $t = 1$ соответствует полному времени наблюдений. Как видим, вычисленные по формуле (13) отношения тоже хорошо согласуются с наблюдаемыми, особенно для вспыхивающих звезд скопления Плеяды.

Все это дает основание утверждать, что полученная функция распределения частоты вспышек достаточно хорошо описывает наблюдаемую статистическую картину. Отметим некоторые свойства распределения. Функция (8) интегрируемая, в отличие от (11), что позволило оценить полное число вспыхивающих звезд. Она отличается от (11) наличием параметра v_0 . Легко убедиться, что при $v_0 = 0$ не только функция (8) по своему виду похожа на (11), но и отношение (13) не отличается от соответствующей интерполяционной формулы, приведенной в [2]. Отличие лишь в значениях параметров, в частности параметра γ , ответственного за расхожимость интеграла от функции (11). Плотность функции распределения частоты вспышек (8) равна нулю при частотах $v_0 \rightarrow 0$, что и предполагал Амбарцумян (см. формулу (12)).

Формально наличие параметра v_0 означает, что для вспыхивающих звезд существует граничная частота, соответствующая среднему периоду между вспышками около 11000 часов. В предыдущих работах [2,3] подозревалось существование вспыхивающих звезд со значительно высоким средним периодом. Насколько это отражает физическую реальность, трудно судить, поскольку общее время наблюдений за вспыхивающими звездами существенно мало по сравнению с этим временем и, естественно, используемые данные не содержат значительной информации о звездах,

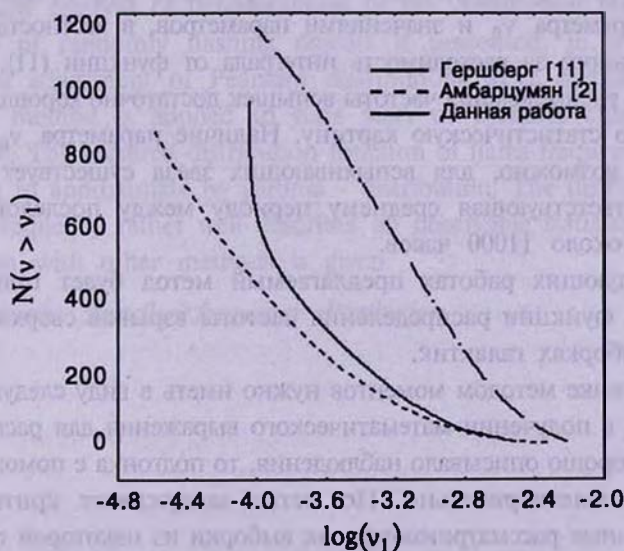


Рис.5. Теоретические распределения вспыхивающих звезд скопления Плеяды. N - число вспыхивающих звезд с частотой вспышек больше v_1 .

вспыхивающих с большим средним периодом.

Однако в связи с этим отметим следующий факт. Действительно, при сравнении теоретических распределений вспыхивающих звезд скопления Плеяд, полученных в работах Амбарцумяна [2], Гершберга [10] и в данной работе, видно (рис.5), что расхождение между кривыми [2] и данной работы становится ощутимым именно после тех частот, для которых средний период между двумя последовательными вспышками больше общего времени наблюдений. С другой стороны, Гершберг [10], совершенно другим путем, пришел к заключению о существовании граничного среднего периода между вспышками со значением $T \approx 10000$ час, что практически совпадает с полученным нами значением. На возможную физическую реальность существования граничного среднего периода указывает также одинаковое значение этого параметра в обеих системах вспыхивающих звезд.

4. *Заключение.* В данной работе предлагается новый метод определения функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов, в основе которого лежит метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов.

Искомую функцию распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд скопления Плеяды и ассоциации Орион можно аппроксимировать гамма-распределением (8), где $\nu_0 = 9.113 \cdot 10^{-5} \text{ час}^{-1}$ (что соответствует периоду между последовательными вспышками $T \approx 11000$ час), $\gamma = 0.235$, а постоянная a принимает значения $a = 873$ час для скопления Плеяды и $a = 1.66 \cdot 10^3$ час для ассоциации Орион. Интересно, что одинаковыми оказались не только тип распределения, но и два из трех параметров, что, возможно, указывает на универсальность полученной функции. Она отличается от (11) наличием параметра ν_0 и значениями параметров, в частности параметра γ , ответственного за расхожимость интеграла от функции (11).

Функция распределения частоты вспышек достаточно хорошо описывает наблюдаемую статистическую картину. Наличие параметра ν_0 указывает на то, что, возможно, для вспыхивающих звезд существует граничная частота, соответствующая среднему периоду между последовательными вспышками около 11000 часов.

В последующих работах предлагаемый метод будет применен для определения функции распределения частоты взрывов сверхновых звезд в разных выборках галактик.

При подгонке методом моментов нужно иметь в виду следующее. Если цель состоит в получении математического выражения для распределения, которое бы хорошо описывало наблюдения, то подгонка с помощью метода моментов удовлетворительно. Но метод заслуживает критики, когда исходные данные рассматриваются как выборки из некоторой генеральной совокупности, и нам необходимо найти математическое представление

этой совокупности. Кроме того, в статистике хорошо известно, что оценки параметров распределения с помощью этого метода тоже не самые эффективные. Поэтому, после получения вида искомого распределения, можно скорректировать оценки параметров, входящих в распределение, с помощью более эффективных методов (методы максимального правдоподобия, χ^2), если наблюдательные данные это позволяют.

При всех своих недостатках метод дает уникальную на сей день возможность определить функцию распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих (в широком смысле - случайно меняющих свой блеск) объектов, типы которых не ограничиваются вспыхивающими и сверхновыми звездами.

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

DETERMINATION OF THE DISTRIBUTION FUNCTION OF FLARES FREQUENCY OF RANDOMLY FLASHING OBJECTS WITH THE HELP OF METHOD OF MOMENTS

A.A.AKOPIAN

The new method of determination of the distribution function of flares frequency of randomly flashing objects is presented, in which basis the method of adjustment of Pearsons distributions by a method of moments lies. The method is applied to flare stars of Pleiades cluster and Orion association. The required distribution function of flares frequency of flare stars is possible to approximate by gamma - distribution. The distribution function of flares frequency rather well describes an observable statistical picture. The comparison with other methods is given.

Key words: *stars;flare;frequency distribution*

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.3, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1988, с.360.
2. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, **14**, 367, 1978.
3. *Э.С.Парсямян*, *Астрофизика*, **16**, 667, 1980.
4. *В.А.Амбарцумян*, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-I Аро, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1980, с.85.
5. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, **21**, 163, 1984.
6. *Э.С.Парсямян*, *Астрофизика*, **45**, 23, 2002.
7. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **39**, 561, 1996.
8. *В.А.Амбарцумян*, Звезды, туманности, галактики, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1968, с.283.
9. *В.С.Осканян*, *В.Ю.Теребиж*, *Астрофизика*, **7**, 83, 1971.
10. *Р.Е.Гершберг*, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1986, с.162.
11. *А.А.Акопян*, *Л.А.Саргсян*, *Астрофизика*, **45**, 29, 2002.
12. *Р.Ш.Нацелишвили*, *Астрофизика*, **34**, 107, 1991.
13. *E.Chavira*, *E.S.Parsamian*, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, **22**, 15, 1991.
14. *E.S.Parsamian*, *E.Chavira*, *G.Gonzalez*, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.* **25**, 71, 1993.
15. *N.D.Melikian*, *M. Della Valle*, *IBVS*, №2929, 1986.
16. *E.S.Parsamian*, *IBVS*, №3498, 1990.
17. *G.Haro*, *E.Chavira*, *G.Gonzalez*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **3**, N1, 1982.
18. *Л.В.Мирзоян*, *В.В.Амбарян*, *А.Т.Гарибджанян*, *А.Л.Мирзоян*, *Астрофизика*, **29**, 531, 1988.

УДК: 524.354.6

ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, А.Г.БАГДОЕВ²

Поступила 5 июня 2002

Исследовано распространение осесимметричных волновых пучков вблизи экваториальной плоскости коры нейтронной звезды, находящейся в поперечном магнитном поле. Эти волны возбуждаются пространственно - ограниченным возмущением в форме поперечного магнитного поля, приложенного к внутренней границе коры звезды. Учитывая малость отношений возмущенных магнитных полей к невозмущенным, получается условие применимости линейной теории к решению эволюционного уравнения. Показано, что это условие выполняется для плазмы коры нейтронной звезды при типичных значениях радиосветимости пульсаров. Полученное простое точное решение в форме линейных гауссовских пучков имеет место без дополнительных условий на диссипацию, дисперсию и узость пучков, если скорость этих волн c_s постоянна. Последнее требование хорошо выполняется для плазмы в коре нейтронной звезды. Показано, что ширина гауссовского пучка также слабо зависит от координат.

1. Введение. В работе [1] изучены линейные волны в плазме коры нейтронной звезды в предположении, что фронт волны - бесконечная площадь. Ряд работ [2-5] посвящены изучению волн с конечным фронтом в слое вязкой упругой среды или электропроводящей жидкости с учетом неоднородностей, конечной теплопроводности и химической активности этих сред. В работах [6,7] рассматривалось распространение поперечно ограниченных радиальных магнитогидродинамических волн вблизи экваториальной плоскости коры нейтронной звезды, находящейся в поперечном магнитном поле. В настоящей статье мы будем обобщать результаты работы [7] с учетом малости возбуждения по сравнению с заданным поперечным магнитным полем с целью получения простых решений для применения их в теории радиоизлучения пульсаров. Полученные решения в форме гауссовских пучков имеют место без дополнительных условий на диссипацию, дисперсию и узость пучков и верны для плазмы, неоднородной по плотности и однородной по скорости распространяющейся в ней волны.

2. Эволюционные уравнения и их линеаризация. Рассмотрим распространение квазимонохроматических волн модуляции в ионизированной плазме, занимающей слой $0 \leq x \leq l$ в перпендикулярном магнитном поле H_x , $H_z = 0$ и $H_y = H_0$, где ось x направлена по нормали к невозмущенной волне в противоположном к движению волны направлению, y - поперечная компонента в основной плоскости

движения, нормальная к экваториальной плоскости звезды. Уравнения движения релаксирующей плазмы приведены в работах [6,7]. Их решения в форме двух волн, распространяющихся в слое навстречу друг другу, можно, как показано в [2,6,7], искать в виде:

$$u = u_1(\tau_1, y, z, t) + u_2(\tau_2, y, z, t), \quad (1)$$

где в качестве u выберем v_x - нормальную к волне скорость частиц, которая с возмущенной компонентой магнитного поля h_y для каждой из двух волн связана соотношением [6,7]:

$$h_y = \mp \frac{H_y}{c_n} v_x, \quad (2)$$

где верхний знак соответствует волне 1, а нижний - волне 2. $\tau_{1,2}$ есть эйконы невозмущенных следующих слева и справа волн в неоднородной среде:

$$\tau_{1,2} = \tau'_{1,2} - t = \int_{\pm x} \frac{dx}{c_n} - t, \quad (3)$$

$c_n = c_n(x)$ - нормальная скорость линейной волны. Для дифракционных задач о стационарных пучках в квазимонохроматических волнах можно показать, что эволюционные уравнения для $u_{1,2}$ имеют вид [2-7]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2} \partial \tau_{1,2}} - \frac{1}{2} \hat{L} u_{1,2} - \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} \frac{d \ln \Phi}{d \tau'_{1,2}} = \\ & = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau_{1,2}} \left[\Gamma u_{1,2} \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2}} + D \frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}^2} + E \frac{\partial^3 u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}^3} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\hat{L} = -c_n^2 \left\{ \left(1 + \frac{c_s^2 c_n^2}{c_n^4} \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\}, \quad c_A^2 = \frac{H_y^2}{4\pi\rho},$$

а c_s - скорость звука в плазме. Здесь Γ, D, E есть коэффициенты нелинейности, диссипации и дисперсии, которые для релаксирующей плазмы имеют вид [6,7]:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\gamma+1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2}, \\ D &= -\frac{1}{2c_n} \left\{ \frac{1}{\rho} \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) + \frac{c_A^2}{c_n^2} v_m + \frac{(\gamma-1)^2 kT}{\rho c_n} \right\}, \\ E &= -\frac{\tau_0}{c_n} \frac{(\gamma-1)^2 kT}{\rho c_n^2}, \quad v_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}. \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что эти коэффициенты есть функции от x , а γ - показатель адиабаты. В (4) функция Φ - лучевое решение, связанное с неоднородностью плазмы по x , формулой:

$$\Phi^2 = \frac{\rho(0)c_n(0)}{\rho(\tau'_{12})c_n(\tau'_{12})}. \quad (6)$$

Можно упростить выражение для оператора $\hat{L}$, считая, что [1],

$$\frac{c_A^2 c_s^2}{c_n^4} \ll 1$$

в основной части коры нейтронной звезды. Тогда оператор $\hat{L}$ становится осесимметричным и принимает вид:

$$\hat{L} = -c_n^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad (7)$$

где r - радиальная координата. Уравнения (4) для двух волн $u_{1,2}$ идентичны и имеют одинаковые по форме записи решения через эйконалы $\tau'_{1,2}$ и их можно решить отдельно. Обозначая $\tau_{1,2}$ через τ , $\tau'_{1,2}$ через τ' , и отсчитывая τ' от левого конца среды $\tau' = 0$, можно получить:

$$\tau' = \int_0^x \frac{dx}{c_n},$$

где для правого конца среды нужно положить $x = l$. Уравнение (4) запишем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau \partial \tau'} + \frac{1}{2} c_n^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = \\ = -\frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \Gamma u \frac{\partial u}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + E \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Следует отметить, что в то время, как Φ есть функция от τ' , то c_n есть почти постоянная в коре нейтронной звезды [1] и поэтому $\tau' = x/c_n$. В случае квазимонохроматических волн можно решение (8) искать в виде:

$$u = \frac{1}{2} u_1(\tau', r) e^{i\theta - \nu' \tau' \omega^2} + \frac{1}{2} u_2(\tau', r) e^{2i\theta - 2\nu' \tau' \omega^2} + k. c., \quad (9)$$

где

$$\theta = \omega \tau - \omega' \tau', \quad \tau = t - x/c_n.$$

Подставляя (9) в (8) и приравнявая слагаемые при первой и второй гармониках, можно получить уравнения модуляций:

$$i\omega \frac{\partial u_1}{\partial \tau'} + \frac{1}{2} c_n^2 \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} \right) - i\omega u_1 \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = \frac{\Gamma}{2 c_n} \omega^2 u_1^* u_2, \quad (10)$$

$$\omega(4\nu' i - 12\omega') u_2 + 2i\omega \frac{\partial u_2}{\partial \tau'} + \frac{1}{2} c_n^2 \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_2}{\partial r} \right) - 2i\omega u_2 \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = \frac{\Gamma \omega^2}{c_n^2} u_1^2, \quad (11)$$

где звездочка обозначает комплексно-сопряженное значение, а

$$\omega' = -\frac{1}{c_n} E \omega^3, \quad \nu' = -\frac{1}{c_n} D. \quad (12)$$

Нахождение аналитических решений для системы уравнений (10), (11) в общем случае сталкивается с определенными трудностями. В статьях [6,7] аналитическое решение было получено в предположении, что дисперсия ω' велика. Благодаря этому, в уравнении (11) можно было пренебречь производными второй гармоники и получить эти решения. Однако такое предположение для плазмы коры нейтронной звезды не всегда выполняется. Как покажем ниже, параметр возмущения $b\Phi/c_n \sim h_y/H_y$, $u_1 \sim b\Phi$, весьма мал для интересующего нас диапазона частот, и тогда для нахождения аналитических решений можно пользоваться линейными уравнениями для возмущений без ограничений на Φ , D , E и узость пучков. Действительно, из уравнений (10) и (11) следует, что при условии

$$\frac{b\Phi l}{c_n^2} \omega \Gamma \ll 1, \quad (13)$$

можно пренебречь нелинейными правыми частями этих уравнений. Тогда при заданном на входе в среду ($\tau' = 0$) граничном условии в виде первой гармоники можно считать $u_2 = 0$ и достаточно решить уравнение (10), которое можно записать в следующем виде:

$$i\omega \frac{\partial U}{\partial \tau'} + \frac{1}{2} c_n^2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right) = 0. \quad (14)$$

Решение линейного уравнения (14) U определяет искомую функцию u_1 из соотношения $u_1 = \Phi U$. Интересно отметить, что хотя кора нейтронной звезды сильно неоднородна, но так как c_n слабо зависит от координат, появляется возможность свести исходную задачу к решению уравнения (14) для однородной среды.

Прежде чем перейти к решению уравнения (14), покажем, что условие (13) выполняется для плазмы коры пульсаров.

3. *Оценки возмущения магнитного поля на поверхности звезды.* В работе [1] была предложена модель излучения пульсаров, согласно которой, если возбудить постоянное магнитное поле H_y пульсаров в коре нейтронной звезды, то в нем устанавливаются магнитогидродинамические волны, которые могут распространить возмущение магнитного поля на границе ядра и коры нейтронной звезды до поверхности звезды. Было показано также, что поглощение этих волн для диапазона радиочастот ($\omega \leq 10^{10}$ Гц) очень мало. Тогда, согласно работам [6,7], на поверхности звезды у экваториальной плоскости возбуждаются поверхностные токи (см. также формулу (24)), которые могут стать источником радиоизлучения пульсаров. Если предположить, что излучающая поверхность звезды (источник излучения) представляет из себя круговую поверхность радиусом r_0 и толщиной λ , равной длины волны излучения, то легко оценить интенсивность радиоизлучения пульсаров. Заметим, что объем порядка

λ^3 будет излучать когерентно, а число таких объемов в источнике излучения будет порядка $N \sim (r_0/\lambda)^2$. Следовательно, согласно формуле дипольного излучения, интенсивность радиоизлучения на длине волны λ будет порядка:

$$I \sim \frac{2}{3c^3} |j \lambda^3| (r_0/\lambda)^2 \quad (15)$$

Здесь было учтено, что вторая производная по времени дипольного момента когерентного объема λ^3 порядка $j \lambda^3$. Выражение для j можно найти из формулы (24). Окончательно для оценки порядка интенсивности излучения можно получить следующую формулу:

$$I \sim 8\pi c \left(\frac{cH_p}{c_n^2} \right)^2 |b \Phi(l/c_n)|^2 R_0^2. \quad (16)$$

Эта формула даст нам возможность оценить максимальное значение возмущения скорости плазмы $b \Phi(l/c_n)$, которое окажется на поверхности звезды. Действительно, требуя, чтобы I было порядка 10^{30} эрг/с, окончательно получим:

$$b \Phi(l/c_n) \approx 3 \cdot 10^{-8} c_n. \quad (17)$$

Как видно из этой формулы, возмущение скорости плазмы $b \Phi(l/c_n)$ на много порядков меньше скорости магнитогидродинамической волны c_n . Как показано выше, для применения линейного решения необходимо выполнение условия (13). Если учесть (17), то, согласно (13), можно определить диапазон частот, для которых условие (13) хорошо выполняется. Простая оценка дает:

$$\omega \ll \frac{c_n}{l} \frac{c_n}{b \Phi(l/c_n)} \sim 10^{13} \text{ Гц}. \quad (18)$$

Как видно из оценки (18), для диапазона частот $\omega \leq 10^{10}$ Гц, в котором в основном излучают пульсары, условие (13) хорошо выполняется. Следовательно, линейное уравнение (14) хорошо описывает распространение волн в коре нейтронной звезды. Отметим также, что если условие (18) выполняется на $x=l$, то оно выполняется при любых x , так как минимальное значение $\Phi(l/c_n)$ равняется единице.

4. *Решение эволюционного уравнения.* Решение уравнения (14) можно искать в виде гауссовских пучков:

$$U = A e^{i\varphi}, \quad \varphi = \sigma(\tau') + \frac{r^2}{2R(\tau')}, \quad A = \frac{b}{f(\tau')} e^{-\frac{r^2}{2R_0^2 f^2(\tau')}}, \quad (19)$$

где b есть значение A на оси $r=0$ при $\tau'=0$, т.е. r_0 есть начальный радиус пучка, и для безразмерной ширины пучка принято $f(0)=1$.

$\frac{\omega}{c_n} R(\tau')$ есть радиус кривизны волнового фронта. После подстановки (19) в (14) и приравнивания членов с r^0 и r^2 , а также действительных

и мнимых частей, можно получить точные уравнения для определения функций σ, f, R :

$$\begin{aligned} \omega \frac{d\sigma}{d\tau'} &= -\frac{c_n^2}{2r_0^2} \frac{1}{f^2}, \quad \frac{\omega}{f} \frac{df}{d\tau'} = \frac{c_n^2}{R}, \\ \frac{d^2 f}{d\tau'^2} &= \frac{\xi}{f^3}, \quad \xi = \frac{c_n^4}{\omega^2 r_0^4}. \end{aligned} \quad (20)$$

Граничные условия для системы уравнений (20) будут:

$$\sigma(0) = \sigma_0, \quad f(0) = 1, \quad R = R_0, \quad \frac{df(0)}{d\tau'} = F, \quad F = \frac{c_n^2}{\omega R_0}, \quad (21)$$

где $\frac{\omega}{c_n} R_0$ есть радиус кривизны фронта волны при $\tau' = 0$ (т.е. формы поверхности между ядром и корой нейтронной звезды). Решение уравнений (20), с учетом, что $c_n = \text{const}$, с граничными условиями (21) имеет вид:

$$f^2(\tau') = \frac{\xi}{\xi + F^2} + (\xi + F^2) \left(\tau' + \frac{F}{\xi + F^2} \right)^2. \quad (22)$$

Для расчета значений $f^2(l/c_n)$, т.е. на поверхности звезды, можно использовать формулу

$$f^2\left(\frac{l}{c_n}\right) = \left(1 + \frac{l}{R}\right)^2 + \left(\frac{lc_n}{\omega r_0^2}\right)^2, \quad (23)$$

которую легко получить из (22). Для оценки $f(l/c_n)$ мы можем использовать данные простых моделей нейтронных звезд, для которых $l/R \sim 0.1$ и $r_0 \sim 10^4$ см. Тогда для диапазона частот радиоволн пульсаров $\omega > 10^7$ Гц последнее слагаемое формулы (23) всегда меньше единицы, что означает $f(\tau') \approx 1$.

Для случая двух пучков, имеющего место в коре нейтронной звезды, решение получается из решения для одного пучка суперпозицией прямой и обратной волн с учетом граничного условия при $x = l$: $h_y = 0$ [6,7]. Тогда для модулей скорости плазмы и плотности тока на поверхности звезды, т.е. для $\tau' = l/c_n$, получим следующие окончательные выражения:

$$\begin{aligned} |u_1| &= \frac{2b\Phi(l/c_n)}{f(l/c_n)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(l/c_n)} - \gamma' \frac{l}{c_n} \omega^2 \right\}, \\ |J_z| &= \frac{c}{4\pi} \frac{\omega H_y}{c_n^2} |u_1|. \end{aligned} \quad (24)$$

Как видно из (24), полученные выражения для $|u_1|$ и $|J_z|$ зависят от значения амплитуды b возбуждения скорости плазмы, следовательно и магнитного поля на внутренней границе коры нейтронной звезды. Оценку величины b мы провели в разделе 3, предполагая, что источником радиоизлучения пульсара являются поверхностные токи, возбуждаемые магнитогидродинамическими волнами, в ограниченном радиусом r_0 участке

поверхности звезды. Для оценки мы также предположили, что полное радиоизлучение этого участка порядка 10^{30} эрг/с, что характерно для пульсаров.

5. Заключение. В этой статье мы обобщили результаты работ [6,7] и показали, что для условий в коре нейтронной звезды и наблюдаемой радиосветимости пульсаров достаточно ограничиться линейными решениями магнитогидродинамических уравнений. Если поглощение радиоволны в замагниченной коре нейтронной звезды мало, то эти волны возбуждают объемные токи у поверхности звезды, что может стать источником радиоизлучения пульсаров. Так как этот источник имеет ограниченные размеры, то мы решили задачу для волновых пучков. Как сказано выше, в случае линейных волн поперечные размеры пучка фактически не меняются. Для построения простой модели для механизма радиоизлучения пульсаров нам придется показать, что возбуждение магнитного поля на внутренней границе коры нейтронной звезды аксиально-несимметрично и источник излучения занимает на поверхности звезды ограниченную площадь радиусом порядка нескольких сот метров. В работах [8,9] имеются предпосылки для удовлетворения этих требований, однако для окончательного их доказательства потребуется дальнейшее детальное рассмотрение структуры магнитного поля у экваториальной плоскости нейтронной звезды и вопроса об энерговыделении при уменьшении плотности нейтронных вихрей из-за замедления вращения пульсара.

Один из авторов (Д.С.) благодарит грант МНТЦ А-353 за финансовую поддержку при выполнении этой работы.

¹ Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@physdep.r.am

² Институт механики НАН Армении

LINEAR WAVE BEAMS IN THE CRUST OF A NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN¹, A.G.BAGDOEV²

Propagation of axisymmetric magnetohydrodynamic waves near the equatorial plane of the crust of a neutron star is considered. The magnetic field is perpendicular to the equatorial plane. It is shown, that for the conditions of plasma in the crust of neutron star and for typical pulsar radioluminosity

the magnetohydrodynamic wave beams in the crust are linear waves. The radii of the wave beam remains unchanged, when wave penetrates to the surface of the star. The electric currents generated by wave beams on the surface of the star are determined.

Key words: *stars:neutron - stars:magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **31**, 101, 1989.
2. А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян, *Изв. АН Арм. ССР, Механика*, **40**, 14, 1987.
3. А.Г.Багдоев, Л.Г.Петросян, *Изв. АН Арм. ССР, Механика*, **36**, 3, 1983.
4. А.Г.Багдоев, А.А.Гургенян, *Изв. АН Арм. ССР, Механика*, **39**, 16, 1986.
5. М.М.Минасян, *Докл. АН Арм. ССР*, **55**, 183, 1972.
6. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **44**, 139, 2001.
7. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **45**, 65, 2002.
8. Д.М.Седракян, А.Д.Седракян, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **100**, в.2(8), 353, 1991.
9. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **43**, 377, 2000.

УДК: 524.74

THE VELOCITY FIELD AND KINEMATICS OF THE
GALAXY NGC 784 IN THE H_{α} LINER.A.KANDALYAN^{1,2}, A.M.KHASSAWNEH², A.T.KALLOGHILIAN¹

Received 15 october 2002

In this paper we present the H_{α} map, the 2D velocity field and the rotation curve of the galaxy NGC 784 obtained with the ByuFOSC2 scanning Fabry-Perot interferometer, attached at the prime focus of the 2.6-m telescope of Byurakan Observatory. The H_{α} image shows several HII condensations along the major axis of the galaxy. The galaxy has an asymmetric distribution of the H_{α} emission. The rotation curve is quite symmetric with a low gradient in the central part of the galaxy.

Key words: *Galaxies:kinematics - galaxies:individual:NGC 784*

1. *Introduction.* A bar is a widespread structural feature of disk galaxies. According to available data, one third of disk galaxies have a well-defined bar, while another third have a weak inner bar. The star formation evidently occurs more efficiently in barred galaxies than in unbarred ones [1-5]. On the average, the barred galaxies in groups are redder than those outside of groups [2]. Such a difference may be due to the star forming activity of barred galaxies in groups.

The knowledge of the inner kinematics of the galaxies with an active star formation is fundamental for a good understanding of the nature of these systems. Ionized gas is a good tracer in galaxies, which gives possibility for detailed study of internal motions and rotation. Furthermore, the H_{α} emission line is a tracer of the current star formation activity and information obtained by using the H_{α} line observation will help to determine the star formation properties of galaxies.

The velocity fields of spiral galaxies have been investigated in different ways (see, e.g. [6] for summary). However, the Fabry-Perot technique allows to obtain velocity measurements all over the observed galaxy. This enables to derive a complete 2D velocity field, hence providing the true rotation curve. The Fabry-Perot scanning interferometer coupled with 2D detectors (IPCS or CCD) allows one to increase both spatial and spectral resolution.

In recent years, a new generation of large telescopes and improvement in detectors have made it possible to obtain more and more information about those with low surface brightness called dwarf galaxies. They are defined as galaxies with an absolute brightness in the visual spectral range $M_p > -11$ mag;

their masses are typically about 10^8 solar masses. Dwarf galaxies are in fact the dominating population of galaxies, since they are much more abundant than normal galaxies.

The barred irregular dwarf galaxy NGC 784 is the subject of this article. The aim is to obtain high-resolution 2D velocity fields in the H_α line of ionized hydrogen for NGC 784. For distance calculation we have adopted a Hubble constant of $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Observations and data reduction. NGC 784 has been observed in October 13, 1999 at the F/3.8 prime focus of the 2.6-m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory with the ByuFOSC2 scanning Fabry-Perot (798) interferometer and CCD detector [7]. A focal reducer gave a final aperture ratio F/1.9 and total field of view $6'.8 \times 6'.6$ on 530×514 pixel of the CCD detector. The spatial scale is $0''.77 \text{ pixel}^{-1}$ on the detector. An H_α interference filter (77B) was selected to match the redshift of NGC 784. The observation parameters were:

Spectral range	H_α interference filter centred at $6567 \text{ \AA}$
Radial velocity	198 km s^{-1}
Total exposure time	168 min
Free spectral range	$8.28 \text{ \AA}$ (378 km s^{-1})
Sampling step	$0.34 \text{ \AA}$ (16 km s^{-1})
Number of channels	24

Calibration before and after observations were obtained by scanning the narrow and stable Ne $6599 \text{ \AA}$ line under the same condition as the observation of the target galaxy. Comparing the observed profiles with those given by a Neon lamp used as a wavelength reference enables one to compute the wavelength shift through the Doppler effect, hence giving the radial velocity for each part of ionized gas in the observed galaxy. Star-free sky regions were measured around the galaxy in order to subtract background radiation from the H_α and continuum images.

The data reduction has been made with the software ADHOCw, written by J.Boulesteix (<http://www-obs.cnrs-mrs.fr/adhoc/adhoc.html>). The main procedures of the data reduction are the following:

a) Adding and cleaning the original images. First step is to correct image of the data from dark current and flat field. After the flat field and dark current corrections, it is necessary to remove cosmic rays and correct the data cube from transparency fluctuations and seeing variation.

b) Computing the phase map from the calibration rings, which gives the reference wavelength for the line profile, observed inside each pixel.

c) Converting the observed interference patterns of the galaxy into wavelength maps, by using the phase map. The subtraction of the night skylines,

such as OH emission lines, is made at this step of the data analysis.

d) Computing the velocity field, monochromatic and continuum maps. The row data are smoothed in order to increase the S/N ratio. A Gaussian smoothing is applied to the H_α profiles (with 3 channels FWHM). A spatial smoothing is applied as well (in X and Y , with 3 pixel FWHM).

e) The rotation curve is computed from the velocity field along the points found within $\pm 50^\circ$ angular sector from the major axis.

f) The centre of symmetry of the velocity field, hence of the rotation curve, was adopted as the coordinates of the rotation curve. The systemic velocity is a velocity of the centre of mass of the galaxy.

g) The position angle of the major axis is measured counter clockwise from the North.

The main kinematical parameters of NGC 784, together with some fundamental parameters found in the literature are:

Morphological type, from the LEDA data base	SBdm
Total apparent corrected B magnitude, from LEDA	11 ^m .11
Size of the galaxy, from LEDA	6'.6 x 1'.5
Systemic velocity, deduced from our velocity field	191 km s ⁻¹
Distance, deduced from the systemic velocity	2.5 Mpc
Inclination angle, deduced from the analysis of our velocity field	69°
Position angle of the major axis, deduced from our velocity field	182°

The accuracy we obtained for the systemic velocity is about 5 km s⁻¹. For P.A. of the major axis and the inclination angle the accuracy is 10°.

3. *Results.* NGC 784 (UGC 1501, IRAS 01582+2836) is a barred irregular dwarf galaxy, seen nearly edge-on. It is a member of a group of



Fig.1. DSS image (10' x 10') of NGC 784 (the North is up, the East to the left).

galaxies LLG 11 (LEDA). Broelis and van Woerden [8] studied the structure and kinematics of NGC 784 in the HI line, showing that its neutral hydrogen

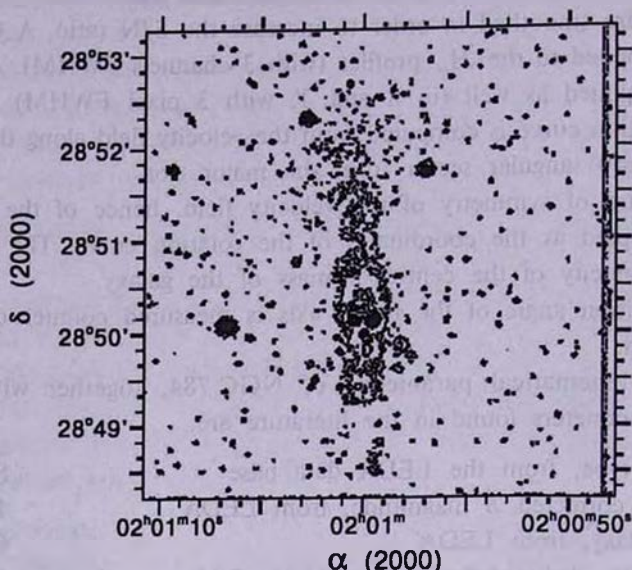


Fig.2. H_{α} image of the central part of NGC 784 restored from the ByuFOSC2 scanning sequence (the orientation as in Fig.1).

content is typical for an irregular galaxy. Drozdovsky and Karachentsev [9] using photometry of the brightest stars in NGC 784 have estimated distance to the NGC 784 of 5 Mpc. The results of UBV and H_{α} imaging of a sample of gas-rich dwarf irregular galaxies show that most of these systems can be well

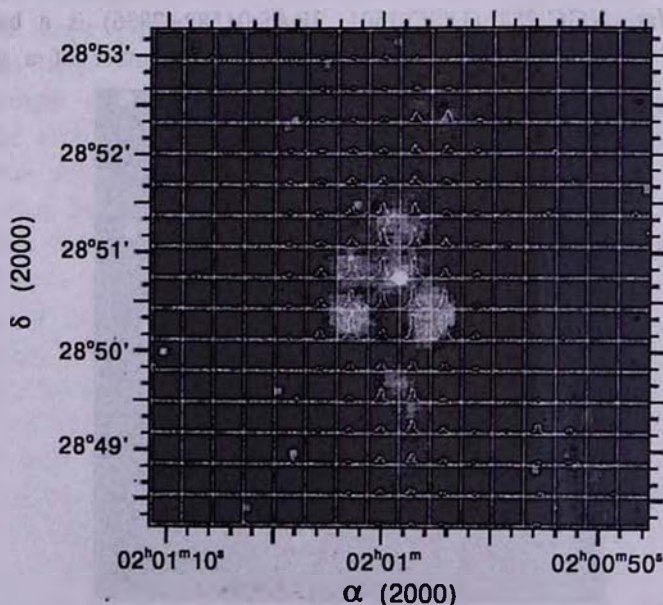


Fig.3. H_{α} profiles superposed on the H_{α} image of the central part of NGC 784.

fitted by single exponential disks and have only minor colour gradient [10]. The observed HII regions are sparsely distributed across the optical disk [10].

DSS (Digital Sky Survey) image of the galaxy is presented in Fig.1. Fig.2 shows the H_α image of NGC 784 restored from the ByuFOSC2 scanning sequence. The H_α image is derived from the analysis of the H_α line profiles by measuring the flux density inside the line for each pixel. It gives a pure monochromatic image of the galaxy. The relative intensity levels are coded here through gray levels. The H_α image clearly shows noteworthy HII condensations along the major axis. Fig.3 shows an example of the H_α profiles superimposed on the H_α image of the central part of NGC 784. The isovelocity lines superimposed on the H_α image of the galaxy are presented in Fig.4. These lines were drawn from the original velocity field (subtracting the heliocentric velocity) after a Gaussian smoothing. The systemic velocity

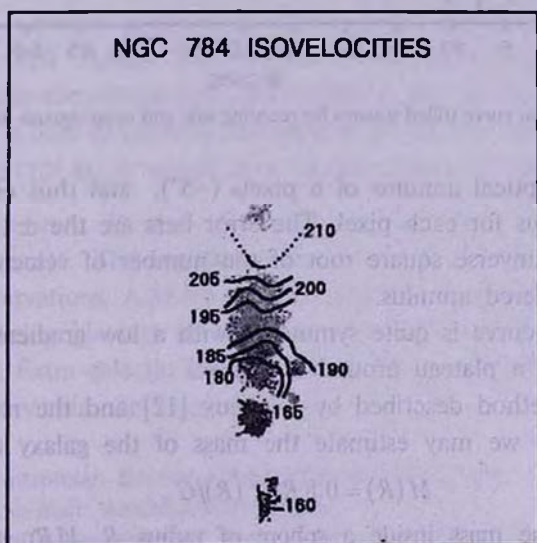


Fig.4. The isovelocity lines superposed on the H_α image of NGC 784.

we found for NGC 784 is $191 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ (heliocentric velocity). This value is in perfect agreement with the HI line observation of NGC 784 [8], which gave $195 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Moreover, the average value indicated in the RC3 from radio observations is $198 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ for the heliocentric radial velocity of NGC 784, which is consistent with our observation. The optical observation of NGC 784 yields $198 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ [11] for the heliocentric radial velocity.

The galaxy has an asymmetric distribution of the H_α emission, the northern part being rather poor whereas the southern part exhibits bright HII regions.

The rotation curve of NGC 784 is shown in Fig.5. We have plotted the curve with both sides of the galaxy, with respect to the centre itself, in the

same quadrant, using different symbols for the receding (filled squares) and approaching (open squares) side. The rotation curve is drawn as explained in the previous section. The velocity points are weighted means for the entire data set. The plotted points are weighted means inside concentric annuli of elliptical shape (because of the inclination of the galaxy). We consider a

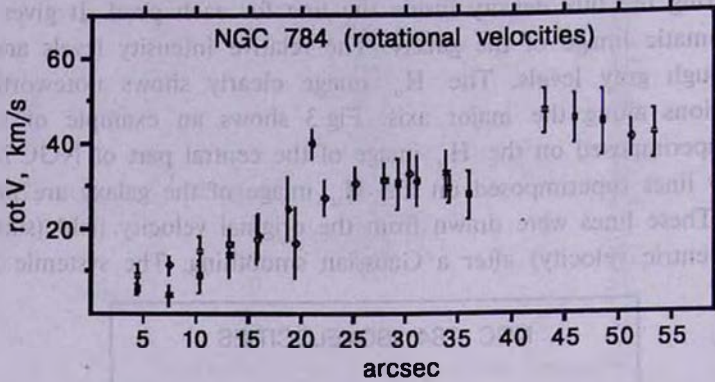


Fig.5. H_{α} rotation curve (filled squares for receding side and open squares for approaching side).

width of the elliptical annulus of 6 pixels ($\sim 5''$), and thus obtain a middle velocity and radius for each pixel. The error bars are the ± 1 rms dispersion weighted by the inverse square root of the number of velocity points found inside the considered annulus.

The rotation curve is quite symmetric with a low gradient in the central part and reaches a plateau around 30 km s^{-1} .

Using the method described by Lequeux [12] and the rotation curve of NGC 784 (Fig.5) we may estimate the mass of the galaxy as

$$M(R) = 0.8 R V^2(R) / G,$$

where $M(R)$ is the mass inside a sphere of radius R , $V(R)$ is the maximum rotation velocity at the radius R and G is the gravitation constant. Numerically this equation writes, with $M(R)$ in $M_{\odot}$, R in kpc and $V(R)$ in km s^{-1} ,

$$M(R) = 1.86 \cdot 10^5 R(\text{kpc}) V^2(\text{km s}^{-1}).$$

For NGC 784 we find $M = 4.25 \cdot 10^8 M_{\odot}$ within $47''$ ($R = 1.13 \text{ kpc}$, $V = 45 \text{ km s}^{-1}$). The total HI mass of NGC 784 is $1.1 \cdot 10^8 M_{\odot}$ (Westerbork Survey of HI in spiral galaxies (WHISP), <http://www.astro.rug.nl/whisp>), which is almost a quarter of the total central mass of the galaxy.

Following Kim [13], we can estimate the total mass of the ionized gas:

$$M_{\text{HII}} = 2.8 \cdot 10^{-3} D^2 F(H_{\alpha}) n_e,$$

where M_{HII} is expressed in $M_{\odot}$, the distance D in Mpc, the H_{α} flux $F(H_{\alpha})$ in $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and the electron density n_e in cm^{-3} . According to [10] for NGC 784 $F(H_{\alpha}) = 171 \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. $D = 5 \text{ Mpc}$ is used as the distance

for NGC 784. We have assumed for $n_e \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ [14]. We find the total mass of ionized gas for NGC 784 $M_{\text{HII}} \sim 10^3 M_{\odot}$, which is a very low mass ($\sim 2 \cdot 10^{-4} \%$ of the mass of the central region of NGC 784), and is negligible component of the total galaxy mass.

Unfortunately, the H_2 gas content of NGC 784 has not been reported in the literature, however this component of the total mass is very small and can be neglected, since it is difficult to detect CO emission (which is a tracer of the molecular hydrogen content) in low-mass galaxies due to its low abundant.

Despite the fact that dwarf irregular galaxies are considered gas-rich systems, the gas density is well below the threshold for star formation [15]. Therefore, the star formation activity in these galaxies is still unclear.

4. *Conclusions.* NGC 784 has an asymmetric distribution of the H_{α} emission, the northern part being rather poor whereas the southern part exhibits bright HII regions. The rotation curve has a symmetric shape with a low gradient in the central part and reaches a plateau around 30 km s^{-1} . The rotation curve is used to estimate the mass of the central part ($\sim 1 \text{ kpc}$) of NGC 784 ($M = 4.25 \cdot 10^8 M_{\odot}$), which is a typical value for dwarf galaxies.

Acknowledgements. It is a great pleasure to thank J.Boulesteix for the valuable comments. The authors wish to thank G.Ohanian for his help during the observations. A.M.Kh. acknowledge the hospitality of the Byurakan Observatoty during his stay in Armenia. This research has made use of the Lyon-Meudon Extra-galactic Database (LEDA), supplied by the LEDA team at CRAL-Observatoire de Lyon (France).

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: kandalyan@yahoo.com

² Institute of Astronomy and Space Sciences of the Al Al-Bayt University,
Jordan

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ И КИНЕМАТИКА ГАЛАКТИКИ NGC 784 В ЛИНИИ H_{α}

Р.А.КАНДАЛЯН^{1,2}, А.М.ХАССАВНЕ², А.Т.КАЛЛОГЛЯН¹

В статье представлена карта в H_{α} , 2D поле скоростей и кривая вращения галактики NGC 784, полученные с помощью сканирующего Фабри-Перо интерферометра ВуFOSC2, установленного в первичном

фокусе 2.6 метрового телескопа Бюраканской обсерватории. Изображение в H_{α} показывает несколько HII конденсации вдоль большой оси галактики. Наблюдается асимметричное распределение H_{α} эмиссии. Кривая вращения довольно симметричная с низким градиентом в центральной области галактики.

REFERENCES

1. *A.T.Kalloghlian, R.A.Kandalyan, Astrophysics, 41, 119, 1998.*
2. *R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian, Astrophysics, 41, 225, 1998.*
3. *R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian, Astrophysics, 41, 392, 1998.*
4. *R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian, H.M.K.Al-Naimiy, A.M.Khassawneh, Astrophysics, 43, 299, 2000.*
5. *A.T.Kalloghlian, R.A.Kandalyan, H.M.K.Al-Naimiy, A.M.Khassawneh, Astrophysics, 44, 359, 2001.*
6. *O.Garrido, M.Marcelin, P.Amram, J.Boulesteix, Astron. Astrophys., 387, 821, 2002.*
7. *T.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gash et al, Baltic Astronomy, 9, 652, 2000.*
8. *A.H.Broelis, H. van Woerden, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 107, 129, 1994.*
9. *I.O.Drozdovsky, I.D.Karachentsev, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 142, 425, 2000.*
10. *L. van Zee, Astron. J., 119, 2757, 2000.*
11. *J.P.Huchra, M.S.Vogel, M.J.Geller, Astrophys. J. Suppl. Ser., 121, 287, 1999.*
12. *J.Lequeux, Astron. Astrophys., 125, 394, 1983.*
13. *D.W.Kim, Astrophys. J., 346, 653, 1989.*
14. *L. van Zee, M.P.Haynes, J.J.Salzer, Astron. J., 114, 2479, 1997.*
15. *L. van Zee, Astron. J., 121, 2003, 2001.*

УДК: 524.77-724

ФРАГМЕНТАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В ХОДЕ ИХ ЭВОЛЮЦИИ И ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ ХАББЛОВСКОГО РАСШИРЕНИЯ В ЭТОМ ПРОЦЕССЕ

Г.А.АРУТЮНЯН

Поступила 15 декабря 2001

Принята к печати 20 июня 2002

Посвящается памяти акад. В.А.Амбарцумяна

Рассматривается ряд феноменологических сходств между явлениями активности в микромире и в мире галактик. Исходя из высокой "металличности" квазаров, делается заключение о том, что в ходе эволюции Вселенной происходит увеличение относительного количества легких элементов и, в первую очередь, водорода. Приводятся факты в пользу того, что аналогичным образом мир галактик обогащается карликовыми галактиками. Предлагается версия, что сD галактики являются генераторами тех скоплений галактик, в которых они находятся, а все галактики данного скопления являются продуктами активности центральной сверхгигантской галактики. Аналогичный механизм, по-видимому, ответствен и за формирование систем шаровых скоплений. Делается попытка найти физическую связь между явлениями активности и космическим расширением.

1. *Введение.* Первым ядерным явлением, которое было обнаружено и исследовано человеком, была радиоактивность. За сто лет после открытия этого явления ядерная физика достигла огромных успехов, накопив богатый эмпирический материал, а также разработав теоретическую основу для интерпретации экспериментальных данных и моделирования атомных ядер. В настоящее время различные модели достаточно уверенно описывают даже наиболее тонкие свойства исследуемых ядер.

Тем не менее, существует целый класс вопросов, которые не имеют однозначного ответа. В большинстве случаев эти вопросы связаны с уточнением фундаментальных понятий и едва ли влияют на возможность применения знаний в области ядерной физики на практике, например, при конструировании ядерных установок или вычислении ядерных термов. Более того, многие из этих вопросов могут казаться более философскими, чем физическими. Однако решение некоторых из них могло бы иметь существенное значение для понимания наблюдаемых явлений не только в ядерной физике, но и в естествознании вообще.

В настоящей работе нам хотелось бы обратить внимание исследователей на некоторые закономерности и аналогии, которые наблюдаются в атомных ядрах и космических объектах. На наш взгляд эти знания очень важны для дальнейшего объяснения наблюдаемой физической картины как атомного

ядра, так и различных космических объектов и их систем и могут пролить свет на сложнейшие проблемы эволюции вещества во Вселенной. Тем более, что эти факты позволяют смотреть на проблемы с иной точки зрения. С другой стороны, указанные факты прямо или косвенно указывают на то, что космогонические взгляды В.Амбарцумяна имеют достаточно сильную поддержку на основе новейших наблюдательных данных.

2. *Атомное ядро.* В иерархическом строении Вселенной атомные ядра и элементарные частицы являются объектами низшего уровня, о котором наука располагает достаточно богатыми данными, поддающимися эмпирической проверке с высокой степенью достоверности. Из ядерной физики хорошо известно (см., например, [1]), что из всевозможных конфигураций атомных ядер с произвольным спектром атомного числа и электрического заряда, в природе существует лишь ограниченное количество ядер, часть которых являются радиоактивными.

На хрестоматийной диаграмме, показывающей зависимость числа протонов от числа нейтронов, эти ядра располагаются вдоль узкой полосы, часто называемой в литературе "долиной устойчивости". Долина устойчивости ограничена сверху и с боков радиоактивными ядрами, причем не существует устойчивых конфигураций с массовым числом $A > 210$ (или $Z > 83$). То есть, *существует некоторая предельная масса, тяжелее которой нет стабильных атомных ядер.* Более тяжелые все ядра подвержены тому или иному виду распада. Если при массах порядка критической основным видом нестабильности является α -распад, то для сверхтяжелых ядер увеличивается сечение процесса деления ядра, и деление становится определяющим механизмом сброса лишней энергии. Это означает, что *чем тяжелее радиоактивное атомное ядро, тем более эффективным становится деление в процессе образования устойчивых ядер.*

Радиоактивность является статистическим процессом и, следовательно, все величины, характеризующие этот процесс, выведены на основе статистического анализа результатов эксперимента. В числе таких величин достаточно важное значение имеет период полураспада $T_{1/2}$ определенного сорта ядер, который принято считать постоянной величиной. Для α -распада, например, известно и имеет важное прикладное значение, так называемое, правило Гейгера-Нетолла, которое устанавливает зависимость между периодом полураспада и энергией E выброшенной α -частицы

$$\log T_{1/2} = C + D/\sqrt{E}, \quad (1)$$

где C и D являются постоянными величинами для элементов одного и того же радиоактивного семейства. Именно с помощью этого соотношения определяются как самые короткие, так и самые большие периоды полураспада. Физический смысл правила Гейгера-Нетолла чрезвычайно

прозрачен. Оно означает, что для ядер данного семейства тем больше энергия выброшенной α -частицы, чем меньше период его полураспада. Очевидно, что это же правило может быть интерпретировано с помощью другой причинно-следственной последовательности - чем меньше период полураспада, тем больше энергия выброшенной α -частицы.

Но, с другой стороны, вековое постоянство периода полураспада принято а priori, а в действительности мы можем лишь утверждать, что за столетний период после открытия радиоактивности экспериментально не обнаружено заметных изменений рассматриваемой статистической величины. Таким образом, радиоактивность всегда считалась статистически стационарным явлением, хотя нет веских экспериментальных фактов, которые доказывали бы невозможность обратного. Фактически никогда серьезно не был рассмотрен механизм динамической эволюции атомных ядер. Они считаются неизменными с самого начала образования Вселенной и химических элементов.

3. Металличность космических объектов. Согласно стандартному сценарию формирования наблюдаемой Вселенной, через 4 минуты после, так называемого, Большого взрыва, почти все вещество Вселенной состояло из ядер водорода и гелия, находившихся примерно в той же количественной пропорции, которая наблюдается сегодня. Мы здесь не будем останавливаться на вопросе о степени внутренней самосогласованности теории Большого взрыва и ее наблюдательной достоверности. О множестве противоречий и кризисе космологии, основанной на гипотезе Большого взрыва, опубликовано достаточно много работ (см., например, [2-4] и ссылки в них).

Вместе с этим чрезвычайно сложным остается также и вопрос образования остальных химических элементов. По современным представлениям, принятым за основу абсолютным большинством исследователей, более тяжелые атомные ядра образовались вследствие последовательного слияния легких ядер. Причем, в качестве космических "лабораторий" синтеза тяжелых элементов непременно указываются взрывы сверхновых. Такая гипотеза была предложена и с готовностью принята потому, что во время взрыва сверхновых наблюдаются достаточно сильные линии тяжелых элементов, в том числе и радиоактивных.

Обычно при этом "забывается" одно немаловажное обстоятельство. Известно, что при взрыве сверхновых звезда выбрасывает значительную часть вещества своих внешних слоев, и благодаря этому открываются ее внутренние области. Именно тогда и наблюдаются линии вышеуказанных тяжелых элементов. При критическом анализе сразу же выясняется, что нет никаких свидетельств, что эти элементы не существовали в недрах звезды, а были синтезированы благодаря взрыву сверхновой.

О такой возможности свидетельствуют также и результаты исследований химического состава квазаров. Первые исследования уже показывали,

что содержание тяжелых элементов или, так называемая, металличность квазаров сравнима или выше солнечной [5,6]. Более детальное изучение металличности квазаров позволило выявить, что *содержание тяжелых элементов увеличивается с ростом красного смещения* этих объектов [7,8], что никак не вяжется с представлениями формирования химического состава в рамках стандартной модели Большого взрыва. На рис.1 приведена заимствованная из работы [7] диаграмма, показывающая зависимость содержания тяжелых элементов от красного смещения квазаров.

В настоящее время существуют две точки зрения о местонахождении квазаров. Согласно первой, квазары являются космологическими объектами и находятся на расстояниях в строгом соответствии с их красными

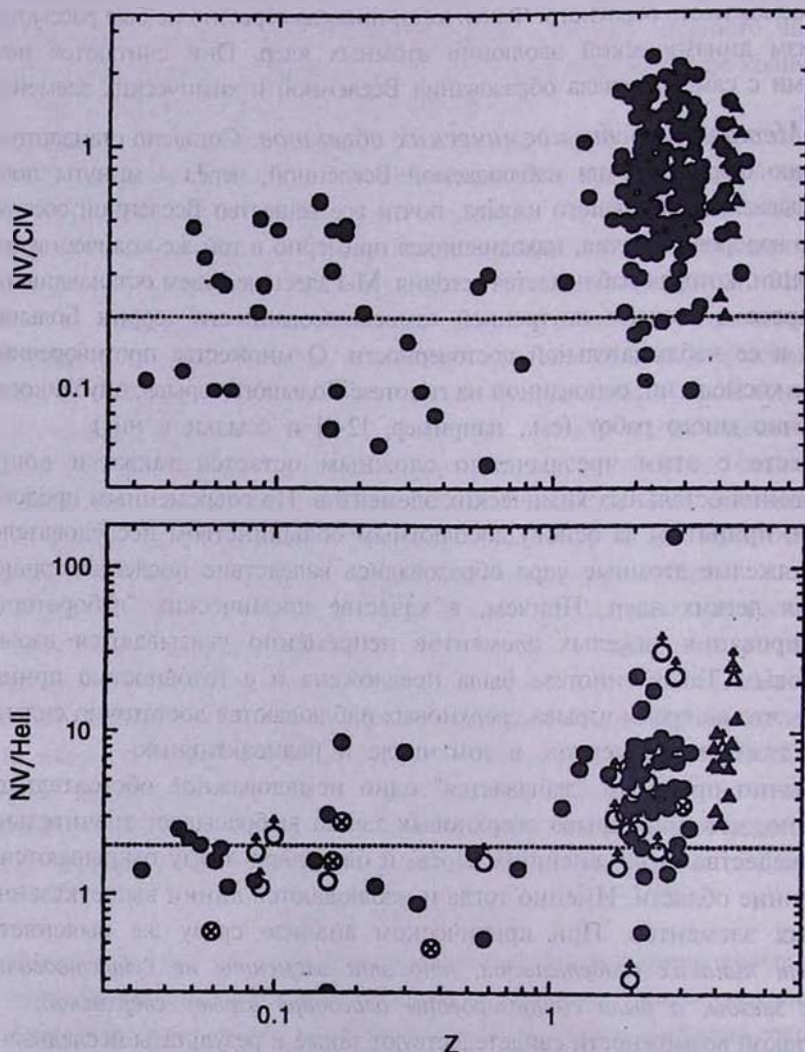


Рис.1. Зависимость металличности квазаров от красного смещения. Рисунок заимствован из работы [7].

смещениями. Общепринята именно эта точка зрения. Вторая утверждает, что красные смещения квазаров не имеют космологического происхождения, и квазары являются "локальными" объектами. Основателями последнего направления и его наиболее последовательными сторонниками являются Арп и Бербидж (см., например, [9]). Некоторые результаты, полученные автором настоящей работы в последние годы [10-12], коренным образом изменили его убеждения в отношении местонахождения квазаров. Из пассивного сторонника космологического начала квазаров он стал убежденным сторонником концепции их "локального" происхождения.

Однако следует отметить, что сторонники обеих концепций единогласны в том, что квазары являются ранней стадией эволюции галактик. Тогда для обеих сторон, учитывая результаты наблюдений о металличности квазаров, совершенно неизбежен вывод о том, что *в процессе эволюции галактик уменьшается содержание тяжелых элементов в веществе этих объектов*. С другой стороны, принимая во внимание то обстоятельство, что исходными объектами дальнейшей эволюции являются квазары, в которых относительное содержание легких элементов, а точнее, водорода, меньше по сравнению с солнечным химическим составом, эту же мысль можно сформулировать по-иному: *в процессе эволюции вещества во Вселенной происходит постепенное увеличение относительного содержания водорода - самого легкого элемента*. Этот вывод, как легко видеть, созвучен с амбарцумяновскими идеями о важнейшей роли фрагментации вещества в процессе эволюции космических объектов различных иерархических классов.

Выше мы уже отметили, что высокая металличность квазаров и ее рост с красным смещением создают новую проблему для стандартной модели Большого взрыва, если квазары считаются космологическими объектами. Если же квазары являются "локальными" объектами и выброшены из ядер галактик, то сразу становится очевидной аналогия со сверхновыми. В одном случае мы наблюдаем оголенные недра массивной звезды, в другом - вещество, выброшенное из недр галактического ядра. И в обоих случаях имеем дело с меньшим, по сравнению с солнечным, содержанием легких элементов и, в первую очередь, водорода. Поэтому не лишено смысла предположить, что *в массивных космических объектах (звездах, галактических ядрах) существует положительный градиент металличности в направлении к центру, а также радиоактивные ядра характеризуются "большей стабильностью" (большим периодом полураспада)* или даже являются стабильными.

Тогда чрезвычайно важным становится вопрос, как строго подчиняются ядра этих элементов правилу Гейгера-Нетолла. Другими словами, с точки зрения фундаментальных свойств эволюции вещества колоссальное значение приобретает вопрос о том, является ли правило Гейгера-Нетолла

универсальным и описываются ли им те же ядра, если они находятся в условиях "большей активности". Потому что именно от этого зависит: имеет ли вышеуказанное правило также и неявный эволюционный смысл.

4. *cD-галактики*. На явление активности в галактиках как индивидуальное свойство этих объектов впервые обратил внимание Амбарцумян (см., например, [13,14]), который, в противовес известной гипотезе Бааде и Минковского [15] о столкновительном механизме формирования внегалактических радиоисточников, выдвинул новую концепцию об образовании этих галактик вследствие *распада*. Отметим, что уже в первых работах им было обращено внимание на тот факт, что эти радиоисточники (Персей А, Лебедь А и др.) связаны со сверхгигантскими галактиками, вероятность лобового столкновения которых чрезвычайно мала.

Позже было оптически идентифицировано достаточно большое количество внегалактических радиоисточников [16], и, как отмечается в работе [17], оказалось, что половина этих объектов являются галактиками типа cD по классификации Моргана. Как известно, галактики данного типа являются крупнейшими одиночными формированиями в наблюдаемой части Вселенной, отличающимися чрезвычайно высокой светимостью и массой. Их измеряемые диаметры доходят от 100 кпк (например, NGC 4073) до более чем 2 Мпк (центральная галактика скопления A1413) [18]. Они всегда являются членами скоплений, в которых занимают центральное положение (см., например, [18-20]). По внешнему виду они никогда не бывают сильно сжатыми, обладают яркими эллиптическими ядрами, которые нередко бывают двойными или кратными, окруженными аморфными гало огромных размеров. Как отмечается в [21,22], примерно половина этих галактик показывает кратность ядер, в которых компоненты имеют достаточно большую разность скоростей.

cD-галактики как были с момента их открытия, так и остаются одними из наиболее загадочных формирований, интерес к которым со стороны исследователей не затухает по сей день. Для объяснения их физической сущности были испробованы различные механизмы, среди которых до настоящего времени наиболее популярным остается модель "галактического каннибализма", согласно которой сверхгигантская cD-галактика, находящаяся в потенциальной яме гравитационного поля скопления, "проглатывает" соседние галактики, тем самым увеличивая свои размеры и светимость [23-25]. Эта идея фактически является модификацией вышеупомянутой столкновительной гипотезы, которая в данном случае основывается на более благоприятном для столкновений местонахождении указанных галактик.

Следует обратить внимание на одно обстоятельство. Как и в случае химических элементов, приверженцы "классического" подхода, в качестве

механизма образования более массивных объектов используют тот же сценарий слияния маломассивных объектов. Это напоминает подход абсолютного большинства античных мыслителей, которые для объяснения видимых движений небесных светил оперировали лишь круговыми движениями в геоцентрической модели Вселенной. С этой точки зрения мы являемся свидетелями господства над умами новой парадигмы, своей философией абсолютно идентичной с геоцентрической моделью Вселенной, роль эпициклов в которой играют разнообразные согласующие параметры.

Тем не менее, механизм "галактического каннибализма" не в состоянии объяснить многие характеристики этих галактик. Во-первых, скорость "каннибализма" слишком мала, чтобы обеспечить наблюдаемую светимость сD-галактик за период времени после формирования галактик (см., например, [26,27]). Во-вторых, наблюдаемые цвета сD-галактик также не соответствуют значениям, которые должны были наблюдаться при механизме "каннибализма" [28]. Более того, удивительно узкий спектр светимостей "основного тела" этих галактик, что послужило основанием для рассмотрения этих объектов в качестве "индикаторов расстояния" [29,30], ставит еще больше вопросов. И, в первую очередь, остается непонятным, как могло случиться, что в совершенно различных условиях, где плотности галактик отличаются более чем на порядок, каннибализм обеспечивает примерно одинаковую светимость для всех этих галактик. Поэтому некоторые авторы приходят к выводу, что все физические параметры сD-галактик были заложены в них при первичном формировании этих объектов и являются индивидуальным свойством, а не приобретены в ходе эволюции [29,31].

То, что в физической природе этих галактик остается очень много неясного до настоящего времени, показывает как количество опубликованных за последнее десятилетие работ на эту тему, так и попытки их авторов любыми способами преодолеть трудности, возникшие перед первоначальными сценариями их формирования. Упомянем здесь лишь две работы [32,33], первая из которых посвящена попыткам модернизации гипотезы слияния, а во второй приведены результаты численного эксперимента на основе модели формирования галактик при анизотропном течении процесса в группе галактик на ранних этапах эволюции. Обе работы, в первую очередь, полезны именно тем, что на основе достаточно обширной литературы дают представление о состоянии проблемы в настоящее время.

С другой стороны, некоторые уже существующие представления позволяют подойти к проблеме с совершенно иной точки зрения. В основе этого альтернативного подхода лежит основополагающая идея Амбарцумяна о том, что *активность любой отдельной галактики является индивидуальным свойством последней и не обусловлена тем или иным внешним воздействием*. При таком подходе уже вырисовывается некоторая аналогия

с атомными ядрами и, в частности, с радиоактивностью атомных ядер.

Тогда, как и в случае атомных ядер, самые массивные *галактики типа cD* могут быть интерпретированы как *верхний предел существования галактик, которые в настоящее время находятся в стадии активного распада*. В качестве косвенного аргумента в пользу этого заключения могут быть приведены все особенности, которыми характеризуются cD-галактики. Однако здесь еще раз отметим лишь чрезвычайно малую дисперсию значений абсолютных светимостей этих галактик. Такая картина и в самом деле могла бы наблюдаться, если действительно *для каждой эпохи эволюции существует некоторое максимальное значение массы для одиночных объектов данного иерархического класса, и ни один объект с большей массой не может быть стабильным*. Тогда любой объект, который имеет массу, превосходящую порог стабильности, должен освободиться от лишней массы и энергии примерно таким образом, как освобождаются радиоактивные атомные ядра.

В этой связи следует обратить внимание и на то, что у наиболее массивных галактик наблюдается также и деление ядра. Например, в работе [21] приводятся результаты детального исследования 175 ярчайших галактик скоплений из эйбловского каталога, где отмечается, что примерно половина из этих галактик имеет кратные ядра, причем 21 галактика имеет тройные ядра, а 6 - четыре ядра. Здесь не излишне чисто феноменологическое сравнение с делением сверхтяжелых ядер, упомянутым одним предложением в первом пункте настоящей работы.

Следует также отметить, что кратность ядра не зависит от богатства скопления, хотя центральные плотности для скоплений богатства 4 и 0 отличаются примерно в 20 раз [21]. Этот факт еще более увеличивает вероятность того, что мы в данном случае имеем дело с *индивидуальными свойствами галактики*. На это указывает и то, что среднее расстояние для вторичных ядер значительно меньше, чем следовало бы ожидать при случайном проектировании [21]. О ничтожно малой роли проецирования было отмечено еще Амбарцумяном [34].

5. *Гало cD-галактик*. Как уже было отмечено выше, cD-галактики отличаются от аналогичных сверхгигантских эллиптических галактик именно тем, что обладают гало огромных размеров. В этой связи чрезвычайно важным является открытие в бедных скоплениях кандидатов в cD-галактики [35,36]. Таковыми являются ярчайшие галактики исследованных скоплений, которые размерами и светимостью вполне удовлетворяют критериям, характеризующим cD-галактики. Тем не менее, как показала поверхностная фотометрия кандидатов в cD-галактики, принадлежащих бедным скоплениям, ни один из них не обладает гало [37]. Тем самым еще раз был подтвержден результат, полученный Оемлером [18], о тесной связи между светимостью гало L_g этих галактик и светимостью L_c

содержащих их скоплений: $L_h \sim L_c^{2.2}$. Некоторые авторы (см., например, [38]) приводят также функциональную связь светимости гало с числом галактик в скоплении, определенном согласно критериям Эйбла. Качественно эти зависимости не отличаются от приведенной.

С другой стороны, найдены функциональные зависимости объемной плотности гало, а также скопления галактик от расстояния центра галактики сD. Обе зависимости описываются одним и тем же выражением $\rho \sim r^{-2.6}$ [38]. Аналогичное выражение получено также для распределения шаровых скоплений в центральной галактике скопления Девы - "зарождающейся" сD-галактике M 87 ([38], а также ссылки в ней), правда, разные авторы для показателя приводят более широкий спектр значений: в интервале от -2.6 до -2.1.

Таким образом, совершенно очевидна тесная связь степени богатства скопления с мощностью гало центральной галактики данного скопления. Наиболее вероятной причиной такой связи, на наш взгляд, может быть *общность механизма формирования скопления и гало*. Более того, по всей видимости, *этот же механизм ответственен также и за формирование систем шаровых скоплений в галактиках*.

Существование гало обычно объясняется в рамках сценария "каннибализма" или других механизмов подобного рода. Предполагается, что гало этих галактик образовались вследствие приливного взаимодействия между центральной массивной галактикой и другими членами данного скопления, вследствие чего произошло оголение последних (см., например, [18] и ссылки в ней). Однако такое объяснение не может считаться обоснованным. Как уже было отмечено выше, ярчайшие члены бедных скоплений не обладают сD-гало. Но, с другой стороны, известно, что центральное тело этих галактик в среднем на 0.6 величины ярче, чем в богатых скоплениях, и поэтому считается, что они "проглотили" больше галактик, чем аналогичные галактики в богатых скоплениях (см. [37] и ссылки в ней). Тогда ясно, что в рамках данного механизма как для формирования гало, так и для увеличения светимости центрального тела требуется большая концентрация галактик вокруг "каннибала". И совершенно не понятно, почему в одном случае более эффективно проявляется один механизм, в другом - иной.

Анализ наблюдательного материала подсказывает, что причиной множества противоречий может быть то, что для интерпретации *применяется заведомо неверный физический механизм*. В рассматриваемой нами физической картине образование гало находит более естественное и самосогласованное объяснение. Для этого следует рассматривать галактики скопления как продукты *последовательной фрагментации вещества*, выброшенного из ядра центральной сD-галактики. Выброшенный сгусток материи, целостное существование которого до выброса было обеспечено

физическими условиями внутри ядра, в новых условиях "внешнего мира" должен интенсивно освобождаться от лишней энергии. Примером могут служить квазары, выброшенные из ядер галактик, а аналогом подобного явления в микромире является, например, выброс нейтронов, которые в дальнейшем претерпевают β -распад.

Далее, судьба выброшенного сгустка, естественно, будет зависеть от многих параметров - массы, плотности, суммарного спина, скорости. В любом случае, однако, он должен перестраиваться согласно новым физическим условиям, которые *не допускают существования цельных материальных формирований с массами, превышающими некоторый критический предел* (по классическим представлениям - предел Чандрасекара). Вследствие распада, а также в зависимости от распределения скоростей продуктов распада, некоторая их часть будет захвачена материнской галактикой, формируя тем самым гало последней.

Таким образом, становится очевидным, что такая физическая картина также обеспечивает и положительную корреляцию между светимостями гало центральной галактики и скопления в целом: *чем больше прото-галактического вещества выброшено из ядра материнской галактики, тем больше звездного материала выделяется для формирования гало*. Выведение более точной зависимости между этими величинами может быть предметом отдельного исследования. Здесь отмечаем лишь качественное согласие с наблюдательными данными.

6. *Шаровые скопления.* С проблемой образования галактик (в том числе и сверхгигантских) тесно связано также и другое загадочное явление - образование шаровых скоплений. Последние почти полностью лишены вращательного момента и как бы *являются продолжением семейства эллиптических галактик со стороны низких масс и светимостей*. Именно это обстоятельство послужило основанием для предложения сценария, согласно которому шаровые скопления являются слегка оголенными остатками захваченных галактикой-доминантом соседних карликовых эллиптических галактик (см. [39] и ссылки в ней). Однако такое предположение может быть отвергнуто, например, на основе известной [40,41] корреляции между металличностью шаровых скоплений и светимостью родительской галактики. Более подробно возражения против такого механизма приведены в работе [42].

Следует отметить, что в среднем количество S шаровых скоплений, рассчитанное на условную единицу светимости ($M_v = -15$), в эллиптических галактиках больше, чем в галактиках поздних типов. Более того, наибольшее количество шаровых скоплений, рассчитанное на единицу светимости, наблюдается именно в cD-галактиках [43]. Если для поздних спиральных и irregулярных галактик вышеуказанный параметр S обычно

бывает порядка 0.5, для ранних спиралей - 1, для эллиптических галактик поля - 2-3, а для обычных эллипсоидальных галактик в богатых скоплениях - 5-6, то для сD-галактик нередко значения 12-15.

Известно также (см. [44] и ссылки в ней), что в скоплениях, содержащих сD-галактику, отношение числа карликовых галактик к числу галактик-гигантов ниже среднего значения этой величины, то есть, в окружении сD-галактики наблюдается дефицит карликовых галактик. Этот факт также спекулируется в качестве доказательства гипотезы о захвате карликовых галактик галактикой-доминантом. Однако, как уже заметили выше, такое объяснение входит в противоречие с наблюдаемыми металличностями. Поэтому более вероятным кажется другое объяснение, основанное на концепции последовательной фрагментации материи ядра галактики-доминанта в форме образований различных масс. Если последние покидают пределы занимаемого галактикой-генератором объема, они становятся карликовыми галактиками. В противном случае, оставаясь в галактике, они становятся шаровыми скоплениями. Но так как "склад" вещества один, то вследствие увеличения количества шаровых скоплений формирование карликовых галактик становится более редким.

Косвенно о большей правомерности такой концепции говорят также результаты детального исследования системы шаровых скоплений в галактике M87 [45]. Авторы упомянутой работы приходят к однозначному выводу, что система шаровых скоплений этой галактики не может быть результатом внешнего воздействия. Они утверждают также, что *гало галактики и система шаровых скоплений возникли благодаря одному и тому же физическому механизму.*

С другой стороны, исследования показывают [46], что функция светимости, построенная для шаровых скоплений, имеет одинаковую форму для галактик совершенно различных типов. Например, она абсолютно неразличима даже для таких непохожих галактик, каковыми являются уникальные сверхгиганты сD и dE карлики. Это позволяет заключить, что механизм формирования шаровых скоплений в галактиках всех масс от $M \sim 10^8$ до $10^{13} M_{\odot}$ и всех морфологических типов является одним и тем же. Более того, на основе факта универсальности функции светимости шаровых скоплений напрашивается заключение о том, что *данное распределение является отражением свойства той первоначальной материи, из чего формируются эти объекты.*

Не останавливаясь более детально на всех тонкостях обсуждаемого феномена, которые могут стать предметом отдельного исследования, нам хотелось бы здесь обратить внимание на следующее. На наш взгляд, формирование шаровых скоплений в галактиках является результатом аналогичного с α -распадом механизма в мегамире. Как в мире галактик

шаровые скопления, так и в микромире α -частицы занимают низшую ступень в соответствующем иерархическом классе, как шаровые скопления они могут находиться в составе более массивных представителей своего же иерархического класса, как шаровые скопления они являются одними из наиболее устойчивых представителей своего класса.

7. Обсуждение. Феноменологическое сходство вышеперечисленных свойств галактик и атомных ядер подсказывает, что их наблюдаемые эволюционные пути и соответствующие закономерности определяются и управляются некоторым общим механизмом. По всей видимости, именно этот механизм, в конечном счете, ответственен также и за проявление различного типа активностей. В работе [47] автор обратил внимание на тот факт, что в непосредственной близости от Земли наблюдаются явления расширения, которые, с учетом масштабного фактора, имеют одну и ту же скорость с хаббловским расширением Вселенной.

Не останавливаясь подробно на этом, заметим лишь, что если интерпретировать эту аналогию как однородное расширение в указанных масштабах, то неизбежным кажется вывод о том, что, по крайней мере, в указанных масштабах действует некоторая сила, ускоряющая расширение. Это непосредственно следует из закона Хаббла, если он записан в виде

$$dr/dt = Hr, \quad (2)$$

где r - расстояние между двумя точками, $dr/dt = v$ - скорость удаления этих точек друг от друга, а H - постоянная Хаббла. Если продифференцировать соотношение (2), то получим

$$d^2r/dt^2 = H dr/dt + r dH/dt = (H^2 + dH/dt)r, \quad (3)$$

где величина $d^2r/dt^2 = a$ показывает ускорение взаимного удаления. Легко видеть, что при $H = \text{const}$ ($dH/dt = 0$) расширение происходит с ускорением. Более того, для ускорения расширения достаточно, чтобы выполнялось более мягкое условие $H^2 + dH/dt > 0$. То есть, расширение в любом случае является ускоряющим, если постоянная Хаббла уменьшается, по крайней мере, медленнее обратной величины возраста Вселенной.

Результат, полученный в [47], показывает, что наблюдаемые скорости расширения достаточно уверенно описываются одним и тем же значением постоянной Хаббла в интервале геометрических расстояний от 10^9 см до $10^{25} - 10^{26}$ см. Поэтому можно предположить, что расширение происходит с ускорением, которое может быть интерпретировано как результат некоторой добавочной силы "отталкивания". Последняя, как следует из (3), пропорциональна первой степени расстояния между точками. Таким образом, если на основе наблюдательных фактов действительно сделаны правильные выводы, то вследствие вышеупомянутого расширения наблюдается постепенное увеличение "разрушающей силы" (3) и уменьшение "связывающей"

гравитационной силы, так как последняя обратно пропорциональна квадрату расстояния и уменьшается в процессе расширения. Может ли это явление быть причиной наблюдаемых явлений активности? На этот вопрос можно ответить лишь после более детального анализа. Тем не менее, одно следствие кажется очевидным. Вследствие однородного (масштабного) расширения, наблюдаемого в огромном интервале расстояний, все гравитационно связанные объекты и системы, имеющие размеры, сопоставимые с расстояниями, где это расширение зафиксировано, со временем должны терять "запас устойчивости" или, иными словами, должны постепенно дестабилизироваться.

Универсален ли этот механизм или работает он в еще малых масштабах - вопрос еще более сложный, и автор предполагает посвятить отдельную работу исследованию этой темы. Здесь отметим лишь, что ряд феноменологических сходств между активными явлениями, наблюдаемыми в мегамире и микромире, делает чрезвычайно соблазнительным это исследование с целью поиска единого механизма. В настоящей работе основное внимание мы уделили лишь активным процессам, которые фрагментируют объекты в мире галактик и в микромире. И на основе существующего огромного количества данных несомненно можно утверждать, что *этот процесс монотонно меняет спектр масс объектов каждого класса, увеличивая при этом относительное содержание объектов с малыми массами*. В мире галактик таковыми являются карликовые галактики, в микромире - легкие элементы и, в первую очередь, водород.

В микромире явление распада как физический факт изучается сравнительно легко ввиду его очевидности в своем временном масштабе. Здесь наблюдается почти мгновенное удаление дочерней частицы от материнского ядра. Ситуация совершенно иная в мире галактик. Вследствие огромных пространственных масштабов заметные изменения во взаимном расположении объектов происходят лишь за миллионы лет. Например, на расстоянии ближайшего к нам скопления Virgo углу $1''$ соответствует линейное расстояние в ~ 80 пк. Любой объект, движущийся с тангенциальной скоростью 10^4 км/с, такое расстояние преодолит за 8×10^3 лет.

8. Заключение. На основе анализа наблюдательных данных можно сделать следующие выводы:

- а) В процессе эволюции вещества во Вселенной происходит постепенное увеличение относительного содержания водорода - самого легкого элемента.
- б) Объекты с большим содержанием "металлов", при остальных равных условиях, находятся на более ранних стадиях эволюции.
- в) Для каждой эпохи эволюции существует некоторое максимальное значение массы для одиночных объектов данного иерархического класса, и ни один объект с большей массой не может быть стабильным.

г) Гало сверхгигантских cD-галактик формируются одним и тем же механизмом, что и галактики данного скопления - вследствие выбросов вещества из ядра cD-галактики и последовательной фрагментации этого вещества.

д) Этот же механизм, по всей вероятности, ответственен и за формирование шаровых скоплений.

Автор с глубокой признательностью отмечает внимательное отношение покойного академика В.А.Амбарцумяна к работам этой серии, многократное обсуждение и полезные советы по поводу данной работы.

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

FRAGMENTATION OF COSMIC OBJECTS IN THE COURSE OF THEIR EVOLUTION AND POSSIBLE ROLE OF HUBBLE EXPANSION IN THIS PROCESS

H.A.HARUTYUNIAN

A series of phenomenological similarities between activity phenomena in the micro-world and in the world of galaxies is considered. Using the high "metallicity" of quasars a conclusion is drawn that the relative amount of light elements is increasing during the evolution of the Universe. Evidences supporting the conception that the world of galaxies also gets enriched by dwarf galaxies are presented. A version is suggested that cD galaxies are the generators of the clusters of galaxies in which they are located and that all the galaxies belonging to the given cluster are products of the central supergiant galaxy's activity. Likely an analogous mechanism is liable for globular cluster system's formation. An attempt to find a physical connection between active phenomena and the cosmic expansion is done.

Key words: *Galaxies:abundances - Galaxies:cD - Galaxies:halo - Cosmology:
accelerated expansion*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.М.Широков, Н.П.Юдин, Ядерная физика, Наука, М., 1980.
2. G.Burbidge, Nature, 233, 36, 1971.
3. P.A.La Violette, Astrophys. J., 301, 544, 1986.
4. J.S.Bagla, T.Padmanabhan, J.V.Narlikar, Comments Astrophys., 18, 289, 1996.
5. M.J.Rees, H.Netzer, G.J.Ferland, Astrophys. J., 347, 640, 1989.
6. R.Elston, K.L.Thompson, G.J.Hill, Nature, 367, 250, 1994.
7. F.Hamann, J.C.Shields, R.D.Cohen, V.T.Junkkarinen, E.M.Burbidge, Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques, eds. B.M.Peterson, F.-Z.Cheng, A.S.Wilson, ASP Conf. Series, 113, 96, 1997.
8. D.A.Turnshek, Mass Ejection from Active Galactic Nuclei, eds. N.Arav, I.Solosman, R.J.Weymann, ASP Conf. Series, 128, 193, 1997.
9. H.Arp, G.Burbidge, Astrophys. J. Lett., 353, L1, 1990.
10. Г.А.Арутюнян, Астрофизика, 41, 217, 1998.
11. H.A.Narutyunian, Active Galactic Nuclei and Related Phenomena, eds. Ye.Terzian, D.Weedman, E.Khachikian, IAU114, ASP Publ., 422, 1999.
12. Г.А.Арутюнян, Е.Г.Никогосян, Астрофизика, 43, 531, 2000.
13. В.А.Амбарцумян, ДАН АрмССР, 23, 161, 1956.
14. В.А.Амбарцумян, Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 9, 23, 1956; 11, 9, 1958.
15. W.Baade, R.Minkowski, Astrophys. J., 119, 206, 222, 1954.
16. T.A.Mattews, W.W.Morgan, M.Schmidt, Astrophys. J., 140, 35, 1964.
17. W.W.Morgan, J.R.Lesh, Astrophys. J., 142, 1346, 1965.
18. A.Oemler, Astrophys. J., 209, 693, 1976.
19. R.A.White, Astrophys. J., 226, 591, 1978.
20. T.C.Bears, M.J.Geller, Astrophys. J., 274, 491, 1983.
21. J.G.Hoessel, D.P.Schneider, Astron. J., 90, 1648, 1985.
22. J.L.Tonry, Astron. J., 90, 2431, 1985.
23. J.P.Ostriker, S.D.Tremain, Astrophys. J. Lett., 202, L113, 1975.
24. S.D.M.White, Mont. Notic. Roy. Astron. Soc., 174, 19, 1976.
25. J.P.Ostriker, M.A.Hausman, Astrophys. J. Lett., 217, L125, 1977.
26. D.Merriitt, Astrophys. J., 289, 18, 1985.
27. T.Lauer, Astrophys. J., 325, 49, 1988.
28. J.Blakeslee, J.L.Tonry, Astron. J., 103, 1457, 1992.
29. A.Sandage, Astrophys. J., 205, 6, 1976.
30. A.Sandage, J.Kristian, J.A.Westphal, Astrophys. J., 205, 688, 1976.
31. S.Tremain, D.O.Richstone, Astrophys. J., 212, 311, 1977.
32. M.J.West, Mont. Notic. Roy. Astron. Soc., 268, 79, 1994.
33. A.Garijo, E.Aihanassoula, C.Garsia-Gomes, Astron. Astrophys., 327, 930, 1997.
34. В.А.Амбарцумян, ДАН АрмССР, 26, 73, 1958.
35. W.W.Morgan, S.Kayser, R.A.White, Astrophys. J., 199, 545, 1975.
36. C.E.Albert, R.A.White, W.W.Morgan, Astrophys. J., 211, 309, 1977.
37. T.X.Thuan, W.Romanishin, Astrophys. J., 248, 439, 1981.

38. *J.M.Schombert*, *Astrophys. J.*, **328**, 475, 1988.
39. *K.S.Freeman*, *The Globular Cluster - Galaxy Connection*, eds. G.H.Smith, J.B.Brodie, ASP Conf. Series, **48**, 608, 1993.
40. *S. van den Bergh*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 217, 1975.
41. *J.R.Mould, J.B.Oke, P.T. de Zeeuw, J.M.Nemec*, *Astron. J.*, **99**, 1823, 1990.
42. *S. van den Bergh*, *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ASP Conf. Series, **50**, 1, 1993.
43. *W.E.Harris*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 543, 1991.
44. *S. van den Bergh*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **112**, 932, 2000.
45. *D.E.McLaughlin, W.E.Harris, D.A.Hanes*, *Astrophys. J.*, **422**, 486, 1994.
46. *P.R.Durrel, W.E.Harris, D.Geisler, R.E.Pudritz*, *Astron. J.*, **112**, 972, 1996.
47. *H.A.Harutyunian*, *Астрофизика*, **38**, 667, 1995.

УДК: 524.8

КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ РОЖДЕНИЕ МАТЕРИИ В КОНФОРМНОЙ КОСМОЛОГИИ

В.В.ПАПОЯН^{1,2}, В.Н.ПЕРВУШИН², Д.В.ПРОСКУРИН²

Поступила 22 июля 2002

Принята к печати 15 ноября 2002

Исследуется эффект интенсивного космологического рождения векторных W , Z бозонов в рамках конформной космологии, объединяющей Общую Теорию Относительности и Стандартную Модель сильного и электрослабого взаимодействия.

1. *Введение.* Проблема рождения частиц в сильных гравитационных полях, в особенности вблизи космологической сингулярности, остается актуальной уже более тридцати лет. Впервые процесс космологического рождения частиц был описан в работах [1-3] и развит в работах [4-7].

До настоящего времени рассмотрение процесса космологического рождения частиц ограничивалось только скалярными и спинорными полями (хотя и отмечалась необходимость рассмотрения векторных полей [4]). Считается, что число рожденных частиц явно недостаточно для описания распределения химических элементов в ранней Вселенной [4]. На вопрос о возможном происхождении материи во Вселенной в результате космологического рождения частиц до сих пор ответа не найдено.

Напомним, что в инфляционной модели изотропного расширения Вселенной [8] с самого начала предполагается, что Вселенная - это горячий огненный шар (файербол) безмассовых частиц, испытывающий ряд фазовых переходов в процессе своего расширения. Однако само происхождение этих частиц и их температуры есть открытый вопрос, т.к. в изотропной расширяющейся Вселенной не могут рождаться безмассовые частицы [1-7]. В настоящее время ясно, что проблема космологического рождения наблюдаемой материи из вакуума выходит за рамки инфляционной модели, где первичные частицы со своей температурой существуют изначально с момента Большого Взрыва, а вся эволюция Вселенной прослеживается в изотропном режиме.

Исследование космологического рождения массивных векторных бозонов из вакуума может ввести свои коррективы в изотропную эволюцию Вселенной, т.к. векторные бозоны, обнаруженные на ускорителе в ЦЕРН, - это единственные частицы Стандартной Модели (СМ), существование которых проявляет космологическую сингулярность.

Дело в том, что космологическое рождение в изотропных моделях описывается путем диагонализации уравнений движения, включающей преобразование к так называемым конформным полям и координатам, в терминах которых метрика становится плоской, а космический масштабный фактор превращается в шкалу всех масс, включая массу Планка и массы частиц в разных полевых теориях, в частности, в Стандартной Модели. Для массивных частиц космическая сингулярность, т.е. исчезновение космической шкалы, означает исчезновение масс. Массивные векторные бозоны - это единственные частицы СМ, которые могут иметь сингулярность по массе [9].

Отсутствие безмассового предела массивной теории Янга-Миллса хорошо известно [10,11] и приводит, как будет показано ниже, к ультрафиолетовой расходимости числа рожденных продольных бозонов, вычисленного в низшем порядке теории возмущений.

В настоящей работе рассматривается космологическое рождение массивных векторных бозонов из вакуума в конформно-плоской метрике, используемой для описания моделей изотропной эволюции Вселенной. Изучаются различные возможности для объяснения происхождения видимой материи как конечного продукта распада первичных векторных бозонов, в согласии с результатами по первичному синтезу элементов [12] и последними данными по зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [13-15]. Перечисляются теоретические и наблюдательные аргументы в пользу того, чтобы считать первичными частицами *рожденные из вакуума векторные бозоны, продукты распада которых образуют всю наблюдаемую материю.*

Настоящая работа посвящена попытке обосновать это утверждение, основываясь на полевой теории, в которой объединены Стандартная Модель (СМ) теории элементарных частиц в римановом пространстве-времени и Общая Теория Относительности (ОТО) с относительным эталоном измерения. Последнее означает, что расширение Вселенной предполагает расширение всех интервалов, включая эталоны измерения этих интервалов. Введение относительного эталона означает отождествление наблюдаемых величин с конформными полями и координатами, что ведет к конформной космологии [16] эволюции масс типа Хойла-Нарликара [17], вместо стандартной космологии эволюции расстояний. Конформная космология [16] описывает одновременно современную стадию ускоряющейся эволюции (в соответствии с последними данными по Сверхновым) и стадию первичного синтеза элементов в случае предельно жесткого уравнения состояния, что указывает на чисто гравитационное происхождение темной материи [18-21].

В настоящей работе используется голоморфное представление квантованных полей [22], в терминах операторов рождения и уничтожения, рассматриваемых как полевые переменные (а не постоянные коэффициенты, как это было принято во всех предыдущих работах [1-7]).

2. Векторные бозоны в изотропной модели вселенной. 2.1. Действие.

Рассмотрим "свободные" векторные массивные частицы в однородном приближении ОТО, которое описывается космологическими моделями с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера.

Уравнения движения полей в однородном приближении можно воспроизвести действием

$$S_{tot} = S_{univ} + S_V, \quad (1)$$

где

$$S_V = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} M_V^2 v_\nu v^\nu \right], \quad (2)$$

действие для свободных векторных $W^\pm$, Z^0 бозонов $v_\mu = (v_0, \mathbf{v})$ в конформно-плоской метрике

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = a^2(x^0) \left[(\bar{N}_0(x^0) dx^0)^2 - (d\mathbf{x}')^2 \right], \quad (3)$$

где $\bar{N}_0(x^0)$ - функция хода времени, определяющая конформное время

$$d\eta = \bar{N}_0(x^0) dx^0, \quad (4)$$

$$S_{univ} = -V_0 \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left[\Phi_0^2 \frac{(\partial_0 a)^2}{\bar{N}_0} + \bar{N}_0 \rho_{univ}(a) \right], \quad (5)$$

действие, задающее динамику космического масштабного фактора в предположении, что пространство заполнено однородной "материей" с конформной плотностью $\rho_{univ}(a)$, которая будет определена ниже, V_0 - постоянный объем координатного пространства,

$$\Phi_0^2 = M_{Planck}^2 \frac{3}{8\pi}.$$

Повторяя вычисления работы [9] (где выводится действие векторных полей на решениях уравнений связи, т.е. уравнений на временную компоненту) для рассматриваемой конформно-плоской метрики (3), полное действие (1) можно переписать в терминах физических поперечных и продольных переменных

$$S_{tot} = \int dx^0 \left\{ V_0 \Phi_0^2 \left[-\frac{(\partial_0 a(x^0))^2}{\bar{N}_0} - \bar{N}_0 \rho_{univ}(a) \right] + \bar{N}_0 \int_{V_0} d^3x \mathcal{L}_V \right\}, \quad (6)$$

где $\mathcal{L}_V = \mathcal{L}_V^\perp + \mathcal{L}_V^\parallel$,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V^\perp &= \frac{1}{2} \left[\frac{(\partial_0 \mathbf{v}^\perp)^2}{\bar{N}_0^2} + \left(\mathbf{v}^\perp, \left(\bar{\partial}^2 - (M_V a(x^0))^2 \right) \mathbf{v}^\perp \right) \right], \\ \mathcal{L}_V^\parallel &= -\frac{(M_V a(x^0))^2}{2} \left[\left(\frac{\partial_0 \mathbf{v}^\parallel}{\bar{N}_0}, \frac{1}{\bar{\partial}^2 - (M_V a(x^0))^2} \frac{\partial_0 \mathbf{v}^\parallel}{\bar{N}_0} \right) + (\mathbf{v}^\parallel)^2 \right] \end{aligned} \quad (7)$$

лагранжианы поперечных и продольных бозонов, и скобки $(\mathbf{v}, \mathbf{w})$ обозначают скалярное произведение двух векторов.

2.2. *Гамильтониан.* Для определения закона эволюции всех полей удобно использовать гамильтонову форму действия (6) в терминах фурье-

компонент $\mathbf{v}_k^I = \int_{V_0} d^3x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \mathbf{v}^I(\mathbf{x})$

$$S_{tot} = \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left(\sum_k \left(\mathbf{p}_k^\perp \partial_0 \mathbf{v}_k^\perp + \mathbf{p}_k^\parallel \partial_0 \mathbf{v}_k^\parallel \right) - P_a \partial_0 a + \bar{N}_0 \left[\frac{P_a^2}{4V_0 \varphi_0^2} - V_0 \rho_{tot}(a) \right] \right), \quad (8)$$

где

$$\rho_{tot}(a) = \rho_{univ}(a) + \rho_V(a), \quad (9)$$

$$\rho_V(a) = V_0^{-1} (H^\perp + H^\parallel), \quad (10)$$

$H^\perp$ и $H^\parallel$ представляют собой гамильтонианы свободных полей для поперечной и продольной компонент векторных бозонов

$$H^\perp = \sum_k \frac{1}{2} [\mathbf{p}_k^{\perp 2} + \omega^2 \mathbf{v}_k^{\perp 2}], \quad H^\parallel = \sum_k \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega(a, k)}{M_\nu a} \right)^2 \mathbf{p}_k^{\parallel 2} + (M_\nu a)^2 (\mathbf{v}_k^\parallel)^2 \right], \quad (11)$$

с дисперсионным соотношением в виде $\omega(a, k) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + (M_\nu a)^2}$.

2.3. *Эволюция Вселенной.* Основное уравнение космологии (т.е., уравнение Эйнштейна для баланса плотностей энергии) получается путем вариации действия (1) относительно функции $\bar{N}_0$.

Вариация действия (1) определяет уравнения для масштабного фактора

$$\Phi_0^2 [a'(\eta)]^2 = \rho_{tot}(a) = \rho_{univ}(a) + \rho_V(a) \quad (12)$$

и его решение

$$\eta(a_I | a_0) = \Phi_0 \int_{a_I}^{a_0} \frac{da}{\sqrt{\rho_{tot}(a)}} \quad (13)$$

в терминах конформного времени $d\eta = \bar{N}_0 dx^0$, где штрих означает дифференцирование по η ($f' = df/d\eta$).

Переход к физическим величинам (время t , расстояние l , плотность ρ_{FRW}) стандартной космологии (СК) осуществляется конформными преобразованиями

$$t = \int_0^\eta d\bar{\eta} a(\bar{\eta}), \quad (14)$$

$$l = a(\eta) r, \quad r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}, \quad (15)$$

$$\rho_{FRW}(a) = \frac{\rho_{univ}(a)}{a^4}. \quad (16)$$

В терминах СК уравнение эволюции принимает стандартный вид

$$\Phi_0^2 H_{FRW}^2(t) = \rho_{FRW}(a), \quad (17)$$

где $H_{FRW}(t) = a^{-1}(t) \dot{a}(t)$ функция Хаббла, а точка означает дифференцирование по времени ($\dot{f} = df/dt$).

В общем случае, зависимость конформной плотности Вселенной ρ_{univ} , заполненной однородной материей, от масштабного фактора $a(\eta)$ в рассматриваемом классе моделей для плоского пространства имеет вид

$$\rho_{univ}(a) = \rho_{Rigid} a^{-2} + \rho_{Rad} + \rho_M a + \rho_\Lambda a^4, \quad (18)$$

где ρ_{Rigid} описывает изотропный вклад сверхжесткого уравнения состояния, для которого плотность равна давлению (неизотропная версия этого состояния с последующей изотропизацией [4,7], использовалась для описания ранней Вселенной, начиная с 1921г. [18] по 1981г., см., например, [4,7,19]); ρ_{Rad} , ρ_M и ρ_Λ используются в стандартной космологии для описания радиационной эпохи первичного нуклеосинтеза, вклада видимой и невидимой барионной материи и вклада вакуумного хиггсовского скалярного поля в инфляционную эпоху, соответственно.

Решения уравнения эволюции масштабного фактора с начальными данными в терминах мирового времени $a(t_0) = 1$, $H_{FRW}(t_0) = H_0$ для каждого уравнения состояния имеют вид

$$\begin{aligned} a_{Rigid}(t) &= \sqrt[3]{1 + 3\zeta}, & a_{Rad}(t) &= \sqrt{1 + 2\zeta}, \\ a_M(t) &= \left(1 + \frac{2}{3}\zeta\right)^{3/2}, & a_\Lambda(t) &= e^\zeta, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\zeta = H_0(t - t_0)$. Им соответствуют решения в терминах конформного времени с начальными данными $a(\eta_0) = 1$, $a'(\eta_0) = da/d\eta = H_0$,

$$\begin{aligned} a_{Rigid}(\eta) &= \sqrt{1 + 2\zeta_c}, & a_{Rad}(\eta) &= 1 + \zeta_c, \\ a_M(\eta) &= \left(1 + \frac{1}{2}\zeta_c\right)^2, & a_\Lambda(\eta) &= \frac{1}{1 - \zeta_c}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\zeta_c = H_0(\eta - \eta_0)$. Уравнения на эволюцию масштабного фактора совпадают с уравнениями на коллективное движение пространственного объема в точной теории Эйнштейна [20,21].

Возникает вопрос, что является причиной эволюции пространственного объема (или масштаба) Вселенной? До 1981г. преобладало мнение, что такой причиной является вещество из массивных частиц $\rho_M(a)$ видимых (барионы) и невидимых (типа массивных нейтрино), которые до эпохи рекомбинации ($z+1=1100$) существовали в форме излучения с плотностью $\rho_{Rad}(a)$. Современные данные по первичному нуклеосинтезу и распределению вещества во Вселенной убедительно свидетельствуют о том, что барионной материи в $30 + 20$ раз меньше, чем это нужно для объяснения эволюции масштаба Вселенной.

Малый вклад барионной материи в эволюцию ставит вопрос об источнике этой эволюции в продолжительную эпоху первичного нуклеосинтеза (от 10^{-12} до 10^{11} с), история которого свидетельствует о зависимости космического масштаба от наблюдаемого времени в виде квадратного корня. В СК такая зависимость (19) объясняется доминантностью

"излучения" с плотностью $\rho_{Rad}(a)$. Недостаточность барионной материи для эволюции космического масштаба означает также и недостаточность всех известных "излучений" для объяснения эволюции масштаба в эпоху первичного нуклеосинтеза.

Вопросов стало еще больше с появлением новейших данных по зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [13-15], которые в рамках СК свидетельствуют о доминантности инфляционного состояния вещества $\rho_\Lambda(a)$. Если объяснять такую доминантность "хвостом" эпохи первичной инфляции ранней Вселенной, то нужно объяснить также, почему между двумя инфляционными эпохами (первичной и современной) возникает эпоха с доминантностью "излучения" и откуда взять столько "излучения" для видимой эволюции космического масштаба в эту эпоху первичного нуклеосинтеза?

2.4. Эталон измерения. В работе [16] была рассмотрена более широкая точка зрения, согласно которой эволюция масштаба Вселенной может определяться не только теорией и начальными данными, но и эталоном измерения.

Еще Максвелл [25] столкнулся с необходимостью определения понятия измеряемой величины теории поля, которое является не менее важным, чем уравнения теории.

Можно предположить, что природа выбирает сама и теорию, и эталоны измерения, и задача наблюдения выявить не только начальные данные, но и эти эталоны. В частности, одно из центральных понятий космологии есть понятие масштаба, определяемое как функционал пространственного объема. Говоря о том, что расширяющийся объем Вселенной означает расширение "всех ее длин", мы должны указать, расширяется ли сам эталон длины измерения. Здесь существуют две возможности: абсолютного эталона (который не расширяется) и относительного эталона (расширяющегося вместе со Вселенной). До сих пор в космологии рассматривалась, в основном, первая возможность. Вторая возможность предполагает, что у нас нет абсолютных приборов, которые бы измеряли абсолютные величины во Вселенной, а измеряться могут только отношения величин, которые не зависят от космического масштабного фактора. Такой эталон измерения переводит космический масштаб интервалов длин в масштаб масс, которые постоянно растут. Спектр фотонов, испущенных атомами на далеких звездах два миллиарда лет тому назад, запоминает размер атома, который определяется его массой. Этот спектр сравнивается со спектром аналогичных атомов на Земле, масса которых в настоящее

* "С математической точки зрения наиболее важным понятием при рассмотрении любого явления является понятие измеряемой величины. Поэтому я буду подходить к электрическим явлениям главным образом с точки зрения их измеримости, описывая методы измерения и определяя эталоны, от которых они зависят" (Максвелл [25]).

время стала значительно больше. В результате возникает красное смещение, описываемое относительной космологией. Если наблюдаемое время отождествлять с конформным временем, то пропорциональность масштабного фактора квадратному корню от наблюдаемого (т.е., конформного) времени следует из предельно жесткого уравнения состояния с плотностью энергии, равной плотности давления.

Как показано в недавней работе [16] предельно жесткое уравнение состояния описывает одновременно современную стадию ускоряющейся эволюции в соответствии с последними данными по Сверхновым.

Таким образом, данные наблюдательной космологии можно трактовать как свидетельство другого (относительного) эталона измерения интервалов времени и пространства в ОТО.

Поэтому при рассмотрении проблемы рождения векторных бозонов и происхождения материи во Вселенной мы будем сравнивать оба эталона эволюции.

2.5. Эволюция векторных бозонов. В литературе [1-7,22], описание космологического рождения частиц в рассматриваемом классе моделей включает преобразование к конформным полям и координатам

$$d\bar{s}^2 = \bar{g}_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (\bar{N}_0 dx^0)^2 - (dx^i)^2, \quad (21)$$

в терминах которых действие для свободных векторных W , Z бозонов принимает вид

$$S_V = \int d^4x \bar{N}_0 \left[-\frac{1}{4} (\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu) (\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu) \bar{g}^{\mu\mu'} \bar{g}^{\nu\nu'} - \frac{1}{2} a^2 M_v^2 v_\mu v_\mu \bar{g}^{\mu\nu} \right], \quad (22)$$

а масштабный фактор $a(x^0)$ становится шкалой всех масс, включая массу Планка и массы частиц (в том числе векторных бозонов с массой M_v).

Дальнейшие вычисления удобно производить в терминах "бегущей массы Планка" с космическим масштабным фактором $\varphi(x^0) \equiv \varphi_0 a(x^0)$

$$M_v a(x^0) = y_v \varphi(x^0), \quad y_v = \frac{M_v}{\varphi_0}. \quad (23)$$

Определим "частицы" как голоморфные полевые переменные

$$\begin{aligned} v_k^\perp(x^0) &= \sum_\sigma \frac{1}{\sqrt{2V_0 \omega(\varphi, k)}} (a_\sigma^{\perp+}(-k, x^0) e_\sigma^\perp(-k) + a_\sigma^\perp(k, x^0) e_\sigma^\perp(k)), \\ p_k^\perp(x^0) &= -i \sum_\sigma \frac{\sqrt{\omega(\varphi, k)}}{\sqrt{2V_0}} (a_\sigma^{\perp+}(-k, x^0) e_\sigma^\perp(-k) - a_\sigma^\perp(k, x^0) e_\sigma^\perp(k)), \\ v_k^\parallel(x^0) &= \frac{\sqrt{\omega(\varphi, k)}}{y_v \varphi \sqrt{2V_0}} (a^\parallel(-k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k) + a^\parallel(k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k)), \\ p_k^\parallel(x^0) &= -i \frac{y_v \varphi}{\sqrt{2V_0 \omega(\varphi, k)}} (a^{\parallel+}(-k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k) - a^\parallel(k, x^0) e_\sigma^\parallel(-k)). \end{aligned} \quad (24)$$

(Здесь $e_{\sigma}^{\perp}$ и $e_{\sigma}^{\parallel}$ - векторы поперечной и продольной поляризации соответственно). Эти переменные выделены, т.к. диагонализуют полевой гамильтониан

$$H^I = \sum_{k, \sigma, I} \omega(\varphi, k) \left(\hat{N}_{k, \sigma}^I + 1/2 \right),$$

где $\omega(\varphi, k) = \sqrt{k^2 + y_{\nu} \varphi^2}$ - одночастичная энергия, $\hat{N}_{k, \sigma}^I = a_{\sigma}^{I+}(-k, x^0) a_{\sigma}^I(k, x^0)$ - оператор числа частиц со спином σ и $I = \parallel, \perp$. Это определение частиц в силу зависимости массы от времени ведет к недиагональным членам в канонической дифференциальной форме как к источникам космического рождения частиц

$$\left[\sum_{\zeta} p_{\zeta}^I \partial_0 v_{\zeta}^I \right] = \sum_{\sigma, k} \frac{1}{2} \left[a_{\sigma}^{I+}(k, x^0) \partial_0 a_{\sigma}^I(-k, x^0) - a_{\sigma}^I(k, x^0) \partial_0 a_{\sigma}^{I+} \right] - \sum_{\sigma, k} \frac{1}{2} \left[a_{\sigma}^{I+}(k, x^0) a_{\sigma}^{I+}(-k, x^0) - a_{\sigma}^I(k, x^0) a_{\sigma}^I(-k, x^0) \right] \partial_0 \Delta_k^I(\varphi),$$

где ζ - индекс, включающий импульс k и спин σ векторных бозонов,

$$\Delta_v^{\perp}(\varphi) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_v}{\omega_I} \right), \quad \Delta_v^{\parallel}(\varphi) = \ln \left(\frac{\varphi}{\varphi_I} \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_v}{\omega_I} \right),$$

φ_I и ω_I космические начальные данные. Диагонализация уравнений движения преобразованиями Боголюбова

$$\begin{aligned} b_{\zeta} &= \cosh(r_{\zeta}) e^{i\theta_{\zeta}} a_{\zeta} + i \sinh(r_{\zeta}) e^{-i\theta_{\zeta}} a_{\zeta}^{\dagger}, \\ b_{\zeta}^{\dagger} &= \cosh(r_{\zeta}) e^{-i\theta_{\zeta}} a_{\zeta}^{\dagger} - i \sinh(r_{\zeta}) e^{i\theta_{\zeta}} a_{\zeta} \end{aligned} \quad (25)$$

приводит к уравнениям для коэффициентов этого преобразования, которые являются также условиями диагонализации [22]

$$[\omega_{\zeta} - \theta_{\zeta}] \sinh(2r_{\zeta}) = \Delta'_{\zeta} \cos(2\theta_{\zeta}) \cosh(2r_{\zeta}), \quad r'_{\zeta} = -\Delta'_{\zeta} \sin(2\theta_{\zeta}). \quad (26)$$

Эти коэффициенты определяют число рожденных частиц

$$\mathcal{N}_{\zeta}(\eta) = {}_{\text{sq}} \langle 0 | \hat{N}_{\zeta} | 0 \rangle_{\text{sq}} = \sinh^2 r_{\zeta}(\eta) \quad (27)$$

в течение времени η из "сжатого" вакуума, определенного условием:

$$b_{\zeta} | 0 \rangle = 0.$$

Плотность энергии рожденных частиц имеет вид

$$\rho_v = \sum_{\zeta} \omega_{\zeta}(\varphi) \left(\langle 0 | \hat{N}_{\zeta} | 0 \rangle_{\text{sq}} + 1/2 \right).$$

В дальнейшем мы ограничимся случаями, когда обратным влиянием этой плотности на эволюцию Вселенной можно пренебречь.

2.6. Начальные данные. Чтобы найти начальные данные для уравнения Боголюбова (26), заменим переменные $(r_{\zeta}, \theta_{\zeta} \rightarrow C_{\zeta}, \mathcal{N}_{\zeta})$

$$\cos(2\theta_\zeta)\sinh(2r_\zeta) = C_\zeta, \quad \sinh(2r_\zeta) = \sqrt{\mathcal{N}_\zeta(\mathcal{N}_\zeta + 1)}. \quad (28)$$

Тогда уравнения (26) принимают вид

$$\mathcal{N}'_\zeta = \left(\frac{\Delta'_\zeta}{2\omega_\zeta} \right) C_\zeta, \quad \mathcal{N}'_\zeta = -\Delta'_\zeta \sqrt{4\mathcal{N}_\zeta(\mathcal{N}_\zeta + 1) - C_\zeta^2}. \quad (29)$$

Из уравнений (29) следует, что вакуумные начальные состояния $\mathcal{N}_\zeta(\eta = 0) = 0$ соответствуют значению $C_\zeta(\eta = 0) = 0$. Это дает следующие начальные значения коэффициентов r и θ

$$r_\zeta(\eta = 0) = 0, \quad \theta_\zeta(\eta = 0) = \frac{\pi}{4}. \quad (30)$$

Полученная система уравнений является замкнутой и для своего решения требует указания уравнения состояния и начальных данных для числа частиц и масштабного фактора.

2.7. Вычисление функции распределения. Рассмотрим пример решения полученной системы уравнений для сверхжесткого уравнения состояния $\rho = \rho_{Rigid}$ без учета обратного влияния плотности рожденных бозонов на эволюцию Вселенной.

В этом случае уравнения Боголюбова (26), переписанные в безразмерных переменных

$$\tau = \eta^2 H_I = \eta/\eta_I, \quad x = q/M_I \quad (31)$$

и для начальных данных $M_I = M_v(\eta = 0)$, $H_I = H(\eta = 0)$ с учетом дисперсионного соотношения $\omega_v = H_I \gamma_v \sqrt{1 + \tau + x^2}$, где

$$\gamma_v = \frac{M_I}{H_I}, \quad (32)$$

принимают вид

$$\begin{aligned} \left[\frac{\gamma_v}{2} \sqrt{(1 + \tau) + x^2} - \frac{d\theta_v^{\parallel}}{d\tau} \right] \tanh(2r_v^{\parallel}) &= \frac{1}{4} \left[\frac{2}{(1 + \tau)} - \frac{1}{[(1 + \tau) + x^2]} \right] \cos(2\theta_v^{\parallel}), \\ \frac{d}{d\tau} r_v^{\parallel} &= -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{(1 + \tau)} - \frac{1}{2[(1 + \tau) + x^2]} \right] \sin(2\theta_v^{\parallel}), \\ \left[\frac{\gamma_v}{2} \sqrt{(1 + \tau) + x^2} - \frac{d}{d\tau} \theta_v^{\parallel} \right] \tanh(2r_v^{\parallel}) &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{(1 + \tau) + x^2} \right] \cos(2\theta_v^{\parallel}), \\ \frac{d}{d\tau} r_v^{\parallel} &= -\frac{1}{4} \left[\frac{1}{(1 + \tau) + x^2} \right] \sin(2\theta_v^{\parallel}). \end{aligned}$$

Эти уравнения решались численно при положительных значениях импульса $x = q/M_r$, используя асимптотику решений $r(\tau) \rightarrow \text{const} \cdot \tau$, $\theta(\tau) = \pi/4 + O(\tau)$ из окрестности $\tau = 0$. Функции распределения продольных $\mathcal{N}^{\parallel}(x, \tau)$ и поперечных $\mathcal{N}^{\perp}(x, \tau)$ векторных бозонов для начальных данных $H_I = M_r$, $\gamma_v = 1$ представлены на рис.1. Выбор этих начальных данных определяется нижней границей для массы бозона из области ее начальных значений,

разрешенной соотношением неопределенности $\delta E \eta, \geq \hbar$ для изменений энергии $\delta E = 2 M_I$ при рождении пары бозонов во Вселенной с минимальным временем жизни для рассматриваемого случая $\eta_I = 1/2 H_I$.

Из рис.1. видно, что продольная компонента функции распределения на порядок больше поперечной, что демонстрирует более интенсивное

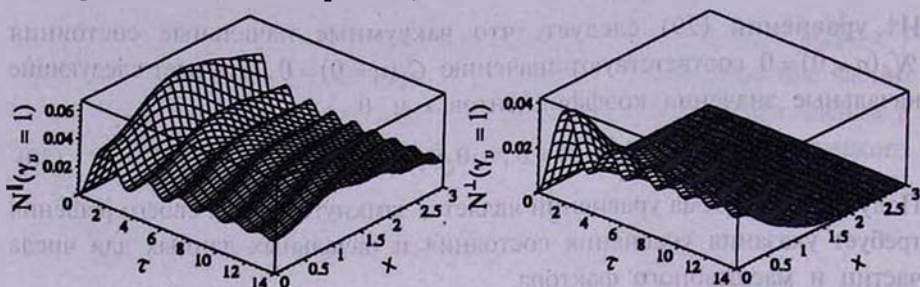


Рис.1. Зависимость продольных $N^{\parallel}$ и поперечных $N^{\perp}$ компонент функции распределения векторных бозонов от безразмерного времени $\tau = \eta_2 H_I$ и безразмерного импульса $x = q/M_I$ при значении начальных данных $M_I = H_I (\gamma_v = 1)$.

космологическое рождение продольных бозонов по сравнению с поперечными. Медленное убывание по импульсу продольной компоненты объясняется сингулярностью по массе функции распределения продольных векторных бозонов [9-11]. Одним из следствий такого медленного убывания является расходимость плотности рожденных частиц [3]

$$n_v(\eta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dq q^2 [\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta) + 2\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta)] \rightarrow \infty. \quad (33)$$

Можно проверить, что расходимость имеет место для любого уравнения состояния, что является дефектом низшего порядка теории возмущений, где пренебрегается взаимодействиями векторных бозонов, в том числе сечениями рассеяния, формирующими интеграл столкновения в кинетическом уравнении для функций распределения.

Расходимость интеграла по импульсу и ее физическая причина - сингулярность по массе дает уникальную возможность объяснения происхождения материи во Вселенной и ее температуры космологическим рождением частиц из вакуума. Напомним, что сама постановка проблемы происхождения первичных частиц (не говоря уже о возможности ее решения) в принципе отсутствует в инфляционной модели Вселенной, которая основана на предположениях

- 1) ненулевой вакуумной плотности скалярного поля Хиггса,
- 2) ненулевых начальных данных для чисел всех частиц СМ,
- 3) зависимости однородного скалярного поля от температуры, механизм формирования которой неизвестен,
- 4) сохранении температуры в сильно неравновесном режиме инфляционного расширения.

Согласно стандартной космологической модели расширяющейся горячей Вселенной, само существование определенной температуры материи обрезает расходящийся интеграл по импульсам соответствующим бозмановским фактором. В этом случае, при значении температуры порядка массы бозонов, Вселенная в стадии радиационной доминантности способна родить столько бозонов с плотностью порядка T^3 , сколько это нужно для объяснения самой стадии радиационной доминантности, если рассматривать радиацию как окончательный продукт распада первичных бозонов. Напомним, что сама радиационная доминантность в стандартной космологической модели есть необходимое условие достаточно твердо установленной эволюции распределения материи по ее химическому составу.

Этот результат ставит следующие вопросы: Что было в расширяющейся Вселенной до рождения векторных бозонов? Можно ли объяснить всю наблюдаемую материю (с реликтовым излучением и барионно-асимметричной материей) ее космологическим рождением из вакуума в стадии радиационной доминантности?

Последние данные по определению зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [13-15], свидетельствующие о доминантности во Вселенной ненаблюдаемой темной материи (названной *квинтэссенцией* [23,24]), поставили вопрос: можно ли, вообще, объяснить в сценарии горячей Вселенной появление стадии чисто радиационной материи между двумя инфляционными стадиями - быстрой (реликтовой) и медленной *квинтэссенцией*, которые обе к наблюдаемой материи не имеют отношения? Почему радиационно-доминантная стадия снова должна переходить в инфляционную стадию, как это следует из результатов наблюдения Сверхновых [13-15]? Все эти проблемы еще не нашли удовлетворительного объяснения в рамках инфляционной модели и сценария Горячей Вселенной.

3. Заключение. Основным результатом работы является описание эффекта интенсивного рождения продольных векторных бозонов из вакуума с расходящимся интегралом для плотности числа рожденных частиц в низшем порядке теории возмущения. Расходимость интеграла, на наш взгляд, есть следствие отсутствия безмассового предела массивной векторной теории, что было обнаружено еще в ранних работах Огивецкого и Полубаринова [10], а также Славного и Фаддеева [11]. Этот эффект рассматривался путем сравнения двух возможных эталонов измерения: абсолютного (не расширяющегося вместе со Вселенной) и относительного (расширяющегося вместе со Вселенной), которые соответствуют СК и КК, связанных между собой конформными преобразованиями.

В случае стандартной космологической модели расширяющейся горячей Вселенной существующая изначально первичная температура обрезает расходящийся интеграл по импульсам соответствующим бозмановским

фактором. При значении температуры порядка массы бозонов Вселенная в стадии радиационной доминантности способна родить столько бозонов с плотностью порядка T^3 , сколько это нужно для объяснения самой стадии радиационной доминантности, если рассматривать радиацию как окончательный продукт распада первичных бозонов.

Предельно жесткое уравнение состояния в рамках конформной космологии описывает одновременно все стадии эволюции Вселенной: современную стадию ускоряющейся эволюции (в соответствии с последними данными по Сверхновым), стадию химической эволюции материи во Вселенной и стадию рождения из геометрического вакуума первичных частиц, наиболее сингулярных по массе (в Стандартной Модели единственными претендентами на роль таких первичных частиц являются продольные векторные бозоны W , Z).

Этот результат порождает несколько фундаментальных вопросов: каково происхождение первичной температуры? Можно ли вводить понятие температуры в сильно неравновесной стадии инфляционного расширения? Что было в расширяющейся Вселенной до рождения векторных бозонов? Можно ли объяснить происхождение всей наблюдаемой материи (с реликтовым излучением и барионно-асимметричной материей) ее космологическим рождением из вакуума? Ответов на эти вопросы в стандартной космологии до сих пор нет, однако есть надежда решения этих проблем в рамках рассматриваемого подхода, что и станет предметом будущих исследований.

Авторы благодарны Б.М.Барбашову и В.Б.Приезжеву за полезные дискуссии.

¹ Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: vrap@ysu.am

² Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна, Россия

COSMOLOGICAL MATTER ORIGIN IN CONFORMAL COSMOLOGY

V.V.PAPOYAN^{1,2}, V.N.PERVUSHIN², D.V.PROSKURIN²

Within the framework of Conformal Cosmology as an unification of General Relativity and the Standard Model, the effect of intensive cosmological creation of vector W , Z bosons is studied.

Key words: *Cosmology: theory*

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А.Тагиров, Н.А.Черников, Препр. P2-3777 (ОИЯИ, 1968).
2. К.А.Бронников, Э.А.Тагиров, Препр. P2-4151 (ОИЯИ, 1968).
3. G.L.Parker, Phys. Rev. Lett., **21**, 562, 1968; Phys. Rev., **183**, 1057, 1969; Phys. Rev. D3, 346, 1971.
4. А.А.Гриб, С.Г.Мамаев, ЯФ, **10**, 1276, 1969.
5. R.U.Sexl, H.K.Urbantke, Phys. Rev., **179**, 1247, 1969.
6. Я.Б.Зельдович, Письма в ЖЭТФ, **12**, 443, 1970.
7. Я.Б.Зельдович, А.А.Старобинский, ЖЭТФ, **61**, 2161, 1971.
8. А.Д.Линде, Физика элементарных частиц и инфляционная космология, Наука, М., 1990.
9. H.-P.Pavel, V.N.Pervushin, Int. J. Mod. Phys., **A14**, 2285, 1999.
10. В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов, ЖЭТФ, **41**, 246, 1961.
11. А.А.Славнов, Л.Д.Фаддеев, ТМФ, **3**, 18, 1970.
12. S.Weinberg, The First Three Minutes. A modern View of the Origin of the Universe (Basic Books, Inc., Publishers, New-York, 1977).
13. A.G.Riess et al., Astronomy J., **116**, 1009, 1998.
14. S.Perlmutter et al., Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
15. A.G.Riess et al., Astrophys. J., **560**, 49, 2001.
16. D.Behnke, D.B.Blaschke, V.N.Pervushin, D.Proskurin, Phys. Lett., **B530**, 20, 2002 [gr-qc/0102039].
17. J.V.Narlikar, Space Sci. Rev., **50**, 523, 1989.
18. E.Kasner, Amer. J. Math., **43**, 217, 1921.
19. В.А.Белинский, Е.М.Лифшиц, И.М.Халатников, Успехи физ. наук, **102**, 463, 1970; ЖЭТФ, **60**, 1969, 1971.
20. Б.М.Барбашов, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин, ТМФ, **131**, 2002 (в печати).
21. V.N.Pervushin, D.Proskurin, "Cosmic Evolution as Inertial Motion in the Field Space of GR", hep-th/0205084.
22. V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski, J. Phys. A: Math. Gen., **32**, 6191, 1999.
23. S.Perlmutter, M.S.Turner, M.White, Phys. Rev. Lett., **83**, 670, 1999.
24. I.Zlatev, L.Wang, P.J.Steinhardt, Phys. Rev. Lett., **82**, 896, 1999.
25. Джеймс Клерк Максвелл, Трактат об электричестве и магнетизме, т.1, Наука, М., 1989, с.10.

УДК: 524.8:531.51

ВАКУУМНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОНФОРМНО-ПЛОСКОЙ БРАН-КОСМОЛОГИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ РАДИОНА

А.А.СААРЯН

Поступила 31 июля 2002

Принята к печати 6 ноября 2002

Исследованы вакуумные квантовые эффекты конформно-связанного скалярного поля на фоне конформно-плоской геометрии бран-миров. На основе соответствующих результатов для пространства-времени Минковского в общем случае смешанных граничных условий на бранах выведены формулы для вакуумных средних тензора энергии-импульса и для вакуумных сил, действующих на границы. Рассмотрен важный частный случай AdS-фона и обсуждаются приложения к модели Рэндалл-Сундрума. Показана возможность стабилизации радиона вакуумными силами.

1. *Введение.* В последние годы у физиков вызывают большой интерес модели с дополнительными пространственными размерностями. Основной стимул для рассмотрения пространства как многомерного дают теории, которые наиболее адекватным образом включают в себя гравитацию: теория струн и М-теория. Почти все варианты этих теорий естественно и самосогласованно формулируются в пространстве-времени с числом измерений больше четырех. Одной из основных проблем многомерных теорий является механизм, благодаря которому дополнительные измерения скрыты, так что при изучении обычных физических явлений пространство-время выглядит как эффективно четырехмерное. До последнего времени в основном рассматривались теории типа модели Калуцы-Клейна, в которых дополнительные измерения компактны и по существу однородны. Именно компактность дополнительных измерений обеспечивает в таких моделях эффективную четырехмерность пространства-времени на расстояниях, превышающих масштаб компактификации. Однако недавно особое внимание стало уделяться представлению о бран-мирах, в котором подразумевается локализация обычного вещества на трехмерном многообразии - бране, вложенном в объемлющее многомерное пространство, а дополнительные измерения доступны только гравитонам и, возможно, другим гипотетическим частицам, слабо взаимодействующим с веществом. В моделях бран-миров дополнительные измерения могут иметь большой или даже бесконечно большой размер и могут приводить к экспериментально наблюдаемым эффектам. Наличие больших дополнительных измерений позволяет редуцировать фундаментальный многомерный гравитационный масштаб к энергиям порядка 1 ТэВ [1] и тем самым разрешить проблему иерархии

между планковским и электрослабым масштабами. Одним из наиболее популярных сценариев бран-миров является модель, предложенная Рэндалл и Сундрупом [2]. Она основана на нефакторизуемой геометрии и содержит одно дополнительное измерение, являющееся S_1/Z_2 орбифолдом. Две браны с тремя пространственными измерениями и с противоположными натяжениями находятся в неподвижных точках орбифолда и вместе с отрицательной фоновой космологической постоянной являются источником пятимерной гравитации. Соответствующая пространственно-временная метрика содержит фактор, который экспоненциально зависит от радиуса дополнительной размерности. В сценарии, предложенном в [2], расстояние между бранами связано с вакуумным ожиданием безмассового четырехмерного скалярного поля (поле радиона). Это модулярное поле имеет нулевой потенциал и, следовательно, расстояние не определяется динамикой модели. Для успешной реализации сценария необходим механизм генерации потенциала для стабилизации расстояния между бранами. Классические стабилизирующие силы вследствие наличия нетривиальных фоновых конфигураций скалярного поля были рассмотрены в работах [3-5]. Однако, как показано в [6,7], классическое скалярное взаимодействие не может стабилизировать расстояние между двумя бранами с положительным натяжением. Другой механизм стабилизации основан на силах Казимира, генерированных квантовыми вакуумными флуктуациями фоновых полей. Для конформно-связанного скалярного поля этот эффект сначала был рассмотрен в [8] в контексте М-теории и далее в [9] для фоновой геометрии Рэндалл-Сундрума. Тот же эффект был в дальнейшем исследован в работах [10]. Недавно был предложен вариант модели бран-миров с компактным гиперболическим многообразием в качестве нетривиального внутреннего пространства [11,12]. Как показано в работах [13,14], космология в этих пространствах обладает интересными свойствами для физики ранней Вселенной. Проблема стабилизации радиона в гиперболическом сценарии бран-миров рассмотрена в [15].

В данной работе исследованы вакуумные средние тензора энергии-импульса конформно-связанного скалярного поля на фоне конформно-плоской геометрии бран-миров. Рассмотрены общие плоско-симметричные решения уравнений гравитационного поля и граничные условия Робина на бранах. Последние включают, как частный случай, граничные условия Дирихле и Неймана. В этих геометриях казимировский тензор энергии-импульса может быть генерирован из соответствующих результатов для случая плоского пространства-времени с использованием стандартного закона преобразования. Ранее этот метод был использован для вывода вакуумных характеристик конфигурации Казимира вблизи статической доменной стенки в случае скалярного поля с граничными условиями Дирихле на пластинах. Для граничных условий Неймана или более общих смешанных граничных условий необходимо иметь казимировский тензор энергии-импульса в

пространстве-времени Минковского в случае граничных условий Робина с коэффициентами, связанными с компонентами метрики геометрии бран-мира и с граничными массовыми членами. Эффект Казимира для скалярного поля с общей конформной связью и с граничными условиями Робина на фоне пространства-времени Минковского исследован в работе [16] для плоских границ и в работах [17,18] для сферически и цилиндрически симметричных границ. В данной работе мы воспользуемся результатами работы [16] для генерации вакуумного тензора энергии-импульса на фоне конформно-плоских многообразий. Статья организована следующим образом. В следующем разделе исследованы вакуумные средние тензора энергии-импульса конформно-связанного скалярного поля и действующие на браны вакуумные силы для общего случая конформно-плоского плоско-симметричного фонового многообразия. В разделе 3 соответствующие результаты конкретизированы для анти-де-ситтеровского фона. Основные результаты работы подытожены в Заключение.

2. Вакуумные средние тензора энергии-импульса. Рассмотрим безмассовое скалярное поле $\varphi(x)$, конформно-связанное со скаляром Риччи R $D+1$ - мерной фоновой метрики $g_{\mu\nu}$. Соответствующее уравнение поля имеет вид

$$(\nabla_\mu \nabla^\mu + \zeta R)\varphi(x) = 0, \quad \zeta = \frac{D-1}{4D}, \quad (1)$$

где ∇_μ - оператор ковариантного дифференцирования, ζ - параметр связи с кривизной. Пусть фоновое пространство-временное многообразие является конформно-плоским с метрикой

$$g_{\mu\nu} = e^{-2\sigma(z)} \eta_{\mu\nu}, \quad \mu, \nu = 0, 1, \dots, D, \quad (2)$$

где $\sigma(z)$ - произвольная функция координаты $x^D \equiv z$, $\eta_{\mu\nu}$ - метрический тензор пространства-времени Минковского. Соответствующий скаляр Риччи имеет вид

$$R = De^{2\sigma} [2\sigma''(z) - (D-1)\sigma'^2(z)], \quad (3)$$

а штрих означает производную по z . Ниже будем полагать, что на фоне метрики (2) имеются две параллельные браны с координатами $z = z_1$ и $z = z_2$, на которых поле $\varphi(x)$ удовлетворяет смешанным граничным условиям (условия Робина),

$$(a_j + b_j n^\mu \nabla_\mu)\varphi(x) = 0, \quad z = z_j, \quad j = 1, 2, \quad (4)$$

где n^μ - вектор нормали соответствующих гиперповерхностей, $n_\mu n^\mu = -1$, а a_j, b_j являются постоянными. Введя новую координату y согласно

$$dy = e^{-\sigma(z)} dz, \quad (5)$$

условия (4) запишутся в виде

$$(a_j + (-1)^{j-1} b_j e^{\sigma(z_j)} \partial_z) \varphi(x) = (a_j + (-1)^{j-1} b_j \partial_y) \varphi(x) = 0, \quad y = y_j, \quad j = 1, 2, \quad (6)$$

Заметим, что собственное (физическое) расстояние между бранами определяется координатой y :

$$\Delta y \equiv y_2 - y_1 = \int_{z_1}^{z_2} e^{-\sigma(z)} dz. \quad (7)$$

Граничные условия Дирихле и Неймана являются частными случаями условий (4), соответствующими наборам постоянных $(a_j, b_j) = (1, 0)$ и $(a_j, b_j) = (0, 1)$, соответственно. Дальнейшие результаты будут зависеть только от отношения b_j/a_j , $j=1, 2$. Однако с точки зрения предельных переходов к случаям условий Дирихле и Неймана удобно записать граничные условия в виде (4).

Целью данной работы является исследование вакуумных средних тензора энергии-импульса поля $\varphi(x)$ в области $z_1 < z < z_2$. Вследствие наличия граничных условий, спектр нулевых колебаний скалярного поля меняется по сравнению с ситуацией без границ. Это приводит к изменениям в вакуумных средних физических величин, таких, как вакуумная плотность энергии и вакуумные натяжения. В результате появляются силы, действующие на браны. Это является проявлением хорошо известного эффекта Казимира (см., например, [19-22] и приведенные там ссылки).

Для конформно-связанного скалярного поля, воспользовавшись уравнением (1), выражение для метрического тензора энергии-импульса можно представить в виде

$$T_{\mu\nu} = \nabla_\mu \varphi \nabla_\nu \varphi - \zeta \left(\frac{g_{\mu\nu}}{D-1} \nabla_\rho \nabla^\rho + \nabla_\mu \nabla_\nu + R_{\mu\nu} \right) \varphi^2, \quad (8)$$

где $R_{\mu\nu}$ - тензор Риччи метрики $g_{\mu\nu}$. Квантование скалярного поля на фоне метрики (2) и с граничными условиями (4) проводится стандартным образом. Пусть $\{\varphi_\alpha(x), \varphi_\alpha^*(x)\}$ - полный набор положительно и отрицательно частотных решений уравнения поля (1), удовлетворяющих граничным условиям (4). Разлагая оператор поля по этим собственным функциям и воспользовавшись соответствующими коммутационными соотношениями и определением вакуума, для вакуумных ожиданий тензора энергии-импульса получим

$$\langle 0 | T_{\mu\nu}(x) | 0 \rangle = \sum_\alpha T_{\mu\nu} \{ \varphi_\alpha(x), \varphi_\alpha^*(x) \}, \quad (9)$$

где $|0\rangle$ - амплитуда соответствующего вакуумного состояния, а билинейная форма $T_{\mu\nu} \{ \varphi, \psi \}$ в правой части определяется видом классического тензора энергии-импульса (7). В рассматриваемой здесь задаче мы имеем конформно-тривиальную ситуацию: конформно-инвариантное поле на фоне конформно-плоского пространства-времени. В результате соответствующие вакуумные ожидания могут быть получены из результатов для скалярного

поля $\bar{\phi}$ на фоне плоского пространства-времени с метрикой $\eta_{\mu\nu}$ на основе конформных свойств задачи. При конформном преобразовании метрики $g_{\mu\nu} = \Omega^2(x)\eta_{\mu\nu}$ поле $\bar{\phi}$ преобразуется по закону

$$\phi(x) = \Omega^{(1-D)/2} \bar{\phi}(x), \quad (10)$$

где конформный фактор для метрики (2) равен $\Omega = e^{-\sigma(z)}$. Запишем граничные условия для поля $\bar{\phi}(x)$ в виде, аналогичном (6):

$$(\bar{a}_j + (-1)^{j-1} \bar{b}_j \partial_z) \bar{\phi}(x) = 0, \quad z = z_j, \quad j = 1, 2, \quad (11)$$

с новыми постоянными $\bar{a}_j, \bar{b}_j$. Сравнивая с граничными условиями (4), с учетом закона преобразования (10) получим следующее соотношение между соответствующими коэффициентами Робина:

$$\bar{a}_j = a_j + (-1)^{j-1} \frac{D-1}{2} \sigma'(z_j) e^{\sigma(z_j)} b_j, \quad \bar{b}_j = b_j e^{\sigma(z_j)}. \quad (12)$$

Заметим, что, поскольку граничное условие Дирихле конформно инвариантно, скаляр Дирихле на искривленном фоне соответствует скаляру Дирихле на фоне плоского пространства-времени. Однако для скалярного поля с граничным условием Неймана соответствующий скаляр на фоне плоского пространства-времени удовлетворяет граничному условию Робина с коэффициентами $\bar{a}_j = (-1)^{j-1} (D-1) \sigma'(z_j)/2$ и $\bar{b}_j = 1$. Эффект Казимира для скалярного поля с произвольным параметром конформной связи ζ и с граничными условиями (11) на двух параллельных пластинах в пространстве-времени Минковского исследован в работе [16]. В частном случае поля с конформной связью соответствующие регуляризованные вакуумные средние тензора энергии-импульса постоянны в области между пластинами и имеют вид

$$\langle \bar{T}^\mu_{\alpha\beta}[\eta_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}} = - \frac{J_D(B_1, B_2)}{2^D \pi^{D/2} a^{D+1} \Gamma(D/2 + 1)} \text{diag}(1, 1, \dots, -D), \quad z_1 < z < z_2, \quad (13)$$

где $\Gamma(x)$ - гамма функция,

$$J_D(B_1, B_2) = \text{p.v.} \int_0^\infty \frac{t^D dt}{\frac{(B_1 t - 1)(B_2 t - 1)}{(B_1 t + 1)(B_2 t + 1)} e^{2t} - 1}, \quad (14)$$

и введены обозначения

$$B_j = \frac{\bar{b}_j}{\bar{a}_j a}, \quad j = 1, 2, \quad a = z_2 - z_1. \quad (15)$$

Подынтегральная функция в (14) в зависимости от значений коэффициентов B_j может иметь простые полюсы. Символ п.в. означает, что в этих полюсах интеграл определяется в смысле главного значения по Коши. Для скалярного поля с граничными условиями Дирихле имеем $B_1 = B_2 = 0$ и функция (14) равна $J_D(0, 0) = 2^{-D-1} \Gamma(D+1) \zeta_R(D+1)$, где $\zeta_R(x)$ - дзета функция Римана. Заметим, что в областях $z < z_1$ и $z > z_2$ казимировские

плотности равны нулю:

$$\langle \bar{T}_\nu^\mu [\eta_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}} = 0, \quad z < z_1, \quad z > z_2. \quad (16)$$

Это непосредственно следует также из формулы (13) предельным переходом $z_1 \rightarrow -\infty$ или $z_2 \rightarrow +\infty$. Области значений коэффициентов B_1, B_2 , в которых знаменатель подынтегрального выражения в формуле (14) имеет нули относительно t , указаны в работе [16]. В частности, знаменатель

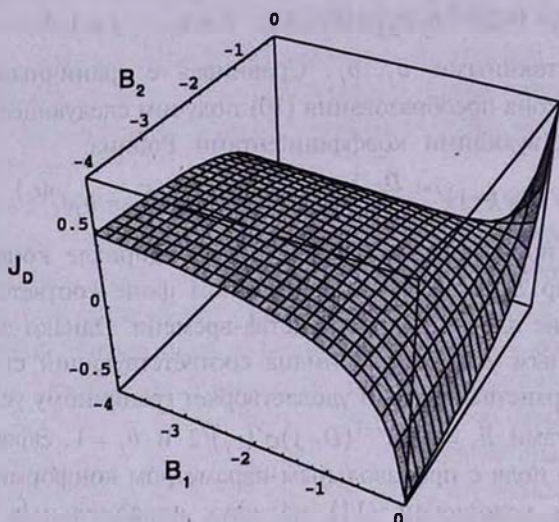


Рис.1. График функции $J_D(B_1, B_2)$ при $D=4$ в зависимости от B_1 и B_2 .

не обращается в нуль в областях $\{B_1 + B_2 \geq 1, B_1 B_2 \leq 0\} \cup \{B_{1,2} \leq 0\}$. На рис.1 изображена функция $J_D(B_1, B_2)$ при $D=4$ в зависимости от B_1 и B_2 и в области $B_{1,2} \leq 0$.

Вакуумный тензор энергии-импульса на искривленном фоне, определяемом метрикой (2), можно найти с помощью стандартного закона преобразования между конформно-связанными задачами (см., например, [23]) и имеет вид

$$\langle T_\nu^\mu [g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}} = \langle T_\nu^\mu [g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(0)} + \langle T_\nu^\mu [g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(b)}. \quad (17)$$

Здесь первое слагаемое в правой части соответствует тензору энергии-импульса для искривленного фона без границ (чисто гравитационная часть), а второе слагаемое обусловлено наличием границ, в роли которых выступают браны. Для рассматриваемого здесь случая конформно-связанного поля на фоне конформно-плоского пространства-времени чисто гравитационная часть тензора энергии-импульса полностью определяется аномалией следа и связана с расходящейся частью соответствующего эффективного действия соотношением [23]

$$\langle T_\nu^\mu [g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(0)} = 2 g^{\mu\sigma}(x) \frac{\delta}{\delta g^{\nu\sigma}(x)} W_{\text{div}} [g_{\alpha\beta}]. \quad (18)$$

Заметим, что в пространстве-времени нечетной размерности конформная аномалия отсутствует и соответствующая гравитационная часть равна нулю:

$$\langle T_{\nu}^{\mu}[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(0)} = 0, \quad \text{для четных } D. \quad (19)$$

Часть вакуумного тензора энергии-импульса, обусловленная наличием границ, связана с соответствующими величинами (13) и (16) для плоского пространственно-временного фона соотношением [23]

$$\langle T_{\nu}^{\mu}[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(b)} = \frac{\langle \bar{T}_{\nu}^{\mu}[\eta_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}}{\sqrt{|\det(g_{\alpha\beta})|}}. \quad (20)$$

С учетом формулы (13) отсюда получим

$$\langle T_{\nu}^{\mu}[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(b)} = -\frac{e^{(D+1)\sigma(z)} J_D(B_1, B_2)}{2^D \pi^{D/2} a^{D+1} \Gamma(D/2 + 1)} \text{diag}(1, 1, \dots, -D), \quad (21)$$

при $z_1 < z < z_2$, и

$$\langle T_{\nu}^{\mu}[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}^{(b)} = 0, \quad \text{при } z < z_1, \quad z > z_2. \quad (22)$$

В формуле (21) постоянные B_j связаны с коэффициентами в граничных условиях (4) соотношениями (15), (12) и являются функциями от z_j . В частности, для граничных условий Неймана имеем $B_j^{(N)} = 2(-1)^{j-1} / [a(D-1)\sigma'(z_j)]$.

Граничная часть полной энергии вакуума на единицу площади браны $z = z_j$ получается интегрированием по области между пластинами:

$$E_j^{(b)} = e^{D\sigma(z_j)} \int_{z_1}^{z_2} \langle T_0^0 \rangle_{\text{ren}}^{(b)} e^{-(D+1)\sigma(z)} dz = -\frac{e^{D\sigma(z_j)} J_D(B_1, B_2)}{2^D \pi^{D/2} \Gamma(D/2 + 1) a^D}. \quad (23)$$

Вакуумная сила, действующая на единицу поверхности границы с $z = z_j$, определяется разностью

$$\langle T_D^D[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}|z=z_j+0} - \langle T_D^D[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}|z=z_j-0}. \quad (24)$$

Поскольку гравитационная часть является непрерывной функцией от z , то отсюда следует, что она не дает вклада в вакуумные силы, действующие на браны. Эти силы, действующие на единицу поверхности браны $z = z_j$, определяются граничной частью вакуумного давления, $p_D = -\langle T_D^D[g_{\alpha\beta}] \rangle_{\text{ren}}$, в точке $z = z_j$:

$$p_{Dj}(z_1, z_2) = -\frac{e^{(D+1)\sigma(z_j)} J_D(B_1, B_2)}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2) a^{D+1}}. \quad (25)$$

Поскольку собственная площадь элемента гиперповерхности $z = z_j$ с координатами $0 \leq x^i \leq \Delta x^i$, $i = 1, 2, \dots, D-1$ равна $e^{-D\sigma(z_j)} \Delta x^1 \dots \Delta x^{D-1}$, то сила, действующая на этот элемент, определяется формулой $p_{Dj}(z_1, z_2) e^{-D\sigma(z_j)} \Delta x^1 \dots \Delta x^{D-1}$. Выражение (25) соответствует силам отталкивания между границами при $p_{Dj} > 0$ и силам притяжения - при $p_{Dj} < 0$.

Равновесные положения бран соответствуют нулям выражения в правой части (25): $p_D(z_1, z_2) = 0$. Эти точки являются нулями функции $J_D(B_1, B_2)$, задаваемой выражением (14), и одни и те же для обеих бран. Заметим, что в этих точках вакуумные средние граничной части тензора энергии-импульса (21) и полная граничная энергия вакуума между бранами (23) также обращаются в нуль. Расположение указанных нулей при $D=4$ в квадранте $B_{1,2} \leq 0$ плоскости (B_1, B_2) изображено на рис.2. Функция $J_D(B_1, B_2)$ положительна в области между кривыми (область, включающая точку $(0, 0)$), равна нулю на этих кривых и отрицательна вне указанной области. Когда $B_1 = 0$, нуль функции $J_D(B_1, B_2)$ получается при значении $B_2 \approx -0.447$. В пределе $B_1 \rightarrow \infty$ для соответствующего нуля имеем $B_2 \approx -0.438$.

3. *Казимировские плотности и вакуумные силы на AdS_{D+1} фоне.* В качестве приложения полученных выше общих результатов рассмотрим важный частный случай анти-де-ситтеровского фона AdS_{D+1} . Пространство анти-де-Ситтера является максимально-симметричным решением (максимальное число векторов Киллинга) уравнений Эйнштейна с отрицательной космологической постоянной. В современной гравитационной физике интерес к этому пространству обусловлен несколькими причинами. Во-первых, вблизи горизонтов различных бран-решений теории струн и супергравитации геометрия описывается AdS -метрикой. Дуальность между физикой на AdS -фоне и конформной теорией поля на границе (AdS/CFT соответствие) устанавливает связь между супергравитацией в пространстве анти-де-Ситтера и суперсимметричной теорией Янга-Миллса

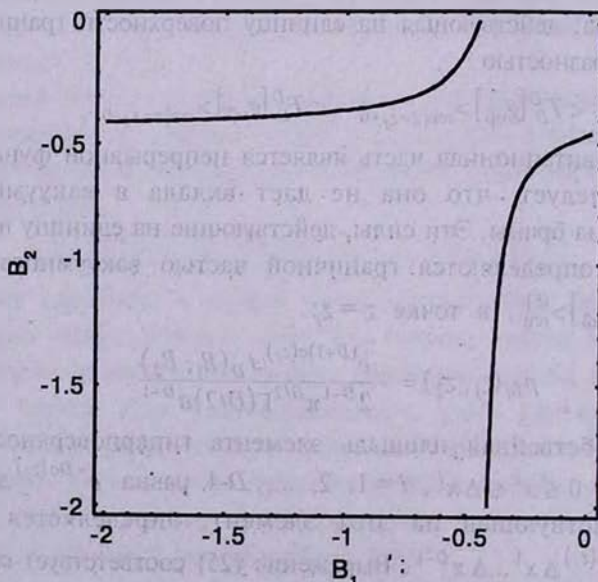


Рис.2. Расположение нулей функции $J_D(B_1, B_2)$ на квадранте $B_{1,2} \leq 0$ плоскости (B_1, B_2) при $D=4$.

[24] (см. также обзор [25]). Во-вторых, пространство анти-де-Ситтера является точным максимально суперсимметричным вакуумным состоянием теорий струн и супергравитации. И, наконец, это пространство является фоновой геометрией большинства моделей бран-миров.

Для фоновой геометрии AdS_{D+1} определяющая конформный фактор функция $\sigma(z)$ в выражении (2) для метрики имеет вид

$$\sigma(z) = \ln(k_D z) = k_D y, \quad (26)$$

где постоянная k_D определяет соответствующий радиус кривизны пространства анти-де-Ситтера и связана со скаляром Риччи соотношением $R = -D(D+1)k_D^2$. Теперь выражения для коэффициентов B_j , $j = 1, 2$ принимают вид

$$B_j = \frac{b_j k_D z_j}{(z_2 - z_1) [a_j + (-1)^{j-1} (D-1) k_D b_j / 2]}. \quad (27)$$

Заметим, что, согласно (7), теперь отношение z_2/z_1 связано с собственным расстоянием между бранами соотношением

$$z_2/z_1 = e^{k_D \Delta y}. \quad (28)$$

Для вакуумного тензора энергии-импульса, индуцированного бранами, имеем

$$\langle T_{\nu}^{\mu} [g_{\text{эф}}] \rangle_{\text{рен}}^{(b)} = - \left(\frac{k_D z}{z_2 - z_1} \right)^{D+1} \frac{J_D(B_1, B_2)}{2^D \pi^{D/2} \Gamma(D/2 + 1)} \text{diag}(1, 1, \dots, 1, -D). \quad (29)$$

где B_j являются функциями собственного расстояния между бранами. Объемная вакуумная энергия на единицу гиперповерхности на бране $z = z_j$ получается из формулы (23):

$$E_j^{(b)} = - \left(\frac{k_D z_j}{z_2 - z_1} \right)^D \frac{J_D(B_1, B_2)}{2^D \pi^{D/2} \Gamma(D/2 + 1)}. \quad (30)$$

Вакуумные силы на единицу поверхности являются функциями собственного расстояния Δy и отношения коэффициентов Робина a_j/b_j :

$$p_{Dj} = - \left(\frac{k_D z_j}{z_2 - z_1} \right)^{D+1} \frac{J_D(B_1, B_2)}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2)}, \quad j = 1, 2. \quad (31)$$

Рассмотрим предельные случаи формулы (31). Пусть сначала собственное расстояние между бранами намного больше радиуса кривизны анти-де-ситтеровского пространства: $k_D \Delta y \gg 1$. В этом случае, согласно формуле (28), имеем $z_2 \gg z_1$, и поэтому $|B_1| \ll 1$. В ведущем порядке по отношению z_1/z_2 для вакуумных сил получим

$$p_{Dj} \approx -e^{(D+1)(j-2)k_D \Delta y} \frac{k_D^{D+1} J_D(0, B_2)}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2)}, \quad B_2 = \frac{b_2 k_D}{a_2 - (D-1)k_D b_2/2}, \quad j = 1, 2. \quad (32)$$

В частности, величина p_{D2} стремится к постоянному, отличному от нуля, пределу. Из рис.2 следует, что $J_D(0, B_2) > 0$ при $-0.447 < B_2 < 0$ и

$J_D(0, B_2) < 0$ при $B_2 < -0.447$. В результате, на больших расстояниях вакуумные силы являются силами притяжения в первом случае и силами отталкивания - во втором.

Рассмотрим теперь предел малых расстояний, $k_D \Delta y \ll 1$. Теперь, согласно (28), $z_2/z_1 - 1 = k_D \Delta y$ и следует различать два случая. При $k_D |b_j| \ll 1$ из (31) в ведущем порядке имеем

$$p_{Dj} \approx -\frac{J_D(B_1, B_2)}{2^D \pi^{D/2} \Gamma(D/2) (\Delta y)^{D+1}}, \quad B_j \approx \frac{b_j}{\Delta y a_j}, \quad \Delta y, \quad |b_j| \ll k_D^{-1}, \quad (33)$$

что совпадает с соответствующим результатом на фоне плоского пространства-времени [16]. При значениях же $k_D |b_j| \gg 1$ имеем $|B_j| \gg 1$ и из общей формулы (31) получаем

$$p_{Dj} \approx -\frac{D \Gamma\left(\frac{D+1}{2}\right) \zeta_R(D+1)}{(4\pi)^{(D+1)/2} (\Delta y)^{D+1}}, \quad k_D \Delta y \ll 1, \quad k_D |b_j| \gg 1. \quad (34)$$

Это выражение совпадает с результатом на фоне плоского пространства-времени для случая граничных условий Дирихле или Неймана. Соответствующие вакуумные силы являются силами притяжения. Если же $b_1 = 0$ (граничное условие Дирихле на бране $z = z_1$) и $k_D |b_2| \gg 1$, то $B_1 = 0$, $|B_2| \gg 1$ и в пределе малых расстояний соответствующие вакуумные силы определяются формулой

$$p_{Dj} \approx (1 - 2^{-D}) \frac{D \Gamma\left(\frac{D+1}{2}\right) \zeta_R(D+1)}{(4\pi)^{(D+1)/2} (\Delta y)^{D+1}} \quad (35)$$

и являются отталкивающими. В этом случае появляется возможность стабилизации расстояния между бранами с помощью вакуумных сил. В качестве иллюстрации на рис.3 приведены графики вакуумных сил,

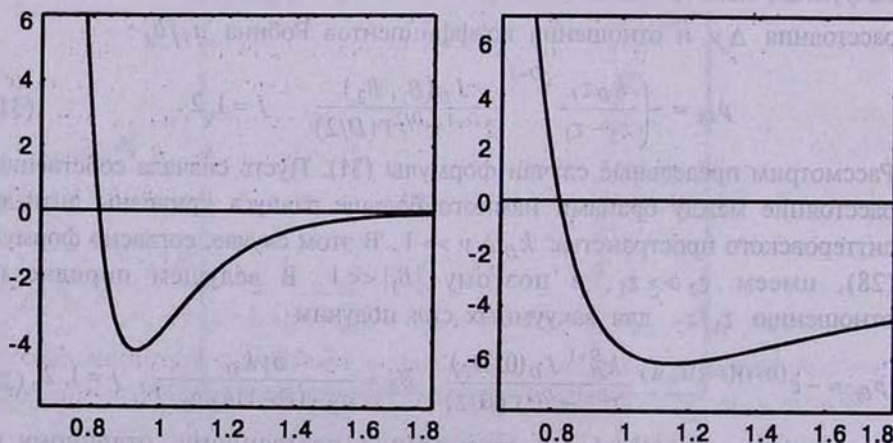


Рис.3. Вакуумные силы, действующие на единицу поверхности бран на AdS_5 -фоне, $10^3 p_D / k_D^{D+1}$ (левый график) и $10^3 p_{Dj} / k_D^{D+1}$ (правый график) в зависимости от $k_D \Delta y$ при $D=4$.

действующих на единицу поверхности бран как функции от $k_D y$ для значений параметров $b_1 = 0$, $a_2/k_D b_2 = -2.5$ и $D = 4$. Из этих графиков видно, что имеется точка равновесия при $\Delta y_0 = 0.82/k_D$, где вакуумные силы обращаются в нуль. Они являются силами отталкивания при $\Delta y < \Delta y_0$ ($p_D > 0$) и силами притяжения при $\Delta y > \Delta y_0$ ($p_D < 0$). В результате точка равновесия является устойчивой. Таким образом, мы имеем пример стабилизации расстояния между бранами с помощью вакуумных сил.

Рассмотрим теперь модель бран-миров Рэндалл-Сундрума [2], основанную на AdS-геометрии с одним дополнительным измерением. Пятая размерность y компактифицирована на орбифолде S^1/Z_2 длины Δy с $-\Delta y \leq y \leq \Delta y$ с отождествленными точками (x^μ, y) и $(x^\mu, -y)$, где x^μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ обычные четырехмерные пространственно-временные координаты. В фиксированных точках орбифолда $y = 0$ и $y = \Delta y$ расположены две 3-браны с противоположными натяжениями. Для конформного фактора в этой модели имеем $\sigma = k_D |y|$. Интересным свойством модели Рэндалл-Сундрума является возможность генерации масштаба энергии порядка ТэВ из планковского масштаба многомерной теории. Поле массы m_0 на бране $y = \Delta y$ будет иметь физическую массу $m = m_0 e^{-k_D \Delta y}$. Для значений $k_D \Delta y = 37$ и $m_0 = 10^{19}$ ГэВ получаем $m \approx 1$ ТэВ. Граничные условия на бранах для соответствующего конформно-связанного скаляра имеют вид (6) с коэффициентами Робина $a_j/b_j = -c_j k_D$, где постоянные c_j являются коэффициентами в выражении для граничного массового члена [5]:

$$m_\phi^{(b)2} = 2 k_D [c_1 \delta(y) + c_2 \delta(y - \Delta y)]. \quad (36)$$

Заметим, что мы рассматриваем общий случай, когда граничные массы различны для отдельных бран. Дополнительное требование суперсимметрии налагает условие $c_2 = -c_1$. Вакуумные средние тензора энергии-импульса, индуцированные бранами на фоне геометрии Рэндалла-Сундрума, определяются выражением (29) с дополнительным множителем $1/2$. Этот множитель обусловлен тем, что теперь в условии нормировки для собственных функций интегрирование идет по области $(-\Delta y, \Delta y)$, вместо $(0, \Delta y)$. Выражения для полной энергии и вакуумных сил не меняются и определяются выражениями (30), (31). Коэффициенты B_j в выражении для $J_D(B_1, B_2)$ определяются формулами (ниже мы рассмотрим общий случай размерности D)

$$B_j = -\frac{e^{(j-1)k_D \Delta y}}{e^{k_D \Delta y} - 1} \frac{1}{c_j + (-1)^j (D-1)/2}. \quad (37)$$

В модели Рэндалл-Сундрума для разрешения проблемы иерархии необходимо иметь $k_D \Delta y = 37$. Для этих значений расстояния между бранами имеем $|B_1| \ll |B_2|$ в предположении, что $c_1 \approx c_2$.

Выражение (30) представляет собой полную объемную энергию

Казимира, индуцированную бранами. Вообще говоря, полная энергия вакуума содержит также дополнительный вклад, обусловленный наличием локализованной на бранах поверхностной энергии. В пространстве-времени Минковского расщепление вакуумной энергии на поверхностную и объемную части для общих смешанных граничных условий представлено в работе [16]. Соответствующие результаты для конформно-связанного скаляра на AdS-фоне можно получить методом, аналогичным описанным выше. Для полной энергии вакуума на единицу поверхности браны $z=z_j$ получаем

$$E_j^{(b)tot} = - \left(\frac{k_D z_j}{z_2 - z_1} \right)^D \frac{2^{-D-1} \pi^{-D/2}}{\Gamma(D/2 + 1)} \text{p.v.} \int_0^\infty dt t^D \frac{d}{dt} \ln \left[1 - \frac{(B_1 t + 1)(B_2 t + 1)}{(B_1 - 1)(B_2 - 1)} e^{-2t} \right]. \quad (38)$$

Энергия вакуума на единицу гиперповерхности на бране $z=z_j$ может содержать дополнительные члены в виде $k_D^D \sum_{i=1}^2 \alpha_i (z_j/z_i)^D$ с постоянными коэффициентами α_1 и α_2 . Они соответствуют вкладу одной браны при отсутствии другой. Добавление этих членов к вакуумной энергии соответствует перенормировкам натяжений обеих бран (более подробное обсуждение см. в работах [9,10]).

4. Заключение. В данной работе исследован эффект Казимира для конформно-связанного скалярного поля в области между двумя параллельными бранами на фоне конформно-плоских плоско-симметричных многообразий. Рассмотрен общий случай смешанных граничных условий на бранах. Вакуумные средние тензора энергии-импульса получены из соответствующих результатов для пространства-времени Минковского с использованием конформных свойств проблемы. Чисто гравитационная часть обусловлена конформной аномалией и равна нулю для четного числа пространственных измерений. В области между бранами индуцированный границами вакуумный тензор энергии-импульса определяется формулой (21), а соответствующие вакуумные силы, действующие на единицу поверхности браны, - формулой (25). Эти силы равны нулю в нулях функции $J_D(B_1, B_2)$, определяемой выражением (14). Для значений $B_{1,2}$ соответствующее подынтегральное выражение не имеет полюсов на действительной оси, и расположение этих нулей при $D=4$ изображено на рис.2. Далее рассмотрен частный случай анти-де-ситтеровского фона с индуцированным бранами вакуумным тензором энергии-импульса, задаваемым выражением (29). На конкретном примере продемонстрирована возможность наличия устойчивых точек равновесия бран, в которых вакуумные силы исчезают и поле радиона стабилизировано. Обсуждается приложение полученных результатов к модели Рэндалл-Сундрума. В этой модели коэффициенты в граничных условиях Робина на бранах связаны с граничными массовыми членами рассматриваемого скалярного поля.

Работа выполнена в рамках гранта 0887 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: saharyan@server.physdep.r.am

VACUUM EFFECTS IN CONFORMALLY-FLAT BRANE-COSMOLOGY AND RADION STABILIZATION

A.A.SAHARIAN

The quantum vacuum effects for a conformally-coupled scalar field are investigated on background of conformally-flat brane-world geometries. In the case of general mixed boundary conditions on the base of the corresponding flat space-time results formulae are derived for the vacuum expectation values of the energy-momentum tensor and vacuum forces acting on branes. An important special case of the AdS bulk is considered and applications to the Randall-Sundrum model are discussed. The possibility for the radion stabilization by vacuum forces is demonstrated.

Key words: *Cosmology:brane - world - Cosmology:Casimir effect*

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali, Phys. Lett., **B429**, 263, 1998; Phys. Rev., **D59**, 086004, 1999; I.Antoniadis, N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali, Phys. Lett., **B436**, 257, 1998.
2. L.Randall, R.Sundrum, Phys. Rev. Lett., **83**, 3370, 1999.
3. M.Gell-Mann, B.Zwiebach, Phys. Lett., **B141**, 333, 1984; Nucl. Phys., **B260**, 569, 1985.
4. W.D.Goldberger, M.B.Wise, Phys. Rev. Lett., **83**, 4922, 1999; Phys. Rev., **D60**, 107505, 1999; C.Csaki, J.Erlich, T.Hollowood, Y.Shirman, Nucl. Phys., **B581**, 309, 2000; K.Maeda, D.Wands, Phys. Rev., **D62**, 124009, 2000; C.Barcelo, M.Visser, Phys. Rev., **D63**, 024004, 2001.
5. T.Gherghetta, A.Pomarol, Nucl. Phys., **B586**, 141, 2000.
6. P.Kanti, K.A.Olive, M.Pospelov, Phys. Lett., **B481**, 386, 2000.
7. V.Barger, T.Han, T.Li, J.D.Lykken, D.Marfatia, Phys. Lett., **B488**, 97, 2000.

8. *M.Fabinger, P.Horava*, Nucl. Phys., **B580**, 243, 2000.
9. *J.Garriga, O.Pujolas, T.Tanaka*, Nucl. Phys., **B605**, 192, 2001.
10. *S.Nojiri, S.Odintsov*, Phys. Lett., **B484**, 119, 2000; *S.Nojiri, O.Obregon, S.Odintsov*, Phys. Rev., **D62**, 104003, 2000; *S.Nojiri, S.Odintsov, S.Zerbini*, Phys. Rev., **D62**, 064006, 2000; *S.Nojiri, S.Odintsov, S.Zerbini*, Class. Quantum Grav., **17**, 4855, 2000; *D.J.Toms*, Phys. Lett., **B484**, 149, 2000; *W.Goldberger, I.Rothstein*, Phys. Lett., **B491**, 339, 2000; *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, JHEP, 049, 2000; *I.Brevik, K.A.Milton, S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Nucl. Phys., **B599**, 305, 2001; *A.Flachi, D.J.Toms*, Nucl. Phys., **B599**, 305, 2001.
11. *N.Kaloper, J.March-Russel, G.D.Starkman, M.Trodden*, Phys. Rev. Lett., **85**, 928, 2000.
12. *M.Trodden*, Diluting Gravity with Compact Hyperboloids, hep-th/0010032.
13. *G.D.Starkman, D.Stojkovic, M.Trodden*, Phys. Rev. Lett., **87**, 231303, 2001.
14. *G.D.Starkman, D.Stojkovic, M.Trodden*, Phys. Rev., **D63**, 103511, 2001.
15. *S.Nasri, P.J.Silva, G.D.Starkman, M.Trodden*, Radion Stabilization in Compact Hyperbolic Extra Dimensions, hep-th/0201063.
16. *A.Romeo, A.A.Saharian*, J. Phys. A: Math. Gen., **35**, 1297, 2002.
17. *A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D63**, 125007, 2001.
18. *A.Romeo, A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D63**, 105019, 2001.
19. *V.M.Mostepanenko, N.N.Trunov*, The Casimir Effect and its Applications, Oxford Univ. Press, Oxford, 1997.
20. *G.Plunien, B.Muller, W.Greiner*, Phys. Rep., **134**, 87, 1986.
21. *K.A.Milton*, The Casimir Effect: Physical Manifestation of Zero--Point Energy, World Scientific, Singapore, 2002.
22. *M.Bordag, U.Mohidden, V.M.Mostepanenko*, Phys. Rep., **353**, 1, 2001.
23. *Н.Буррелл, П.Девус*, Квантованные поля в искривленном пространстве-времени, Мир, М., 1984.
24. *J.Maldacena*, Adv. Theor. Math. Phys., **2**, 231, 1988.
25. *O.Aharony, S.S.Gubser, J.Maldacena, H.Ooguri, Y.Oz*, Phys. Rep., **323**, 183, 2000.

CONTENTS

Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. I. Lynds 1340 dark cloud	
<i>T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, E.H.Nikogossian</i>	5
New M-type variables in Galactic dark clouds	
<i>N.D.Melikian, C.Magnan, J.M.Sarkissian, A.A.Karapetian</i>	17
On the brightness and polarization variations of μ Cep	
<i>T.A.Polyakova</i>	27
New variable stars	
<i>M.A.Kazarian, G.V.Petrosian</i>	35
Spots and active regions on emission stars. III. LQ Hya	
<i>I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova</i>	41
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. XII.	
The region $-3^\circ \leq \delta \leq +1^\circ$	
<i>H.V.Abrahamyan, P.K.Sinamyan, K.S.Gigoyan</i>	63
Determination of the distribution function of flares frequency of randomly flashing objects with the help of method of moments	
<i>A.A.Akopian</i>	75
Linear wave beams in the crust of a neutron star	
<i>D.M.Sedrakian, A.G.Bagdoev</i>	87
The velocity field and kinematics of the galaxy NGC 784 in the H_α line	
<i>R.A.Kandalyan, A.M.Khassawneh, A.T.Kalloghlian</i>	95
Fragmentation of cosmic objects in the course of their evolution and possible role of Hubble expansion in this process	
<i>H.A.Harutyunian</i>	103
Cosmological matter origin in conformal cosmology	
<i>V.V.Papoyan, V.N.Pervushin, D.V.Proskurin</i>	119
Vacuum effects in conformally-flat brane-cosmology and radion stabilization	
<i>A.A.Saharian</i>	133
Cataclysmic variables in the "period gap"	
<i>N.A.Katysheva, E.P.Pavlenko</i>	147

75007p

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	
<i>Д.М.Седракян, А.Г.Багдоев</i>	87
ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ И КИНЕМАТИКА ГАЛАКТИКИ NGC 784 В ЛИНИИ H_{α}	
<i>Р.А.Кандалян, А.М.Хассавие, А.Т.Каллоглян</i>	95
ФРАГМЕНТАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В ХОДЕ ИХ ЭВОЛЮЦИИ И ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ ХАББЛОВСКОГО РАСШИРЕНИЯ В ЭТОМ ПРОЦЕССЕ	
<i>Г.А.Арутюнян</i>	103
КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ РОЖДЕНИЕ МАТЕРИИ В КОНФОРМНОЙ КОСМОЛОГИИ	
<i>В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин</i>	119
ВАКУУМНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОНФОРМНО-ПЛОСКОЙ БРАН-КОСМОЛОГИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ РАДИОНА	
<i>А.А.Саарян</i>	133
КАТАКЛИЗМИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ В "ПРОБЕЛЕ ПЕРИОДОВ"	
<i>Н.А.Катышева, Е.П.Павленко</i>	147