

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 37

НОЯБРЬ, 1994

ВЫПУСК 4

- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ II.
НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ
Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян 545
- ОБ ОСТЕЧЕНИИ ВЕЩЕСТВА У HD 46300 А—СВЕРХГИГАНТА
КЛАССА СВЕТИМОСТИ ІЬ
Дж.Б.Оганесян 555
- ОДНОВРЕМЕННЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ
НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ EV Lac
Н.Д.Меликян, М.К.Цветков, Р.А.Саркисян 569
- О СВЯЗИ РАДИАЛЬНЫХ СИСТЕМ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ СО ЗВЕЗД-
НЫМИ АССОЦИАЦИЯМИ
А.Л.Гюльбудагян, Г.Б.Оганян, Л.Г.Ахвердян 577
- ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.
ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. V.
ПОЛОСА $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$.
Г.В.Абрамян, К.С.Гизоян 585
- ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ КОМПОНЕНТОВ КРАТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ
СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ II
Г.Ш.Джавахишвили, Г.Н.Салуквадзе 591
- О ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ ТИПА
СЕЙФЕРТА
М.А.Казарян 595

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г. на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա Գ.Մ.Բիրյուկով—Լոգան, Վ.Գ.Գորբաքևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ.Պ. Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարդաշև, Վ.Ն.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մանյիլ, Լ.Վ.Միրզոյան, (գլխ.
խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Զու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Բալյոցյան (պատմ. թարգմանչապար).

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաձե, Ի.Մ.Կոպիլով, Վ.Ն.Համբարձումյան,
Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սարգիսով (նախագահ).

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый—Коган,
В.Г.Горбачский (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян
(ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор),
Г.С.Саакян, В.Ю.Теребиж.

Редакционный совет: В.А.Амбарцумян, А.А.Боярчук, И.М.Копылов,
Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

«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.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»—ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է
Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան:
Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգա-
մածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության
ե արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային
սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական
աշխատողների, ասպիրանտների եւ քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

© Издательство НАН Республики Армения, Астрофизика, 1993.

УДК: 524.45 ПЛЕЯДЫ: 524. 338.6

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ II. НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ

Л.В.МИРЗОЯН, В.В.АМБАРЯН, А.Т.ГАРИБДЖАНЫН

Поступила 22 декабря 1994

Принята к печати 29 декабря 1994

Исследованы спектры 24 вспыхивающих звезд скопления Плеяды, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 1986–89 гг. По спектральным индексам окиси титана (TiO) и других химических элементов исследованных звезд определены их спектральные классы и светимости (абсолютные визуальные звездные величины). Согласие полученных модулей звезд с модулем расстояния скопления Плеяды подтверждает принадлежность 21 из них к скоплению. Только 3 из них: ВЗП 169, ВЗП 377 и ВЗП 435 возможно не являются членами скопления. Это свидетельствует о том, что вспыхивающая активность звезды является надежным критерием ее принадлежности к близлежащей звездной системе (скоплению или ассоциации).

1. *Введение.* В первой статье этой серии [1] были приведены результаты исследования спектров 17 вспыхивающих звезд области Плеяд, полученных 6-м телескопом Специальной астрофизической обсерватории (Россия). Спектры 14 звезд содержали эмиссионные линии бальмеровской серии водорода и линии H и K ионизированного кальция, а также сильные полосы молекул TiO, CaH, MgH и других. Для этих 14 звезд по спектральным индексам полос окиси титана — TiO, по методу, предложенному Стауффером и Гартманном [2,3], были определены показатель цвета $R-I$, спектральный класс и абсолютная звездная величина.

Полученные спектры показали полное сходство спектров вспыхивающих звезд скопления Плеяды со спектрами вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца. Этот факт является новым аргументом в пользу представления о том, что все эти объекты составляют единый класс вспыхивающих звезд,



обладающих вспышечной активностью и находящихся в одной из стадий развития эволюции красных карликовых звезд [4].

Заслуживает внимания и полученное совершенно независимое свидетельство в пользу эволюционного статуса вспыхивающих звезд. Оказалось, что подавляющее большинство красных карликовых звезд скопления Плеяды, исследованных Стауффером [5], как молодых звезд, еще не достигших, на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, главной последовательности (pre-main-sequence stars), входят в каталог вспыхивающих звезд Аро, Чавира и Гонсалес [6]. Имеются основания допустить, что и остальные звезды этого списка являются вспыхивающими.

В настоящей статье рассматриваются результаты спектральных наблюдений еще 24 вспыхивающих звезд области скопления Плеяды.

2. Новые наблюдения спектров вспыхивающих звезд в Плеядах. Спектральные наблюдения вспыхивающих звезд области скопления Плеяды были выполнены в 1986—89 гг. в Бюраканской астрофизической обсерватории Национальной Академии наук Республики Армения.

Полученный наблюдательный материал представлен в табл.1, где в последовательных столбцах приведены: номер звезды (ВЗП) в каталоге вспыхивающих звезд области Плеяды Аро и др. [6], дата наблюдения, спектральный диапазон и количество спектрограмм.

Спектры были получены на 2.6-м телескопе с помощью универсального дифракционного спектрографа "UAGS", с использованием ЭОПа. Наблюдения были выполнены с помощью дифракционной решетки 651/8, с обратной линейной дисперсией 100Å/мм. При спектральных наблюдениях были использованы эмульсии сортов Kodak 103aO, A500Y и A600H. Дисперсионные кривые были построены с помощью спектральной лампы с He—Ne—Ar наполнением.

Все спектры были калиброваны с помощью трубчатого фотометра Бюраканской обсерватории. Для стандартизации спектров исследуемых звезд, вместе с ними были получены спектры стандартных звезд из работы Бареса и Гайеса [7], возможно, на близких зенитных расстояниях.

Регистрация спектров осуществлялась с помощью автоматического микроденситометра PDS-1010A Бюраканской обсерватории.

Сканирование спектров производилось, в основном, с диафрагмой размером 50мм x 50мм. Во всех случаях шаг сканирования выбирался в два раза меньше ширины сканирующей щели.

Построение дисперсионных кривых, линеаризация шкалы длин волн, построение характеристических кривых для перехода от почернений к интенсивностям, фильтрация с помощью гауссианы, исправление спектров за спектральную

чувствительность системы, разрисовка спектрограмм, определение различных спектральных параметров и т.д., были осуществлены полуавтоматически, с помощью системы обработки спектров AIDA, разработанной в Бюраканской обсерватории на персональном компьютере типа PC/AT с использованием системы АДА [8].

Таблица 1

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
В ОБЛАСТИ ПЛЕЯД**

Звезда (ВЗП)	V	Дата наблюдения	Спектральный диапазон (А)	Кол. спектров
85	12.75	24/11/1986	3000-8000	1
108	12.65	23/11/1986	3000-8000	4
147	12.99	23/11/1986	3000-8000	4
153	13.77	08/11/1986	4500-7300	1
154	14.00	08/11/1986	4500-7300	1
158	13.32	08/11/1986	4500-7300	1
168	13.43	08/11/1986	4500-7300	1
169	13.84	10/09/1988	4500-7300	1
190	15.64	29/01/1989	4500-7300	1
208	13.05	08/11/1988	4500-7300	1
223	12.96	10/09/1988	4500-7300	1
228	12.25	23/11/1986	3000-8000	3
256	12.93	25/11/1986	4500-7300	1
278	12.86	24/11/1986	4500-7300	1
290	12.49	24/11/1986	4500-7300	1
300	13.50	08/11/1986	4500-7300	1
331	12.66	23/11/1986	3000-8000	4
348	12.65	25/11/1986	4500-7300	1
377	15.52	10/09/1988	4500-7300	1
418	13.97	08/11/1988	4500-7300	1
435	13.47	10/09/1988	4500-7300	1
444	12.77	25/11/1986	4500-7300	1
477	14.26	10/09/1988	4500-7300	1

3. *Общий вид полученных спектров.* Спектры вспыхивающих звезд области Плеяд, полученные нами, покрывают большую часть область 4500-7300А. В спектрах всех наблюдаемых звезд бросается в глаза сильная узкая абсорбцион-

ная линия нейтрального натрия NaI 'D', эмиссионные линии водорода и ионизованного кальция умеренной интенсивности. В некоторых спектрах видны также слабые полосы поглощения окиси титана и других молекул.

Запись спектра вспыхивающей звезды ВЗП 256 дает общее представление о полученных спектрах (рис.1).

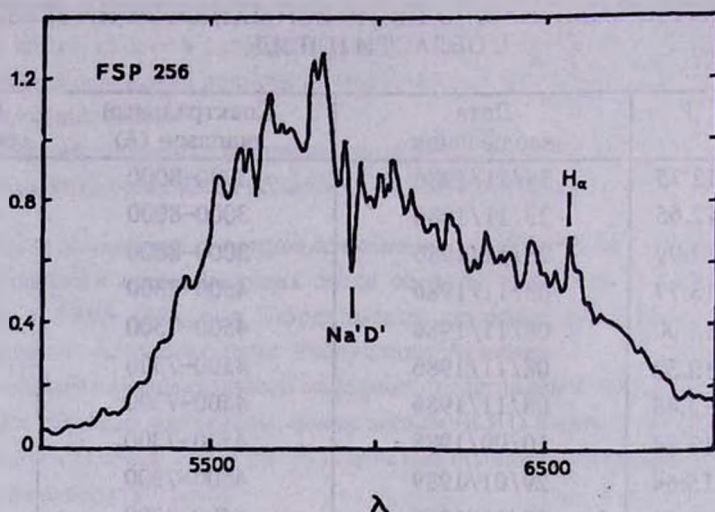


Рис.1. Запись спектра ВЗП 256. Интенсивность в длине волны 5556А принята за единицу.

Исследованные нами вспыхивающие звезды сравнительно яркие и поэтому примерно половина из них ранее была исследована другими авторами как фотометрически, так и спектроскопически [5,9-11], что освобождает нас от необходимости описывать полученные спектры. Отметим лишь, что они напоминают спектры сравнительно ярких вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца.

4. *Спектральные классы и светимости вспыхивающих звезд Плеяд.* Спектральные классы исследованных звезд были определены, как и в первой статье настоящей серии [1], с помощью спектральных индексов окиси титана (TiO), по методу, разработанному Стауффером [2] и Стауффером и Гартманном [3]. Эти спектральные индексы основаны на интенсивности полос поглощения окиси титана и других молекул. Они являются весьма эффективными, особенно, для звезд спектрального класса М. Однако большинство исследуемых нами вспыхи-

вающих звезд принадлежит к спектральному классу К и поэтому нами были использованы также спектральные индексы других химических элементов, введенные Притчетом и Ван ден Бергом [12].

Все указанные спектральные индексы были использованы для определения спектральных классов и светимостей (абсолютных звездных величин) исследованных вспыхивающих звезд с помощью дискриминантного анализа и пошаговой регрессии [13,14]. При этом в качестве стандартных звезд нами были использованы наблюдаемые нами известные красные карликовые звезды типа UV Кита окрестностей Солнца (они войдут в следующую работу настоящей серии), и карликовые звезды спектральных классов К–М из работы Джакоби и др. [15].

Результаты наших определений спектральных классов и абсолютных визуальных звездных величин исследованных звезд представлены в табл.2. В ней приведены: номер (ВЗП) звезды в каталоге вспыхивающих звезд области скопления Плеяды Аро и др. [6], число зарегистрированных у них вспышек — k , спектральный класс — S_p и абсолютная визуальная звездная величина — M_v .

Таблица 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ И АБСОЛЮТНЫЕ ВИЗУАЛЬНЫЕ
ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ПЛЕЯД

ВЗП	k	S_p	M_v	ВЗП	k	S_p	M_v
85	2	K1.4	5.7	256	11	K6.1	8.2
108	1	K5.0	8.1	278	1	K3.7	6.9
147	2	K6.2	8.2	290	2	K3.4	6.8
153	9	K7.3	8.8	300	6	K6.6	8.4
154	9	K8.1	9.2	331	2	K4.0	7.1
158	8	K6.6	8.4	348	1	K3.2	6.7
168	1	K6.4	8.3	369	1	K7.0	8.6
169	12	K1.0	5.5	377	132	M4.5	12.6
190	2	K6.2	8.2	418	8	K7.1	8.7
208	1	K7.0	8.6	435	10	K1.0	5.5
223	1	K2.0	6.0	444	1	K3.5	6.8
228	2	K4.0	7.1	477	12	K4.0	7.1

5. Сравнение наших определений спектральных классов с определениями других авторов. Спектральные классы некоторых исследованных нами вспыхивающих звезд были ранее определены Крафто и Гринстейном [9], МакКарти и

Тренором [10], Стауффером [5] и Содербломом и другими [11]. В табл.3 приводятся сравнения с этими результатами. Сравнение спектральных классов исследованных нами вспыхивающих звезд с более ранними определениями показывает удовлетворительное согласие между ними (табл.3). Разность составляет, в среднем, один спектральный подкласс.

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИССЛЕДОВАННЫХ НАМИ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ С БОЛЕЕ
РАННИМИ ОПРЕДЕЛЕНИЯМИ ДРУГИХ АВТОРОВ

ВЗП	[5]	[9]	[10]	[11]	Настоящая работа
108				K3V	K5.0
153	K7.9		K5Ve	K5Ve	K7.3
154	M0.6	dM1	K7Ve	K7Ve	K8.1
158		dK4e	K6Ve	K6Ve	K6.6
169			K5Ve	K5Ve	K1.0
190			K3.5V	K3.5V	K6.2
228				K3V	K4.0
256				dK5Ve	K6.1
300		dK7	K4.5Ve	K4.5Ve	K6.6
369				K2.5V	K7.0
377		dM3e, dM4e			M4.5
418			K4Ve		K7.1
477	K7.9				K4.0

6. *Вспышечная активность звезды — критерий ее принадлежности к близлежащему скоплению.* Пространственное распределение вспыхивающих звезд в Галактике свидетельствует, что подавляющая часть вспыхивающих звезд входит в состав общего звездного поля. Остальные входят в состав звездных ассоциаций и скоплений [16]. Оценка доли вспыхивающих звезд, не принадлежащих скоплению Плеяды, среди вспыхивающих звезд, обнаруженных фотографическими наблюдениями в этой области не превышает 10% [17]. Если придерживаться этой оценки, то следует считать, что среди 24 вспыхивающих звезд, исследованных нами, 2–3 вспыхивающие звезды могут быть звездами общего галактического поля.

Для выделения вспыхивающих звезд, не входящих в скопление Плеяды, мы сравнили их абсолютные величины, полученные по спектральным индексам, с абсолютными звездными величинами, вычисленными в предположении, что все

они принадлежат к скоплению Плеяды, т.е. имеют модуль расстояния равный модулю расстояния скопления — 5.5^m [18].

Таблица 4

АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБЛАСТИ ПЛЕЯД, ОПРЕДЕЛЕННЫХ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ИНДЕКСАМ И ПО МОДУЛЮ РАССТОЯНИЯ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ

ВЗП	$M_v (Sp)$	$M_v (r)$	ΔM_v	ВЗП	$M_v (Sp)$	$M_v (r)$	ΔM_v
85	5.7	7.1	-1.4	256	8.2	7.3	0.9
108	8.1	7.0	1.1	278	6.9	7.2	-0.3
147	8.2	7.3	0.9	290	6.8	6.8	0.0
153	8.8	8.1	0.7	300	8.4	7.8	0.6
154	9.2	8.3	0.9	331	7.1	7.0	0.1
158	8.4	7.7	0.7	348	6.7	7.0	-0.3
168	8.3	7.8	0.5	369	8.6	6.9	1.7
169	5.5	8.2	-2.7	377	12.6	9.9	2.7
190	8.2	10.0	-1.8	418	8.7	8.3	0.4
208	8.6	7.4	1.2	435	5.5	7.8	-2.3
223	6.0	7.3	-1.3	444	6.8	7.1	-0.3
228	7.1	6.6	0.5	477	7.1	8.6	-1.5

Это сравнение приведено в табл. 4, где после номера вспыхивающей звезды по каталогу [6], даются абсолютные визуальные звездные величины, определенные по спектральным индексам — $M_v (Sp)$ и по модулю расстояния — $M_v (r)$ скопления Плеяды, а также их разность ΔM_v .

У двух вспыхивающих звезд — ВЗП 169 и 377 разность ΔM_v превышает 2.5 звездных величин. У третьей вспыхивающей звезды — ВЗП 435 разность ΔM_v равна 2.3. Эти вспыхивающие звезды могут рассматриваться как звезды, не принадлежащие скоплению Плеяды. Для остальных вспыхивающих звезд ΔM_v значительно меньше, чаще меньше 1.0^m .

ВЗП 377, единственная М-звезда, абсолютно самая слабая звезда среди 24 исследованных. Согласно работе Хербига [19] является членом более близкого скопления Гиады. Имеет 132 вспышки.

ВЗП 169, спектральный класс К1, одна из двух абсолютно самых ярких вспыхивающих звезд в нашей выборке. Вероятность ее принадлежности к скоплению Плеяды, по определению Стауффера и др. [20] равна нулю. Имела 12 вспышек.

ВЗП 435, спектральный класс К1, тоже одна из абсолютно самых ярких вспыхивающих звезд нашего списка, вероятность ее принадлежности к скоплению равна 0.83 [20]. Имела 10 вспышек.

Вполне вероятно, что эти 3 вспыхивающие звезды не принадлежат к скоплению Плеяды.

Очевидно, что даже если наши определения абсолютных звездных величин вполне корректны, они содержат в себе неопределенность (из-за физической ширины, т.е. разброса яркости звезд) главной последовательности, равной 1–2 звездных величин. Это дает нам основание считать, что остальные 21 вспыхивающие звезды, исследованные нами, по-видимому, являются членами скопления Плеяды.

Это подтверждает наш прежний вывод о том, что вспышечная активность звезды является надежным критерием ее принадлежности к скоплению [21].

7. Заключение. Для 24 вспыхивающих звезд области скопления Плеяды приведены определения спектрального класса и светимостей. Они находятся в общем согласии с более ранними определениями. Из 24 исследованных вспыхивающих звезд только три звезды ВЗП 377, ВЗП 169 и ВЗП 435, по-видимому, не являются членами скопления. Этот результат находится в согласии с тем, что вспышечная активность звезды может быть рассмотрена как надежный критерий ее принадлежности к близлежащему скоплению.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения

SPECTRAL OBSERVATIONS OF RED DWARFS II. NEW OBSERVATIONS OF FLARE STARS IN THE PLEIADES CLUSTER REGION

L.V.Mirzoyan, V.V.Hambarian, A.T.Garibjanian

The spectra of 24 flare stars in the Pleiades cluster region, obtained with 2.6-m telescope of the Byurakan observatory in 1986–89 are studied. By the spectral indices of molecules of titan oxide and other chemical elements their spectral classes and luminosities (absolute visual magnitudes) are determined. The agreement of the obtained modules of distance of stars with the distance modul of the Pleiades cluster confirm the membership of 21 of them in the cluster. Only 3 of them: FSP 169, FSP 377 and FSP 435 are probably not members of the cluster. This testifies that the flare activity of a star is the reliable criterion of its membership in the nearby stellar system (cluster or association).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, *Астрофизика*, 33, 5, 1990.
2. J.R. Stauffer, *Astron.J.*, 87, 899, 1982.
3. J.R. Stauffer, L.W. Hartmann, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, 61, 531, 1986.
4. Л.В.Мирзоян, Ранние стадии эволюции звезд, АН Армении, Ереван, 1991.
5. J.R. Stauffer, *Astron.J.*, 85, 1341, 1980.
6. G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, No.1, 3, 1982.
7. J.V.Bares, D.S.Hayes, *IRS Standard Manual*, Kitt Peak National Observatory, 1984.
8. Т.Ю.Мазакян, С.В.Зарацян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 55, 80, 1984.
9. M.F.McCarthy, P.J.Treanor, *Ricerche Astron. Specola Vaticana*, 6, 535, 1964.
10. R.P.Kraft, J.L.Greenstein, *Low-luminosity Stars*, Proceedings of the Symposium, ed. S.S.Kumar, Gordon and Breach Science Publishers, New York-London-Paris, 1968, p.65.
11. D.R.Soderblom, J.R.Stauffer, J.D.Hudon, B.F.Iones, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, 85, 315, 1993.
12. C.Pritchett, van den Bergh, *Astron.J. Suppl. Ser.*, 34, 101, 1977.
13. А.Афифи, С.Эйзен, *Статистический анализ. Подход с использованием ЭВМ*, М., Мир, 1982, с.354.
14. К.Энслийн, Э.Рэлстон, Г.С.Уилф, *Статистические методы для ЭВМ*, М., Наука, 1986, с.460.
15. G.Jacoby, D.A.Hunter, C.A.Christian, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, 56, 257, 1984.
16. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 544, 1988.
17. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 531, 1988.
18. D.L.Grawford, C.L.Perry, *Astron.J.*, 81, 419, 1976.
19. G.H.Herbig, *Astrophys.J.*, 135, 736, 1962.
20. J.Stauffer, A.Klemola, C.Prosser, R.Probst, *Astron.J.*, 101, 980, 1991.
21. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 36, №3, 1993.

УДК: 524. 31. 017

ОБ ИСТЕЧЕНИИ ВЕЩЕСТВА У HD46300 А—СВЕРХГИГАНТА КЛАССА СВЕТИМОСТИ Ib

Дж.Б.ОГАНЕСЯН

Поступила 24 января 1995

Принята к печати 10 февраля 1995

Используя архивные данные IUE, приведены результаты анализа профиля линий k и h MgII у HD46300 A0Ib—сверхгиганта. Обнаружены свидетельства потери массы звездой, наиболее вероятная природа которой — выброс вещества в виде облака. Сделаны оценки некоторых параметров этого облака.

1. *Введение.* Согласно исследованиям сверхгигантов промежуточных спектральных типов В—А [1–3], только представителям класса светимости Ia характерен, в резонансных линиях обильных ионов, профиль, ассоциируемый с эффектом потери массы. При этом профили этих линий состоят из нескольких, смещенных в коротковолновую область, компонентов, изменение скорости которых во времени свидетельствует о том, что потеря массы у этого класса объектов происходит эпизодически с разной временной шкалой.

В то же время, профили резонансных линий FeII, MgII и т.д. у сверхгигантов класса светимости Ib, симметричны с центрами на нулевой скорости и они не теряют вещества. Последний вывод, как нам кажется, сделан преждевременно и вот почему:

1. Изучено всего три A1b—сверхгиганта, причем у одного из них HD59612 (A5Ib) наблюдается, характерная для A1a—сверхгигантов, высокая переменность профиля линий резонансного дублета 2800 MgII, что позволило Талавера

и др. [3] довести нижний предел абсолютной светимости для звезд с потерей вещества до $M_v = -5.1^m$. Если это так, тогда линии в спектре AOIb-сверхгиганта HD87737 ($M_v = -5.3^m$) также должны показывать профиль, ассоциируемый с истечением вещества. Неоднократные наблюдения этой звезды в ультрафиолете не обнаружили свидетельств потери массы [3,4].

2. Согласно наблюдениям эмиссии на 10μ [6], потеря массы имеет место у всех A-сверхгигантов, только у класса светимости Ia она на один-два порядка больше, чем у класса светимости Ib.

3. На двух высокодисперсионных спектрограммах звезд HD46300 и HD59612 (обе AIb-сверхгиганты) линия H_α не показывает асимметричный профиль, однако, наблюдаются небольшие изменения в эквивалентной ширине [7].

В настоящей статье, на основе IUE записей высокого разрешения и на примере звезды HD46300 ставится цель — показать, что A-сверхгиганты класса светимости Ib также проявляют нестабильность атмосферы, выражающуюся в выбросе облака вещества.

2. Звезды и наблюдательный материал. В табл. 1 приведены основные характеристики звезды HD46300, а также двух A-сверхгигантов: класса светимости Ia (HD21389, постоянно показывающей истечение вещества) и класса светимости Ib (HD87737, без явлений истечения вещества). Основные характеристики для звезд взяты из [3,5].

Таблица 1

Звезда HD	Спект. класс	V	M_v	$m/m_\odot$	T_{eff}	$R/R_\odot$	D пс	Vsini км/с	V_{esc} км/с
21389	AOIa	4.6 ^m	-7.1 ^m	16	9730	99	2000	6-15	233
46300	AOIb	4.5	-4.8	8	9730	34	860	17	297
87737	AOIb	3.5	-5.3	9	9730	41	560	20	283

В табл. 2 приведены номера IUE-записей, использованные для настоящей работы. Все записи получены с высоким спектральным разрешением. В последнем столбце таблицы приведены отметки об источнике изображения спектров звезд: а — реальные высокодисперсионные записи из архива IUE, б — кривые распределения энергии в области $2789-2807\text{\AA}$ [3]: с — профиль линии h MgII [8].

* Вывод не совсем корректный, поскольку звезда HD59612 двойная [5], что может повлиять на структуру профилей линий 2800 MgII .

Таблица 2

Звезда HD	Номера изображений		Дата наблюдений	Отметка
	LWR	LWP		
21389	2929		13.11.78	b
	9019		13.10.80	c
46300	3357		13.02.79	b
		9163	24.09.86	a
		9405	25.10.86	a
87737	2915		11.11.78	b

3. *Описание спектра.* Как показывает сравнение IUE-записей звезды HD 46300 в области $2790\text{--}2810\text{\AA}$ (LWR3357, LWP9163 и LWP9405) и $2840\text{--}2860\text{\AA}$ (LWP9163 и LWP9405), профили субординатных линий MgII (2790.7 и $2798.0\text{\AA}$), резонансной линии MgI ($2852.13\text{\AA}$), а также линий других ионов, практически совпадают на всех записях, в то время как профили линий k и h MgII (2795.5 и $2802.7\text{\AA}$) существенно изменяются.

На рис. 1 приведены профили линий k и h MgII для звезд: HD46300 (записи LWP9163 и LWP9405), HD87737 (A0Ib) и HD21389 (A0Ia). Чтобы не загромождать рис.1 профили линий k и h MgII для записи LWR3357 не приведены, поскольку они практически идентичны с профилями этих же линий для записи LWP9405. Из большого набора A-сверхгигантов класса светимости Ia, мы выбрали HD21389, так как только в спектре этой звезды линия h MgII ненасыщенная.

Что можно сказать из анализа рис.1.

1. На длине волны нулевой скорости, у обеих линий наблюдается сильная симметричная (остаточная интенсивность ядра — нулевая) линия поглощения — результат суперпозиции межзвездной и фотосферной линий поглощения k и h MgII.

2. Профили линий для записи LWP9405 схожи с профилем этих же линий для звезды HD87737. Вместе с тем, при полной идентичности длинноволновых половин профилей, наблюдается незначительная асимметрия коротковолнового крыла.

3. Коротковолновая половина профиля линий на записи LWP9163 отличается от записи LWP9405 увеличением асимметрии и более подходит к коротковолновой половине профиля этих линий для звезды HD21389. Длинноволновая половина профилей не изменилась.

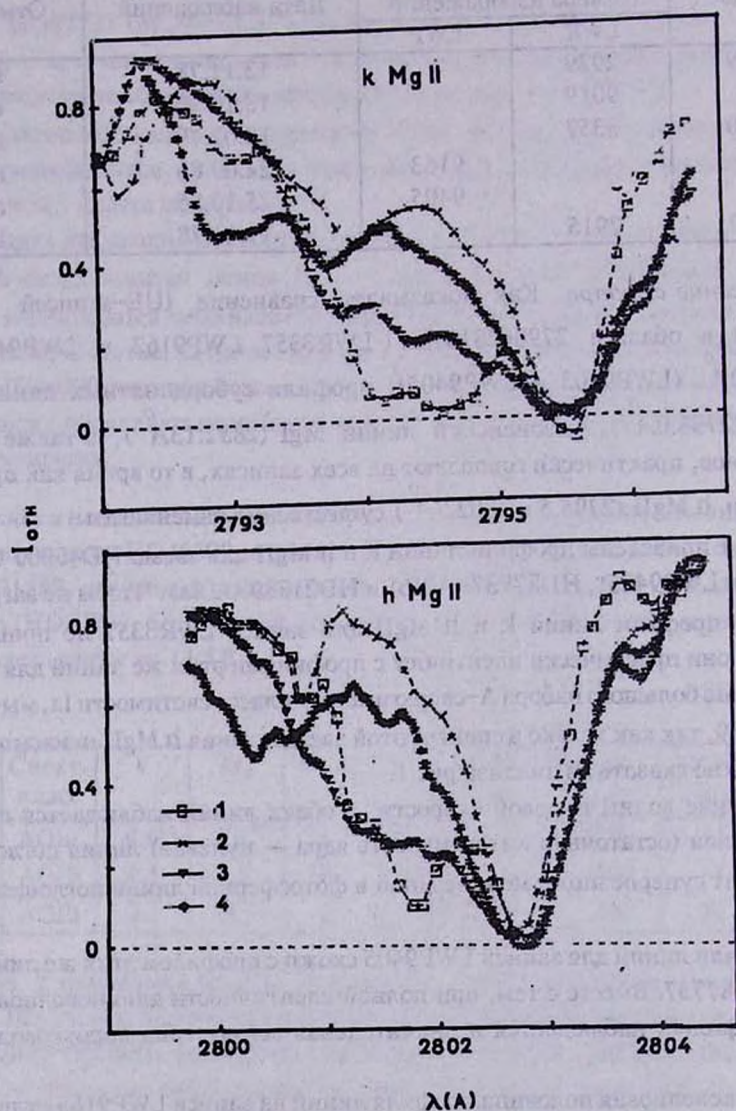


Рис.1. ЛУЕ записи профилей дублета k и h Mg II A0 сверхгигантов: класса светимости Ia HD21389 (1) и класса светимости Ib: HD87737 (2) и HD46300: запись LWP9163 (3) и запись LWP9405 (4).

Таблица 3

Звезда (HD)	MgII							MgI	
	N	k		h		k+h	2791	2798	2852.13
	изобр.	W	W _(зв+м)	W	W _(зв+м)	W _(м) расч.	W	W	W _(зв+м) W _(м) расч.
21389	2929	2.5	1.13	1.87	1.12	2.8	0.6	0.6	
46300	3357	2.5	1.65	1.95	1.45	1.2	0.45	0.37	
	9163	2.82	1.7	2.55	1.46		0.39	0.32	0.4
	9405	2.75	1.51	2.29	1.42		0.39	0.5	0.6
87737	2915	2.56	1.13	1.36	1.15	0.9	0.43	0.44	

Эквивалентная ширина приведена в Ангстремах.

Для исследуемых в статье звезд, в табл. 3 приведены значения эквивалентных ширин субординатных и резонансных линий MgII и резонансной линии MgI (для HD46300). Столбцы табл. 3 соответствуют: для линии k MgII: эквивалентная ширина всей линии (3), — звездной и межзвездной составляющих (4); то же для линии h MgII (5,6): расчетная величина эквивалентной ширины межзвездной составляющей обеих линий (7), из условия, что величина W на 1кпс равна 1.4Å : эквивалентная ширина субординатных линий 2790.8 и 2798.0Å MgII (8,9): для резонансной линии MgI; эквивалентная ширина — звездной и межзвездной составляющей (10) и — расчетная величина эквивалентной ширины межзвездного происхождения (11) из условия, что средняя величина W на 1кпс составляет 0.7Å .

Таблица 4

N Изобр.	k		h	
	$V_{-1/2}$	$V_{+1/2}$	$V_{-1/2}$	$V_{+1/2}$
3357	221	90	93	88
9163	202	111	218	62
9405	216	92	98	72

В табл. 4 приведены скорости, измеренные на половине интенсивности на фиолетовой и красной половинах профилей линий k и h MgII и отмеченные как $V_{-1/2}$ и $V_{+1/2}$, соответственно.

* Профиль звездной и межзвездной составляющей построен аппроксимацией ядра и длинно-волнового крыла линии k соответствующей Гауссиане.

Как видно из табл. 3 и 4, профили линий k и h 2800 MgII претерпевают изменения от одной записи к другой, в то время как субординатные линии MgII и резонансная линия MgI — нет. Особенно четко это видно в случае линии h MgII. Отсутствие изменений как в эквивалентных ширинах, так и полях скоростей в линии k MgII, обусловлено тем, что на диапазон длин волн, ограничивающих профиль этой линии, попадает много сильных линий FeI, FeII, MnI, в то время как профиль линии h MgII менее подвержен этому обстоятельству.

4. *Определение параметров облака, выброшенного звездой.* Анализ профилей и эквивалентных ширин резонансных линий MgII (2795.5 и 2802.7 Å) показывает, что на записи LWP9163 излучение от звезды HD46300 испытывает дополнительное поглощение от движущегося к нам облака.

Что же из себя представляет это облако? На рис. 2 для линий k и h MgII приведены по четыре кривые: соответствующие записям LWP9163 и LWP9405, наблюдаемые профили этих линий (1) и (2), их разница (3) и описывающая эту разницу Гауссиана (4).

Как видно из рис. 2, кривые разницы для обеих линий показывают по два минимума, на длинах волн, 2794.34 Å и 2794.90 Å для линии k MgII и соответственно, 2801.16 Å и 2801.55 Å для линии h MgII. Смещение ядра поглощения по отношению к длине волны нулевой скорости соответствует 1.19 Å и 0.62 Å для линии k MgII и 1.52 Å и 1.13 Å для линии h MgII.

Реально то поглощение, которое наблюдается в обеих линиях за одним и тем же расстоянием от длины волны нулевой скорости. В данном случае это имеет место только для одного минимума, соответствующего смещению ядра поглощения на 1.19 Å и 1.13 Å. В результате имеем скорость движения облака $V(k) = 127 \text{ км/с}$ и $V(h) = 121 \text{ км/с}$.

Вторые минимумы могут быть обусловлены сильными резонансными линиями FeI (2795.006 Å) и MnI (2794.81 Å) и сильной линией MnI (2801.084 Å).

Предполагая, что дополнительное поглощение, наблюдаемое в обеих линиях резонансного дублета 2800 MgII, возникло в результате рассеяния излучения звезды на ионах магния в облаке, определим некоторые другие параметры облака. В качестве стартового рассмотрим предельный случай, предполагая, что облако чисто поглощающее. Были определены численные значения оптической толщины облака t_0 в линиях k и h MgII в разных точках (длинах волн) профиля дополнительного поглощения, используя формулы (8) и (9) статьи Гурзаяна и Переза [9], где числовые величины F_0 и H_* — кривые распределения энергии,

соответствующие записям LWP9163 и LWP9405. Результат приведен на рис.3, где кривая t_o хорошо представляется Гауссовым профилем для Доплеровской полуширины $\delta\lambda_d = 0.5\text{\AA}$. Максимальная величина оптической толщины в центре профиля дополнительного поглощения не велика и одинаковая для обеих линий $t_o(max) = 1.84$.

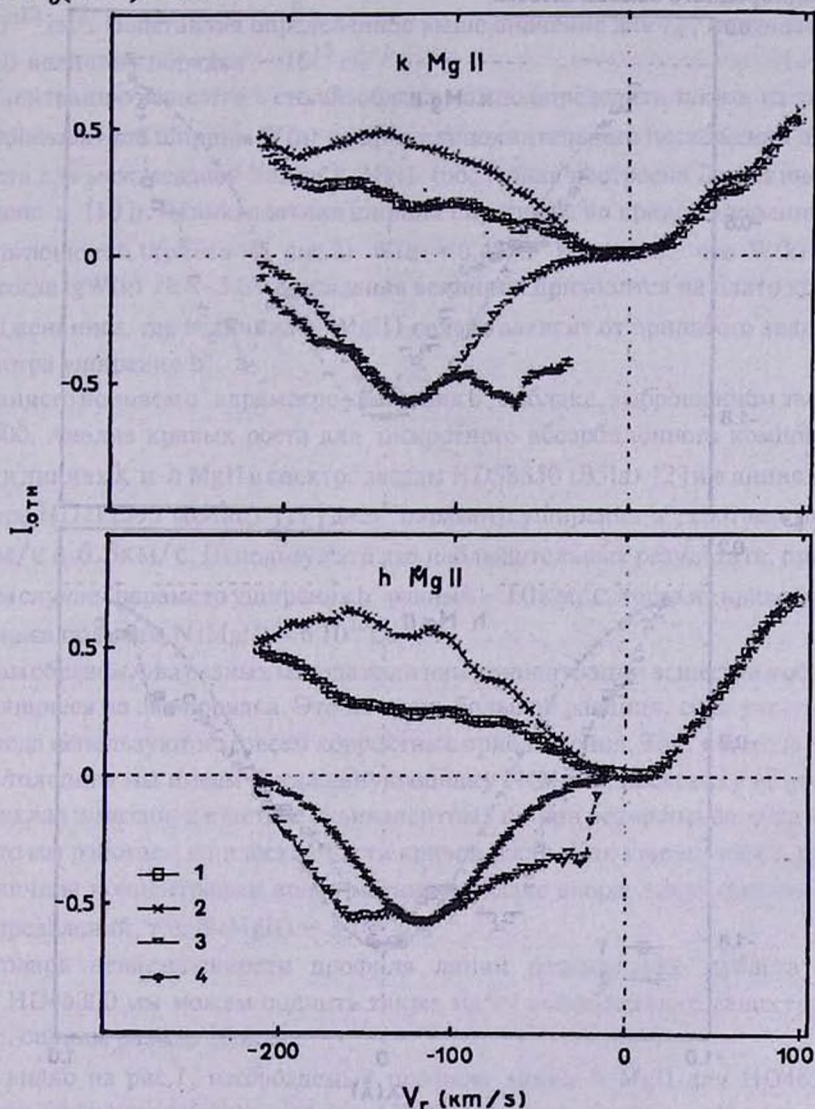


Рис.2. IUE записи профилей дублета k и h MgII сверхгиганта HD46300 (A0Ib): запись LWP9163 (1), запись LWP9405 (2). Под абсциссой — кривые: дополнительного поглощения (3) и аппроксимированная к ней Гауссиана (4).

Таким образом, имеем параметр $t_0(max)$ характеризующий абсолютные размеры облака, массу и концентрацию вещества в нем, и параметр $\delta\lambda_d$, определяющий кинематическое состояние облака или дисперсию скоростей турбулентного движения в нем — $\delta v_t = 54 \text{ км/с}$.

Для однородного облака имеем:

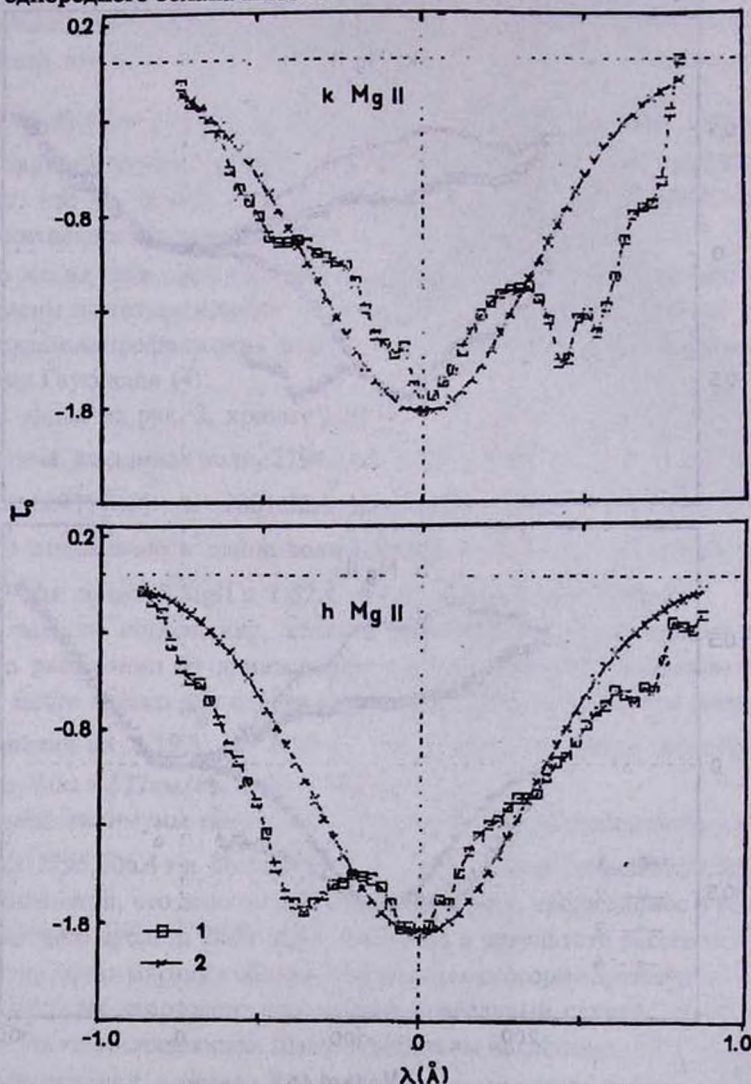


Рис.3. Кривые дополнительного поглощения в профиле линий k и h MgII для A1b-сверхгиганта HD46300: наблюдаемые (1) и аппроксимированные к ним Гауссовы профили (2) с Допплеровской полушириной $\delta\lambda_d = 0.5A$.

$$n(\text{MgII}) = t_o(\text{max})/2 s_o R \text{ или } N(\text{MgII}) = t_o(\text{max})/2 s_o,$$

где $n(\text{MgII})$ и $N(\text{MgII})$ — концентрация объемная и в столбе с сечением 1см^2 ионов MgII в облаке, R — линейный радиус облака в см, s_o — коэффициент селективного поглощения в линии k и h , рассчитанный на один ион MgII и порядка $s_o \sim 10^{-13}\text{см}^2$. Подставляя определенное выше значение для t_o , получаем для $N(\text{MgII})$ величину порядка $\sim 10^{13}\text{см}^{-2}$.

Концентрацию вещества в столбе облака можно определить также, из значения эквивалентной ширины $W(h)$ профиля дополнительного поглощения и кривой роста для межзвездной линии k MgII (последняя построена Дженкинсом и приведена в [10]). Эквивалентная ширина Гауссианы на кривой дополнительного поглощения (кривая 4, рис.2) $W(h) = 0.48\text{\AA}$. Известно, что $W(k) = 1.2 W(h)$, тогда $\lg W(k)/k = -3.68$. Последняя величина приходится на плато кривой роста Дженкинса, где величина $N(\text{MgII})$ сильно зависит от принятого значения "параметра уширения b ".

Мы ничего не знаем о "параметре уширения b " в облаке, выброшенном звездой HD46300. Анализ кривых роста для дискретного абсорбционного компонента (DAC) в линиях k и h MgII в спектре звезды HD58350 (B5Ia) [2] и в линиях FeII в спектре HD212593 (B9Iab) [11] дает "параметр уширения b ", соответственно $\sim 10\text{км/с}$ и 6.5км/с . Используя эти два наблюдательных результата, примем в нашем случае "параметр уширения b " равный $\sim 10\text{км/с}$, тогда из кривой роста Дженкинса получим $N(\text{MgII}) = 6 \cdot 10^{15}\text{см}^{-2}$.

Таким образом, два разных метода дали нам концентрации вещества в облаке, отличающиеся на два порядка. Это не очень большая разница, если учесть, что оба метода используют не совсем корректные приближения. Так, в методе оптической толщины мы имеем заниженную оценку $N(\text{MgII})$, поскольку не учитывается вклад эмиссии, а в методе эквивалентных ширин возможна ошибка из-за того, что мы работаем на плоской части кривой роста. Как увидим ниже, реальная величина концентрации ионов магния в облаке скорее всего средняя этих двух определений, т.е. $N(\text{MgII}) \sim 3 \cdot 10^{14}\text{см}^{-2}$.

Благодаря ненасыщенности профиля линий резонансного дублета 2800 MgII у HD46300 мы можем оценить также массу выброшенного вещества. Но прежде, оценим размер облака.

Как видно из рис.1, наблюдаемый профиль линии h MgII для HD46300 с явлением истечения вещества (запись LWP9163) где-то близок к наблюдаемому профилю линии h MgII для HD21389 (A0Ia). В то же время для A-сверхгигантов класса светимости Ia найдена полуэмпирическая модель, достаточно хорошо

описывающая наблюдаемый профиль линий резонансного дублета 2800 MgII. В частности, при моделировании звездного ветра в случае звезды HD21389 (A0Ia) [8], имеет место соответствие между наблюдаемым и расчетным профилями линии h MgII для значений объемной плотности в среднем 25–30 ионов MgII в 1см^3 на расстоянии до двух радиусов звезды и нескольких ионов в 1см^3 на расстоянии от трех до шести радиусов звезды. Принимая среднюю объемную плотность ионов магния $n(\text{MgII}) = 25\text{см}^{-3}$ в облаке, выброшенном звездой HD46300 (концентрация водородных атомов соответственно будет $n(\text{H}) \sim 10^6\text{см}^{-3}$, при универсальном содержании магния), получим следующие значения для радиуса облака: $R = 6 R_\odot = 0.2 R_*$ и $R = 3600 R_\odot = 105 R_*$ согласно значениям $N(\text{MgII})$, полученным соответственно из методов оптической толщины и эквивалентной ширины. Для среднего значения $N(\text{MgII})$, имеем $R = 171 R_\odot = 5 R_*$. Учитывая, что в модельных расчетах максимальная скорость звездного ветра или DAC достигает на радиусе $\sim 1.6\text{--}1.8 R_*$, а ветер простирается до 5–6 радиусов звезды, более реален третий результат – радиус облака $R = 5 R_*$. Для этого значения радиуса облака имеем массу выброшенного вещества $\sim 9 \cdot 10^{-12} m_\odot$.

Таблица 5

	$\lambda_{\min}$ (Å)	$\delta\lambda$ (Å)	V km/c	$\delta\lambda_d$ (Å)	W (Å)	W (Å)	t_0 (max)	δV_t km/c	N(MgII) (cm ⁻²)			R/R _*			m/m _o
k	2794.34	1.19	127	0.5	0.71	0.48	1.84	54	~10 ¹³	6 10 ¹⁵	3 10 ¹⁴	0.2	105	5	4 10 ⁻¹²
h	2801.55	1.13	121	0.5	0.75	0.48	1.84	54							

В табл. 5 приведены основные параметры облака, выброшенного A0Ib-сверхгигантом HD46300.

5. Обсуждение результатов. Анализ профиля линий k и h MgII A0Ib-сверхгиганта HD46300, проведенный нами в предыдущих секциях статьи, позволил нам получить первый, наблюдаемый в ультрафиолете, реальный факт потери вещества также A-сверхгигантом класса светимости Ib. Более того, наличие двух спектров, на одном из которых профиль линий k и h MgII показывает заметное уширение и асимметрию на скорости $\sim 120\text{км/с}$ и которое практически отсутствует через 30 дней, согласно другому спектру, говорит о том, что имел место выброс вещества из звезды.

Ранее, выбросом оболочки "порывами" (время от времени) была объяснена многокомпонентная и переменная структура профилей резонансных линий FeII и MgII у A1a-сверхгигантов [3]. У большинства A1a-сверхгигантов профиль

и MgII у A1a-сверхгигантов [3]. У большинства A1a-сверхгигантов профиль линий k и h MgII характеризуется смещенным в коротковолновую область широким насыщенным ядром и крутым фиолетовым краем. В то же время у некоторых звезд профиль линий резонансного дублета 2800 MgII состоит из нескольких, смещенных в коротковолновую область, глубоких компонент, а у двух из них, линия h MgII расщеплена на три компонента, в то время как линия k MgII не расщеплена. Наблюдаемая структура профиля линий 2800 MgII у A1a-сверхгигантов может быть объяснена суперпозицией отдельных, смещенных в коротковолновую область, компонент, возникших в результате эпизодических выбросов оболочки звезды. Многообразие же этой структуры есть следствие разной частоты и мощности выбросов у отдельных звезд.

В рамках этой гипотезы мы можем предположить, что у A0Ib-сверхгиганта HD46300 был зафиксирован отдельный эпизодический выброс вещества в виде облака, аналогичный происходящим более часто у A1a-сверхгигантов, выбросам оболочки звезды "порывами".

Тогда, можно сделать предположение, что у сверхгигантов класса светимости Ia имеют место два типа выбросов: один на скоростях более 200 км/с с большим темпом потери массы и наблюдаемый в основном в линиях с высоким потенциалом возбуждения и ионизации, второй, время от времени, на скоростях порядка 100–150 км/с, и наблюдаемый только в линиях с более низким потенциалом ионизации — в частности в резонансных линиях MgII, FeII. По мере продвижения в сторону поздних спектральных классов активность первого типа выбросов уменьшается, однако, увеличивается активность второго типа выбросов, что проявляется в наблюдении стационарно асимметричного переменного и многокомпонентного профиля в линиях MgII и FeII у A1a-сверхгигантов. Это приводит к насыщению профиля линий и невозможности выделения структуры отдельных выбросов. Этот тип выбросов, но с меньшей активностью, имеет место также и у A1b-сверхгигантов.

Тогда, типичная для A1a-сверхгигантов, наблюдаемая структура профиля линий резонансного дублета 2800 MgII у A5Ib-сверхгиганта (HD59612) [3] может быть следствием крайнего проявления для A1b-сверхгигантов частых и мощных выбросов оболочки.

6. *Выводы.* Результат анализа деформированных профилей линий резонансного дублета 2800 MgII у HD46300 A-сверхгиганта класса светимости Ib позволяет сделать следующие выводы.

1. A-сверхгигант класса светимости Ib на примере звезды HD46300 теряет вещество. При этом, облако выброшенного вещества движется со скоростью

порядка 120 км/с; имеет — оптическую толщину в линиях k и h MgII ~ 1.8 ; — скорость внутренних турбулентных движений ~ 50 км/с; — концентрацию ионов магния 10^{14} – 10^{15} в сечении 1см^2 ; Предполагая объемную концентрацию MgII порядка 25 ионов в 1см^3 (соответственно, объемная концентрация водородных атомов $\sim 10^6\text{см}^{-2}$) радиус и масса облака получаются порядка пяти радиусов звезды и $10^{-12} m_{\odot}$, соответственно.

2. Отсутствие деталей в профиле резонансных линий дублета 2800 MgII, характеризующих существование облака дополнительного поглощения через 30 дней после его появления, свидетельствует в пользу того, что имел место эпизодический выброс вещества.

3. Зафиксированный у HD46300 выброс вещества, аналогичен одному из частых и, возможно, более мощных выбросов у A Ia-сверхгигантов. Полученный результат — свидетельство истечения вещества у HD46300 A0Ib-сверхгиганта на сегодня единственный, поэтому для подтверждения этого явления необходимо продолжить исследования в течение большого промежутка времени, охватывая более широкий класс объектов этого типа.

В заключение автор выражает благодарность Г.А. Гурзадяну за содействие в получении архивного материала IUE и обсуждение данной работы, М. Перезу (NASA) за обработку IUE архивных записей.

Гарнийский институт
космической астрономии, Армения

ON THE MASS LOSS FROM HD46300 A—SUPERGIANT OF THE Ib LUMINOSITY CLASS.

J.B.OHANESYAN

Results on the analysis of the profiles of the MgII k and h lines of the A0Ib-supergiants HD46300 have been carried out using archive IUE data. The discovered evidence of mass loss from star the most probable nature of which is the throw out of clouds of the substance. The estimates of some parameter this cloud were made.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Gilheany, B.Bates, M.G.Catney, P.L.Dufton, *Astrophys. Space Sci.*, 169, 85, 1990.
2. B.Bates, S.Gilheany, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 243, 320, 1990.
3. A.Talavera, A.I.Gomez de Castro, *Astron. Astrophys.*, 181, 300, 1987.
4. Y.Kondo, T.H.Morgan, J.L.Modisette, *Astrophys.J.*, 209, 489, 1976.
5. A.Hirshfeld, R.W.Sinnott, *Sky Catalogue 2000*. o. YI Cambridge Unlver. Press, Sky Publishing Corporation, 1985.
6. M.J.Barlow, M.Cohen, *Astrophys. J.*, 213, 737, 1977.
7. J.D.Rosendhal, *Astrophys. J.*, 186, 909, 1973.
8. P.P.Kunasz, N.D.Morrison, B.Spressart, 1983, *Astrophys. J.*, 266, 739, 1983.
9. G.A.Gurzadyan and M.Perez, *Astrophys. Space Sci.*, 180, 1, 1991.
10. G.A.Gurzadyan, *Stellar Chromospheres or Doublet 2800 MgII In Astrophysics*, Nauka, Moscow, 1984, (In Russian).
11. B.Bates, M.G.Catney, F.P.Keenan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 242, 267, 1990.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД 553

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, *Астрофизика*, 33, 5, 1990.
2. J.R.Stauffer, *Astron.J.*, 87, 899, 1982.
3. J.R.Stauffer, L.W.Hartmann, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, 61, 531, 1986.
4. Л.В.Мирзоян, Ранние стадии эволюции звезд, АН Армении, Ереван, 1991.
5. J.R.Stauffer, *Astron.J.*, 85, 1341, 1980.
6. G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, No.1, 3, 1982.
7. J.V.Bares, D.S.Hayes, *IRS Standart Manual*, Kitt Peak National Observatory, 1984.
8. Т.Ю.Мазалян, С.В.Зарацян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 55, 80, 1984.
9. M.F.McCarthy, P.J.Treanor, *Rlcerche Astron. Specola Vaticana*, 6, 535, 1964.
10. R.P.Kraft, J.L.Greenstein, *Low-luminosity Stars*, Proceedings of the Symposium, ed. S.S.Kumar, Gordon and Breach Science Publishers, New York-London-Paris, 1968, p.65.
11. D.R.Soderblom, J.R.Stauffer, J.D.Hudon, B.F.Jones, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, 85, 315, 1993.
12. C.Prüchel, van den Bergh, *Astron.J. Suppl. Ser.*, 34, 101, 1977.
13. А.Адифи, С.Эйзен, *Статистический анализ. Подход с использованием ЭВМ*, М., Мир, 1982, с.354.
14. К.Энслейн, Э.Рэлстон, Г.С.Уилф, *Статистические методы для ЭВМ*, М., Наука, 1986, с.460.
15. G.Jacoby, D.A.Hunter, C.A.Christian, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, 56, 257, 1984.
16. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 544, 1988.
17. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 531, 1988.
18. D.L.Grawford, C.L.Perry, *Astron.J.*, 81, 419, 1976.
19. G.H.Herbig, *Astrophys.J.*, 135, 736, 1962.
20. J.Stauffer, A.Klemola, C.Prosser, R.Probst, *Astron.J.*, 101, 980, 1991.
21. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 36, №3, 1993.

УДК: 524. 338. 6: 520.8

ОДНОВРЕМЕННЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ EV LAC

Н.Д.МЕЛИКЯН, М.К.ЦВЕТКОВ, Р.А.САРКИСЯН

Поступила 4 декабря 1994

Принята к печати 25 декабря 1994

Обсуждаются результаты одновременных фотозлектрических и спектральных наблюдений вспыхивающей звезды EV Lac. Наблюдения EV Lac проводились в Национальной обсерватории Болгарской АН в августе 1986г. Фотозлектрические наблюдения проводились в U — цвете с временем интегрирования 1с на 60 см телескопе. Эффективное время фотозлектрических наблюдений составляет 13 часов. Спектральные наблюдения были выполнены на двухметровом телескопе. В течение одной ночи были получены 35 спектрограм звезды EV Lac, каждая из которых в течение 2 минут. Измерены эквивалентные ширины эмиссионной линии H_{α} . Во время фотозлектрических наблюдений зарегистрированы 6 вспышек. Одна из двух звезд сравнения, C_2 , показала изменение яркости.

1. *Введение.* Спектральные наблюдения звездных вспышек являются очень информативными. С этой точки зрения особенно важны одновременные спектральные и фотозлектрические наблюдения. Несмотря на определенные трудности при проведении таких наблюдений, начиная с шестидесятых годов они проводились и позволили получить некоторые важные результаты.

Еще первые спектральные наблюдения вспыхивающих звезд окрестности Солнца показали, что спектры звезд типа UV Кита во время вспышек сильно отличаются от спектров звезд в их спокойном состоянии. Во время вспышек появляется непродолжительная, но сильная коротковолновая непрерывная эмиссия, и усиливаются интенсивности эмиссионных линий.

Одновременные спектральные и фотозлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, выполненные Моффеттом и Боппом [1,2], показали, что резкое повышение блеска звезды и отдельные кратковременные всплески яркости на кривой блеска вспышки обусловлено сильным усилением интенсивности непрерывного спектра. Доля энергии, излучаемой в эмиссионных линиях

вблизи максимума, составляет всего несколько процентов от общей энергии излучаемой звездой, тогда как она достигает приблизительно 30% в фазе затухания вспышки.

Шаховская [3] и Бопп [4] показали, что у звезды EV Lac эмиссионные линии водорода и CaII с течением времени показывают изменения интенсивностей. В частности, в работе Боппа [4] показано, что интенсивность линии H_{α} у звезды EV Lac изменяется и в короткой шкале времени.

В настоящей работе приводятся результаты одновременных фотоэлектрических и спектральных наблюдений одной из ярких вспыхивающих звезд окрестности Солнца, звезды EV Lac.

2. Наблюдения. Настоящие наблюдения проводились на двух телескопах обсерватории Рожен (Болгария) в августе 1986г. Спектральные наблюдения проводились на 2-м телескопе, а фотоэлектрические — на 60-см цейссовском телескопе системы Кассегрена. При непрерывном патрулировании звезды EV Lac фотоэлектрическим методом на одном телескопе, на другом были получены спектры этой звезды. Из-за плохой связи между телескопами и слабости вспышек не удалось проследить хотя бы одну вспышку с начала и до конца спектрально. Тем не менее в течение одной ночи, когда фотоэлектрически были зарегистрированы 4 вспышки, получены 35 спектров звезды EV Lac, что дало возможность проследить за ходом изменения спектра звезды в течение этого времени. Фотоэлектрические наблюдения проводились три дня. Отметим, что спектры звезды EV Lac получены только в течение одной ночи, когда фотоэлектрически были зарегистрированы вспышки №№3, 4а, b, 5 и 6.

3. Фотоэлектрические наблюдения. Фотоэлектрические наблюдения проводились на 60-см телескопе с помощью одноканального электрофотометра FF-1. Время интегрирования для получения одного отчета от звезды составляло 1 секунду. Наблюдения проводились в ультрафиолетовых лучах. Предварительные результаты этих фотоэлектрических наблюдений уже опубликованы [5].

Фотоэлектрические наблюдения продолжались с 11 по 13 августа 1986г. За 13 часов эффективного времени наблюдений фотоэлектрически были зарегистрированы 6 вспышек. На рис. 1 приводятся кривые блеска зарегистрированных вспышек, где по оси абсцисс отложено мировое время UT, а по оси ординат величина $I_f - I_0/I_0$, где I_f — интенсивность вспышечного излучения, а I_0 — интенсивность излучения звезды в нормальном состоянии.

При одновременных фотоэлектрических и спектральных наблюдениях зарегистрированы следующие вспышки: №№ 3, 4а, b, 5 и 6. Как видно на рис.1 три

из зарегистрированных шести вспышек (№№1,2 и 4) имеют сложную структуру. На кривой блеска вспышек №№1 и 4 четко выделяются два максимума.

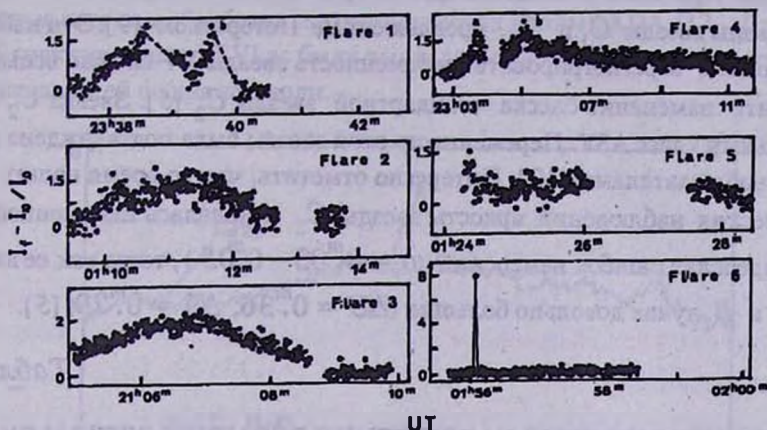


Рис.1. Кривые блеска 6 вспышек звезды EV Lac, зарегистрированные во время наших наблюдений.

Вспышка №6 представляет особый интерес. На наш взгляд ее трудно назвать нормальной вспышкой. Мы имеем дело с резким повышением блеска с продолжительностью порядка или меньше одной секунды, т.е. это повышение при наших наблюдениях охватывает всего одну точку. Такие "вспышки" были зарегистрированы и ранее [6,7]. Следует отметить, что такие кратковременные повышения блеска во время вспышек всегда были зарегистрированы только у вспыхивающей звезды.

У нас с самого начала были сомнения о звездном происхождении таких кратковременных повышений блеска. В дальнейшем анализ результатов синхронных наблюдений звезды UV Кита, выполненных на высокогорной Майданакской станции Ташкентского астрономического института одновременно на двух разных телескопах с идентичной аппаратурой и фильтрами, показал, что такое явление по всей вероятности обусловлено пуассоновским распределением наблюдательных ошибок [8].

В табл. 1 приводятся данные о зарегистрированных нами вспышках звезды EV Lac. В соответствующих столбцах табл. 1 приводятся: номера вспышек, дата наблюдений, время максимума вспышки по UT, время возгорания (t_1) и время затухания (t_2) вспышки в секундах, амплитуда вспышки (ΔU) и ошибки измерений (σ_u) в ультрафиолетовых лучах и звездных величинах.

В течение всего времени фотоэлектрических наблюдений, периодически проводились U , B , V фотоэлектрические измерения в спокойном состоянии звезды EV Lac. При этом в качестве фотометрических стандартных звезд были использованы звезды C_1 и C_2 , предложенные Петерсеном [9]. Эти наблюдения позволили зарегистрировать переменность звезды EV Lac вне вспышки и обнаружить изменение блеска стандартной звезды C_2 [5]. Звезда C_2 имеет спектральный класс A3V. Переменность этой звезды была подтверждена позже другими наблюдателями [10]. Интересно отметить, что во время наших фотоэлектрических наблюдений яркость звезды C_2 оставалась неизменной в V лучах в пределах ошибок измерений ($\sigma_V = 0^m.03 - 0^m.05$), тогда как ее изменения в U и B лучах довольно большие ($\Delta U = 0^m.36$, $\Delta B = 0^m.29$) [5].

Таблица 1

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ EV LAC

№	Дата (UT)	UT (max)	t_1	t_2	ΔU	σ_u
1a	11.08.1986	23 ^h 38 ^m 33 ^s	43 ^s	—	0 ^m .52	0 ^m .07
1b	11.08.1986	23 39 38	8	40 ^s	0.54	0.07
2	12.08.1986	01 11 10	15	145	0.52	0.07
3	12.08.1986	21 07 10	70	180	0.85	0.06
4a	12.08.1986	23 03 40	20	—	0.55	0.06
4b	12.08.1986	23 05 00	30	202	0.66	0.06
5	13.08.1986	01 24 23	8	240	0.46	0.07
6	13.08.1986	01 56 02	1		2.44	0.08

4. *Спектральные наблюдения.* Спектральные наблюдения звезды EV Lac проводились на 2-м РКК — телескопе со спектрографом УАГС и ЭОП-ом, со средней дисперсией около $\sim 70 \text{ \AA} / \text{мм}$. Спектральное разрешение было равно $4 \text{ \AA}$. В качестве стандартной звезды использовалась звезда BD +17°4708 с известными спектральными характеристиками [11]. Были получены 35 двухминутных спектров. Спектры получены в красной части спектра звезды ($\lambda \lambda 6450 - 6650 \text{ \AA}$), охватывающей спектральную линию H_α .

Спектры регистрировались на автоматическом микроденситометре PDS Бюраканской астрофизической обсерватории. Для каждого спектра с помощью микроденситометра сканировались 5 строк: спектр звезды EV Lac, фон неба вокруг

звезды и спектры сравнения. При сканировании использовалась щель размерами $100 \times 25 \text{ мм}$, а шаг сканирования составлял 20 мкм .

Обработка уже зарегистрированных спектров проводилась на ЭВМ СМ-4 с помощью системы обработки астрономических данных ADA [12]. Для каждого из 35 спектров звезды EVLac были вычислены наблюдательные распределения интенсивностей по длинам волн.

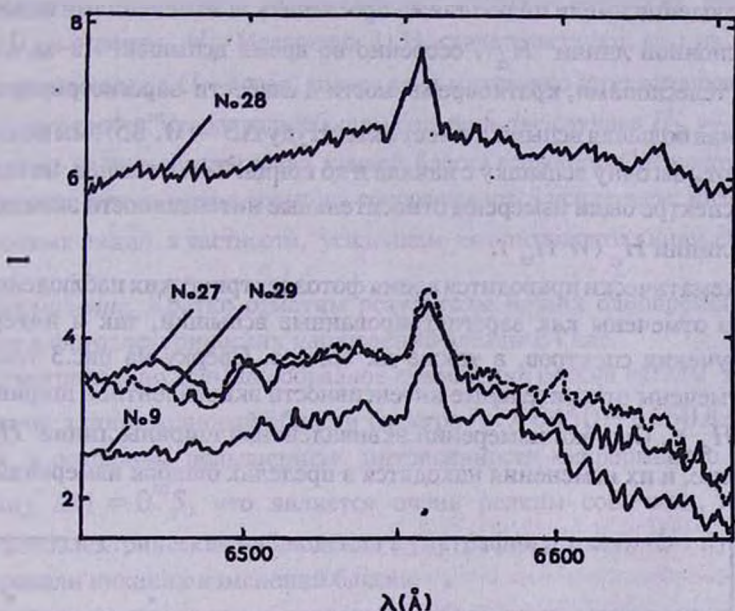


Рис.2. Регистрограммы 4 спектров звезды EVLac. Хорошо видно, что интенсивность непрерывного спектра звезды EVLac на спектре №28 повышена.

На рис.2 приводятся четыре спектра звезды EVLac с указанием их номеров. Отметим, что регистрограммы всех остальных спектров находятся в полосе между спектрами №9 и №27. На рис.2 видно, что во время получения спектра №28 в красной области звезды EVLac зафиксировано значительное повышение интенсивности. Это вспыхообразное повышение в наблюдаемой области спектра имеет амплитуду $\Delta m = 0.5$. За 5 минут до и через 7 минут после получения спектра №28 были получены спектры №27 и №29, которые не показывают никаких изменений. Такое повышение блеска звезды в красной области спектра, на наш взгляд, особенно интересно тем, что во время получения этого спектра фотоэлектрические наблюдения в U -лучах не зарегистрировали никаких изменений блеска, превышающие ошибки измерений.

Мы неоднократно обращались к изучению спектра №28. Многократно повторя измерения мы пришли к выводу, что по всей вероятности такое изменение блеска звезды EVLac не является результатом каких-либо ошибок. С таким явлением, когда амплитуда вспышки уменьшается в сторону коротких длин волн мы встретились при синхронных фотографических U, B, V наблюдениях звездных вспышек в области ассоциации Ориона [13,14].

Наши наблюдения имели целью также проследить за изменениями интенсивностей эмиссионной линии H_α , особенно во время вспышек. Из-за плохой связи между телескопами, кратковременности и слабости зарегистрированных вспышек (самая большая вспышка имеет амплитуду $\Delta U = 0^m.85$), мы не смогли проследить хотя бы одну вспышку с начала и до конца. Тем не менее, на каждом полученном спектре были измерены относительные интенсивности эквивалентной ширины линии H_α (WH_α).

На рис.3 схематически приводится время фотоэлектрических наблюдений. На нем отдельно отмечены как зарегистрированные вспышки, так и интервалы времени получения спектров, а также их номера. Сверху на рис.3 темными кружками отмечены относительные интенсивности эквивалентной ширины линии H_α (WH_α). Ошибки измерений эквивалентной ширины линии H_α довольно большие, и их изменения находятся в пределах ошибок измерений.

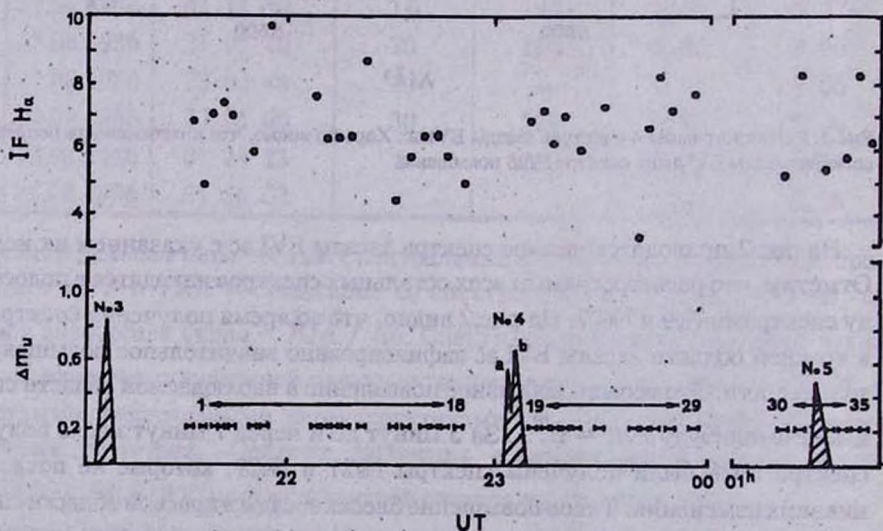


Рис.3. Схематически отмечены вспышки звезды EVLac, интервалы времен получения спектров и их номера. Сверху на рисунке темными кружками приведены относительные интенсивности эквивалентной ширины линии H_α (WH_α).

Таким образом, наши наблюдения не позволяют определенным образом говорить о наличии или же отсутствии изменения интенсивности линии H_{α} . Это может быть обусловлено большими ошибками измерения спектров, и слабостью зарегистрированных вспышек. Мы уже отметили, что доля энергии излучаемой в эмиссионных линиях вблизи максимума ничтожно мала, тогда как после максимума, на нисходящей ветви кривой блеска вспышки, она значительна [1,2]. С другой стороны, например, результаты одновременных фотоэлектрических наблюдений в полосе U и в линии H_{α} Мелконяна [15], свидетельствуют, что из 21 вспышки зарегистрированных в U — лучах, только одна достоверно зарегистрирована в линии H_{α} , несмотря на то, что в подавляющем большинстве случаев H_{α} — наблюдения проводились на нисходящей ветви кривой блеска вспышки. Следовательно, можно допустить, что не всегда вспышка сопровождается усилением интенсивностей эмиссионных линий, в частности, усилением интенсивности линии H_{α} .

5. Заключение. Кратко отметим результаты наших одновременных спектральных и фотоэлектрических наблюдений звезды EVLac.

Зарегистрировано вспышкообразное повышение блеска звезды EVLac в наблюдаемой длинноволновой области спектра ($\lambda \lambda 6450 - 6650 \text{ \AA}$) обусловленной, в основном, повышением интенсивности непрерывного спектра, на величину $\Delta m = 0^m.5$, что является очень редким событием, так как в это время фотоэлектрические наблюдения в ультрафиолетовых (U) лучах не регистрировали никаких изменений блеска.

Спектральные наблюдения показали, что изменения эквивалентной ширины эмиссионной линии H_{α} (WH_{α}) находятся в пределах ошибок наблюдений.

Зафиксирована переменность блеска звезды EVLac во время наших наблюдений [5]. Обнаружена переменность использованной стандартной звезды C_2 [5], которая в течение нескольких лет была использована в качестве фотометрического стандарта при фотоэлектрических наблюдениях вспыхивающей звезды EVLac [9].

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Л.В.Мирзояна за ценные советы, а сотрудникам обсерватории Рожен Болгарской Академии Наук за помощь во время наблюдений.

SIMULTANEOUS PHOTOELECTRIC AND SPECTRAL
OBSERVATIONS OF EV LAC

N.D.MELIKIAN, M.K.TSVETKOV, R.H.SARKISSIAN

The results of simultaneous spectral and photoelectric observations of flare star ET Lac are discussed. The observations of EV Lac were carried out at the National Astronomical Observatory of the Bulgarian Academy of Sciences in August 1986. Photoelectric observations have been carried out in U -colour with an integration time of 1 sec on the 60cm telescope. The effective time of photoelectric observations is about 13 hours. The spectral observations were obtained with 2m telescope. 35 spectrograms of EV Lac were obtained during a night, every of each — during 2 minutes. The equivalent widths of H_{α} emission line were measured.

During the photoelectric observations 6 flares were detected. One of the comparison stars, C_2 , showed light variations. The results of spectral observations are being discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.W.Bopp, T.J.Moffett, *Ap.J.*, 185, 239, 1973.
2. T.J.Moffett, B.W.Bopp, *Ap.J.*, Suppl. Ser., 31, 61, 1976.
3. Н.И.Шаховская, Изв. Крым. астрофизической об., 51, 92, 1974.
4. B.W.Bopp, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 168, 225, 1974.
5. М.К.Тsvetkov, К.Р.Тsvetkova, N.D.Melikian, *IBVS*, №2954, 1986.
6. B.R.Pettersen, K.P.Panov, W.H.Sandmann, M.S.Ivanova, *Astroph. Astrophys. Suppl. Ser.*, 66, 235, 1986.
7. V.P.Zalinian, H.M.Tovmassian, *IBVS*, №2992, 1986.
8. N.D.Melikian, V.S.Shevchenko, *Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*; L.V.Mirzoyan et al. (eds.), IAU Symposium №137, Kluwer Academic Publ. Shers, Dordrecht. Bost London, p.31, 1990.
9. B.R.Pettersen, *Astron. Astrophys.*, 123, 184, 1983.
10. S.J.Kleinmann, W.H.Sandmann, C.W.Ambruster, *IBVS*, №5031, 1980.
11. J.B.Oke, J.E.Gunn, *Ap.J.*, 266, 713, 1983.
12. С.В.Зарацян, Т.Ю.Мазакян, *Сообщ.БАО*, 55, 80, 1984.
13. Л.В.Мирзоян, О.С.Чавушян, Н.Д.Меликян, Р.Ш.Нацалишвили, В.В.Амбарян, Г.А.Брутян, *Астрофизика*, 19, 725, 1983.
14. N.D.Melikian, R.Sh.Natvlishvili, H.S.Chavushian, *IBVS*, №2622, 1984.
15. А.С.Мелконян, *Сообщ. БАО*, 54, 15, 1983.

УДК: 524.52

О СВЯЗИ РАДИАЛЬНЫХ СИСТЕМ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ СО ЗВЕЗДНЫМИ АССОЦИАЦИЯМИ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН, Г.Б.ОГАНЯН, Л.Г.АХВЕРДЯН

Поступила 4 ноября 1994
Принята к печати 30 ноября 1994

Исследована связь радиальных систем темных глобул со звездными ассоциациями. Показано, что из 17-и систем I вида из табл. 1 [1] с известными ассоциациями связаны 16 радиальных систем. Найдена новая ассоциация (отсутствующая в каталогах), связанная с оставшейся семнадцатой системой (системой №2). Из 6-и систем II вида (табл.2 [1]) с известными ассоциациями связаны 4 системы. Предложен новый метод определения расстояний до ассоциаций, используя как критерий расстояния среднюю линейную толщину темных глобул радиальных систем, связанных с этими ассоциациями. С помощью этого метода уточнено расстояние до ассоциации Суг ОВ 9, а также разрешен вопрос о принадлежности нескольких радиальных систем к соответствующим звездным ассоциациям.

1. *Введение.* Радиальные системы темных глобул состоят из "слезинок", "слоновых хоботов", кометарных глобул, ориентированных в сторону центральных звезд. Центральные звезды этих систем принадлежат в основном спектральному классу О (реже В). Радиальные системы темных глобул обычно погружены в области HII, образованные центральными звездами.

Как известно, звезды спектрального класса О преимущественно встречаются в звездных ассоциациях. Целью настоящей статьи является выявление принадлежности уже известных, а также найденных нами [1] радиальных систем конкретным звездным ассоциациям. В данной статье речь идет только о ОВ ассоциациях. Упомянутые выше радиальные системы названы нами системами I вида [1]. Там же нами введено понятие систем II вида. У последних систем центральные звезды уже не класса О, нет областей HII, связанных с системой, но сама радиальная система еще четко прослеживается. Ниже будут рассмотрены 19 систем I вида и 2 системы II вида. Ранее в [1] нами была рассмотрена связь со звездными ассоциациями 4-х систем II вида.

2. *Радиальные системы и звездные ассоциации.* Если координаты радиальных систем темных глобул и звездной ассоциации близки, то о наличии физической связи между ними можно судить по следующим признакам.

1. Принадлежность центральной звезды (звезд) радиальной системы этой ассоциации.

2. Если нет данных о центральных звездах системы, то можно оценить расстояние до системы по средним линейным толщинам входящих в систему глобул, а затем сравнить это расстояние с расстоянием до соответствующей ассоциации.

3. В некоторых случаях, при отсутствии видимых центральных звезд системы, можем судить о связи системы и ассоциации по их расположению в одном и том же светлом или темном облаке.

Ниже применяются все перечисленные выше три метода.

Остановимся по очереди на радиальных системах I вида, перечисленных в табл.1 из [1]. Номера радиальных систем соответствуют номерам упомянутой выше таблицы. Кроме перечисленных в табл. 1 [1] системы мы здесь рассматриваем также две системы (13.1 и 13.2), которые были найдены после опубликования статьи [1].

Система №1. На самом деле здесь присутствуют две системы. Одна из них, система а, по-видимому, связана со звездой SAO 21019. Другая, система б, похожа на систему II вида — ее глобулы не имеют римов, нет звезды раннего класса, расположенной в центре системы, не видно также ионизированной среды, связанной с этой системой.

Обе системы, по-видимому, связаны с ассоциацией Сер OB 4. Расстояние до этой ассоциации 880 пк [2]. Для определения расстояния до радиальных систем применим метод определения расстояния с помощью средней линейной толщины глобул. В основе этого метода лежит предположение о том, что средняя толщина глобул для всех радиальных систем одинакова. В качестве стандарта возьмем систему, расположенную в туманности "Розетка" (система №6 из [1]). Расстояние до нее принимается 1.55 кпс [2], а средняя толщина глобул связанной с ней системы №6 — $17''$.

Средняя толщина глобул системы №1 — $38''$, что примерно в два раза больше средней толщины глобул системы №6, откуда для расстояния до системы №1 получим 0.7 кпс. Эта величина согласуется с приведенным выше расстоянием до ассоциации Сер OB 4 (880 пк), что свидетельствует о наличии физической связи между ассоциацией и радиальной системой.

Система №2. Система связана с яркой туманностью NGC 281 и проектируется на область, занимаемую ассоциацией Cas OB 9. Центральная звезда системы НД 5005 (класс O5) не содержится среди звезд, принадлежащих ассо-

циации Cas OB 9. Расстояние до Cas OB 9 равно 0.8 кпс [2]. Средняя толщина глобул системы — $18''$, что примерно соответствует средней толщине глобул системы №6 — $(17'')$, расположенной на расстоянии 1.55 кпс. Отсюда можно заключить, что наша система примерно вдвое дальше ассоциации Cas OB 9.

Попробуем найти ассоциацию, расположенную на расстоянии около 1.6 кпс. Для этого возьмем площадку размерами $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ и с центром: $\alpha_{1950} = 0^h 47^m$, $\delta_{1950} = 56^{\circ} 56'$. Выпишем все звезды спектральных классов O и B, расположенные на этой площадке. Найдем из [3] величины V, B—V, спектральный класс, класс светимости для этих звезд. Из [4] определим абсолютную светимость и $(B - V)_0$ для этих звезд, а затем найдем модули расстояния. Из этих звезд выберем только те звезды, модули расстояний которых заключены между 9^m и 12^m . Таких звезд всего 10. Средний модуль расстояний для этих звезд получается $10^m.7$, с дисперсией $0^m.27$. Этот модуль расстояния соответствует расстоянию 1.4 кпс. Из каталога звезд типа Вольфа-Райе [5] две звезды, HD 6327 и 9974, попадают в вышеуказанную площадку.

Таким образом, полученная звездная система содержит звезды классов O, B, яркую туманность (область HII) NGC 281, связанную с последней радиальную систему темных глобул (система №2), две звезды типа Вольфа-Райе. Перечисленные выше свойства позволяют нам заключить, что, возможно, нами найдена новая звездная ассоциация, хотя необходимо провести более детальное исследование этой системы.

Система №3. Это двойная система, первая из которых (система а) связана со звездой HD 17505, вторая (система б) — со звездой HD 18326. Обе системы связаны с яркой туманностью NGC 1848, которая является областью HII, возбуждаемой этими звездами. Обе звезды входят в ассоциацию Cam OB 1, расстояние до которой 800 пк (расстояние до всех ассоциаций взяты из [2]), так что в этом случае принадлежность радиальных систем ассоциации определяется однозначно.

Система №4. Центральной звездой системы является звезда, которая, согласно Амбарцумяну [6], входит в состав ассоциации Ori OB 1. Расстояние до Ori OB 1 — 0.45 кпс.

Система №5. Эта система двойная. Большая система (система а) связана со звездой HD 37468, а меньшая система (система б) — со звездой HD 37756 и/или HD 37776. Эти звезды входят в ассоциацию Ori OB 1, которой, следовательно, принадлежат и радиальные системы. Следовательно, расстояние до системы №5 такое же, как и расстояние до системы №4.

Система №6. Система связана с туманностью Розетка. Центральные звезды системы НД 46223, 46150, 46056, принадлежат ассоциации Моп ОВ 2, которая содержит и саму радиальную систему. Расстояние до Моп ОВ 2 равно 1.55кпс. Эта система нами принята в качестве стандартной при определении расстояний до радиальных систем методом средней линейной толщины глобул, входящих в эту систему. Средняя толщина глобул системы №6 — $17''$.

Система №7. С системой связана звезда НД 47839, которая входит в ассоциацию Моп ОВ 1. Расстояние до Моп ОВ 1 равно 0.55 кпс. Система №7 однозначно связана с ассоциацией Моп ОВ 1 и, следовательно, находится на расстоянии 0.55 кпк.

Система №8. Имеются две ситемы. Первая, основная (система а), имеет в центре звезду НД 53974, вторая (система b) намного меньше, имеет в центре, по-видимому, звезду НД 54662. Системы принадлежат ассоциации СМа ОВ 1. Расстояние до ассоциации 0.95 кпк, что можно приписать и системе №8.

Система №9. Система связана с НII областью М 20 (NGC6514). Центральная звезда ВД $-23^{\circ}13804$ принадлежит ассоциации Sgr ОВ 2. Расстояние до ассоциации 1.52 кпк, что справедливо и для системы №9.

Система №10. Система связана с областью НII NGC 6523. Центральная звезда НД 164794 принадлежит ассоциации Sgr ОВ 2. Расстояние до ассоциации 1.52 кпк, и, следовательно, система находится на том же расстоянии.

Система №11. Центральные звезды системы НД 165, 167971, 161311 принадлежат ассоциации Sct ОВ 2. Расстояние до ассоциации 0.73кпк, что совпадает с расстоянием до системы.

Система №12. Система связана с областью НII NGC 6611. Центральные звезды системы НД 168076 и 168075 принадлежат ассоциации Sct ОВ 2. Расстояние до ассоциации 0.73 кпк, значит таково и расстояние до системы.

Система №13. Система связана с областью НII NGC 6820. В этой области находится ассоциация Vul ОВ 4, расстояние до которой 1.02 кпс. Средняя толщина глобул системы $23''$. Если сравнить эту толщину со средней толщиной глобул системы №6, то для расстояния до системы №13 получим 1.1 кпс, что находится в отличном соответствии с расстоянием до ассоциации Vul ОВ 4 (1.02 кпк) и свидетельствует о связи системы и ассоциации.

С системой №13 связаны две кометарные туманности, CLN 146 и 148 [7], причем обе туманности в виде конуса. Центральная звезда системы ВД $+22^{\circ}3782$.

Система №13.1 Система ($\alpha_{1950} = 20^h 17^m$, $\delta_{1950} = 40^{\circ} 40'$) найдена нами. Центральная звезда системы SAO 49438. Система очень характерная, есть много "слезинок", расположенных перед "слоновыми хоботами". Как видно на

картах Паломарского атласа, область НII, связанная с системой 13.1, является продолжением комплекса облаков, одним из которых является туманность NGC 7000. Расстояние до туманности NGC 7000 принимается 0.74 кпс, отсюда следует ожидать, что расстояние и до системы 13.1 должно быть примерно таким же.

Система 13.1 находится в области, занимаемой ассоциацией Суг OB 9, причем эта ассоциация также связана с системой облаков, одним из которых является NGC 7000, т.е. расстояние и до ассоциации должно быть около 0.74 кпс. Однако в [2] приводится расстояние до ассоциации Суг OB 9 1.17 кпс.

Попробуем оценить расстояние до системы №13.1 с помощью метода средней линейной толщины глобул. Средняя толщина глобул системы №13.1 равна $40''$, что для расстояния до системы дает 0.7 кпс. Такого же порядка расстояние следует ожидать и для ассоциации Суг OB 9, т.е. подтверждается высказанное выше предположение о расстоянии до Суг OB 9 в 0.74 кпс.

Система №13.2. Эта система так же, как и предыдущая, найдена нами. Координаты центра системы: $\alpha_{1950} = 20^h 18^m$, $\delta_{1950} = 39^\circ 15'$. В центральной области системы есть звезда SAO 69856, но так как ее спектральный класс A, то она не может быть центральной звездой системы. Возможно, центральная звезда скрыта за темными облаками. Система №13.2 находится в ассоциации Суг OB 9. Выше было показано, что расстояние до Суг OB 9 0.74 кпс. Средняя толщина глобул системы №13.2 $41''$, что для расстояния до системы дает 0.7 кпс, т.е. система 13.2 входит в ассоциацию Суг OB 9.

Система №14. Система связана с туманностью NGC 7000, расстояние до которой 0.74 кпс. В этой области расположена ассоциация Суг OB 7, также связанная с туманностью NGC 7000. Центральной звезды системы из-за сильного поглощения не видно. Согласно [1] в качестве скрытой за облаком центральной звезды может служить источник IRAS 20497+4358, или же принятый в литературе источник IRS 8 [8].

Система №15. Система связана с туманностью NGC 7000, расстояние до которой 0.74 кпс. В этой области расположена ассоциация Суг OB 7, также связанная с туманностью NGC 7000. Центральной звезды системы из-за сильного поглощения не видно. Поиск точечного источника IRAS, могущего быть скрытым за облаком центральной звездой системы, не увенчался успехом.

Система №16. Центральной звездой системы является звезда HD 20306. Система расположена в месте расположения ассоциации Суг OB 7, расстояние до которой 0.74 кпс. Средняя толщина глобул системы $39''$, что при сравнении со средней толщиной глобул системы №6 дает для расстояния до системы №16 0.7 кпс. Эта оценка находится в хорошем согласии с расстоянием до ассоциации

Суг OB 7, отсюда следует, что ассоциация и радиальная система связаны между собой физически.

Система №17. Система связана с областью III IC 1396. Центральная звезда системы принадлежит ассоциации Сер OB 2, расстояние до которой 0.75 кпк. Эта радиальная система подробнее исследована в [9].

Полученные результаты о связи радиальных систем I вида со звездными ассоциациями сведены в табл.1, где в последовательных столбцах приведены: номер системы (согласно табл.1 [1]), координаты центра системы, название центральной звезды (звезд), спектральный класс центральной звезды, название ассоциации, связанной с радиальной системой и расстояние до радиальной системы (в кпк).

Таблица 1

РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ I ВИДА И ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ

№	α_{1950}	δ_{1950}	НД	S_p	A _{ssoc}	d
1a	0 ^h 00 ^m	67°10'	21019		Сер OB 4	0.88
1b	0 05	67 00			" — "	" — "
2	0 47	56 05	5005	05 V	Anon	1.5
3a	2 48	60 15	17505	07	Cam OB 1	0.8
3b	2 55	60 25	18326	08	" — "	" — "
4	5 32	9 54	36861	08 III	Ori OB 1	0.45
5a	5 37	-02 40	37468	09.5 V	Ori OB 1	0.45
5b	5 38	-01 10	37756	B2 IV	" — "	" — "
6	6 29	4 59	46223	04 V	Mon OB 2	1.55
7	6 38	9 57	47839	07 V	Mon OB 1	0.55
8a	7 04	-11 13	53974	B0.5 IV	CMa OB 1	0.95
8b	7 07	-10 15	54662	06	" — "	" — "
9	17 59	-23 02	-23 13804	05	Sgr OB 2	1.52
10	18 01	-24 22	164794	04 V	Sgr OB 2	1.52
11	18 16	-12 10	165052	07	Sct OB 2	0.73
12	18 16	-13 50	168076	04	Sct OB 2	0.73
13	19 41	23 10	22 3782	07	Vul OB 4	1.02
13.1	20 17	40 40	193322	08	Cyg OB 9	0.74
13.2	20 18	39 15			Cyg OB 9	0.74
14	20 55	43 30			Cyg OB 7	0.74
15	20 59	43 31			Cyg OB 7	0.74
16	21 16	45 44	203064	08	Cyg OB 7	0.74
17	21 37	57 16	206267	06.5	Сер OB 2	0.75

Рассмотрим теперь системы II вида. Как уже было сказано выше, в [1] показано, что четыре радиальные системы из шести связаны со звездными ассоциациями. Здесь рассмотрим две оставшиеся системы: №1 и №2 из табл.2 [1].

Система №1. Эта система граничит с ассоциациями Cas OB 14 и Cas OB 9, расстояние до которых 0.8 кпк. Средняя толщина глобул этой системы $130''$, что для расстояния до системы №1 дает 0.2 кпк. Отсюда можно заключить, что система ни к одной из вышеупомянутых ассоциаций не принадлежит.

Система №2. Система граничит с ассоциацией Cam OB 1, расстояние до которой оценивается в 0.8 кпк. Средняя толщина глобул системы №2 — $80''$, что для расстояния до системы дает 0.3 кпк. Из этого можно заключить, что система №2 не связана с ассоциацией Cam OB 1.

Нам представляется, что в эволюционном смысле радиальные системы II вида старше систем I вида. С течением времени центральные звезды систем I вида переходят в более поздние классы и, следовательно, уже не в состоянии поддерживать ионизацию областей III. Область III со временем становится облаком II. Возможен также вариант выметания области III (или же возникающего облака II) вследствие происшедшей поблизости вспышки сверхновой. Оба эти варианта встречаются в действительности: среди радиальных систем II вида встречаются как системы с облаками II, так и системы, лишенные как областей III, так и облаков II.

Об относительной старости систем II вида может свидетельствовать и приведенный выше результат — все системы I вида связаны со звездными ассоциациями, а из шести систем II вида две системы не связаны с ассоциациями. Предполагается, что со временем под действием дифференциального вращения Галактики системы II вида разрушаются и превращаются в отдельные изолированные глобулы Бока I вида. Последние довольно многочисленны и встречаются как в звездных ассоциациях, так и за их пределами.

3. Заключение. В данной статье приведены результаты поиска звездных ассоциаций, с которыми связаны радиальные системы. Для радиальных систем I вида получен следующий результат. Все 17 радиальных систем из табл.1 [1] связаны со звездными ассоциациями, причем 16 систем связаны с уже известными ассоциациями, а вокруг одной системы (системы №2) найдена новая ассоциация, не указанная в каталогах. Приводятся также данные о двух системах, найденных в результате настоящей работы (это системы №13.1 и 13.2). Обе они, как оказалось, связаны с известными ассоциациями.

Исследована также связь радиальных систем II вида со звездными ассоциациями. Оказалось, что из шести систем II вида с ассоциациями связаны четыре системы. То обстоятельство, что все радиальные системы I вида связаны со

звездными ассоциациями, а далеко не все радиальные системы II вида связаны с ассоциациями, свидетельствует об относительной старости систем II вида по отношению к системам I вида.

Авторы выражают благодарность академику В.А.Амбарцумяну за постоянный интерес к работе.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
НАН Республики Армения

ABOUT THE CONNECTION OF THE SYSTEMS OF DARK GLOBULES WITH THE STELLAR ASSOCIATIONS

A.L.GYULBUDAGHIAN, G.B.OHANIAN, L.G.HAKHVERDIAN

The connection of the radial systems of dark globules with the stellar associations is investigated. It is shown, that 16 radial systems out of 17 radial systems of type 1 from the Table 1 [1] are connected with the stellar associations. A new association is found (absent in the known catalogues), which is connected with the remainder 17-th system (system №2). Out of 6 systems of type 2 (Table 2 [1]) 4 radial systems are connected with already known stellar associations. A new method of determination of the distances of the stellar associations is suggested — using as a criterion of their distances the mean linear thicknesses of dark globules of radial systems connected with the corresponding associations. With this method the distance to the association Cyg OB 9 is determined more precisely and the connection of some radial systems with the corresponding stellar associations is resolved more definitely.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Л.Гюльбудагян, В.А.Акопян, *Астрофизика*, 33, 395, 1990.
2. Y.Ruprecht, B.Balazs, R.E.White, *Catalogue of star clusters and associations*, Supplement 1, Budapest, 1970.
3. W.Buscombe, *MK Spectral Classifications*, Evanston, 1991.
4. К.У.Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
5. L.F.Smith, M.N.Ras, 138, 109, 1968.
6. В.А.Амбарцумян, *Астрон. ж.*, 26, 3, 1949.
7. J.M.Torrelles, L.F.Rodriguez, J.Canto, A.L.Gyulbudaghian, *Rev.Mex. Astron. Astrofis.*, 8, 147, 1983.
8. Y.Bally, N.Z.Scoville, *Astrophys.J.*, 239, 121, 1980.
9. А.Л.Гюльбудагян, *Астрофизика*, 23, 295, 1985.

УДК: 524.316

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. V. ПОЛОСА $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$.

Г.В.АБРАМЯН, К.С.ГИГОЯН

Поступила 13 октября 1994

Принята к печати 2 ноября 1994

Приводится пятый список красных звезд Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты расположены в полосе $5^h \leq \alpha \leq 18^h 30^m$ и $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$. Список содержит данные о 18 новых объектах, один из которых является звездой R класса. Впервые даются также спектральные классы 11 переменных объектов, а для 4 из них приводятся спектрограммы в диапазоне длин волн 4700—6700Å.

1. *Введение.* Начиная с 1987г. в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армении исследуются пластинки спектрального обзора Маркаряна [1] с целью выявления звездных объектов с сильным УФ-континуумом. Отбор, спектральное исследование и классификация этих объектов составляют вторую часть Первого Бюраканского спектрального обзора неба (The First Byurakan Survey-FBS), подробное описание которого дается в работе [2].

В частности проводится отбор и каталогизация новых звезд поздних M и C спектральных классов, с целью детального изучения этих объектов на высоких галактических широтах. Некоторые данные о FBS обзоре и о критериях выделения M и C звезд на пластинках обзора изложены в работах [3,4].

В настоящей статье, являющейся продолжением работ этой серии [3,5-7], дается пятый список новых слабых M и C звезд, отобранных на пластинках FBS обзора. В работе впервые дается также спектральная классификация 11 переменных звезд, а для 4 из них приводятся спектрограммы в диапазоне длин волн 4700—6700Å.

2. *Список новых объектов.* Наш список содержит новые слабые М и С звезды, расположенные в полосе $5^h \leq \alpha \leq 18^h 30^m$ и $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$. В результате просмотра указанной полосы обзора FBS, охватывающей область 298 кв.градусов, выявлены 27 красных звезд (6 углеродных и 21 М типа), из них с известными объектами [8–16] отождествлены 9 объектов (5 М и 4 С звезды). 5 новых объектов из остальных 18 идентифицированы с неизвестными IRAS источниками [16].

Таблица 1

СПИСОК 18 НОВЫХ М И С ЗВЕЗД

№	Название FBS	Координаты		Спектр. класс	R велич.	Номер IRAS [16]
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	0518 + 687	05 ^h 18 ^m 37. ^s 1	+68° 47' 07''	С	11. ^m 6	
2	0532 + 673	05 32 15.3	67 23 43	М	11.9	05322 + 6723
3	0538 + 682	05 38 49.4	68 12 06	М	12.0	05388 + 6812
4	0611 + 686	06 11 10.6	68 41 38	М	13.2	06111 + 6841
5	0611 + 676	06 11 53.2	67 40 11	М	13.2	
6	0931 + 655	09 31 33.0	65 30 31	М	13.0	09315 + 6530
7	1047 + 664	10 47 52.2	66 26 52	М	13.9	
8	1147 + 656	11 47 52.2	65 34 26	М	15.1	
9	1155 + 668	11 55 10.3	66 50 26	М	14.2	
10	1215 + 677	12 15 03.8	67 44 13	М	14.9	
11	1309 + 661	13 09 20.2	66 05 02	М	14.5	
12	1318 + 661	13 18 29.4	66 05 43	М	13.5	
13	1515 + 666	15 15 06.8	66 37 24	С(R)	10.7	15151 + 6637
14	1547 + 690	15 47 59.1	69 02 21	М	13.9	
15	1643 + 687	16 43 49.1	68 43 57	М	14.2	
16	1654 + 687	16 54 25.4	68 43 13	М	14.5	
17	1734 + 685	17 34 48.7	68 31 04	М	13.0	
18	1752 + 666	17 52 19.8	66 34 58	М	12.2	

Примечание. Объект IRAS 15151 + 6637 является звездой R спектрального класса.

В табл.1 приведены данные об этих 18 М и С звездах: порядковый номер, FBS обозначение, экваториальные координаты для эпохи 1950.0 (координаты для 5 неизвестных инфракрасных источников заимствованы из IRAS каталога [16]), спектральный класс, звездная величина в красном цвете, определенная согласно

соотношениям "диаметр — звездная величина" [17], IRAS номер по каталогу [16]. Точность определения координат составляет $\pm 1^s$ по α и $\pm 15''$ по δ [6].

В настоящей работе приводится также список выявленных нами 15 звезд поздних типов (в основном входящих в каталог ОКПЗ [8] и каталог звезд, заподозренных в переменности блеска [11]), спектральная принадлежность которых не указывается в соответствующих каталогах. Эти звезды (см. табл.2) были выявлены на пластинках первых трех зон обзора FBS [3,5,6]. О принадлежности 4 объектов из них к группе углеродных звезд уже сообщалось нами в работах [18, 19] (первые четыре объекта табл.2). Остальные 11 объектов являются М звездами. Для 4 из них (FH And, HT Aur, VW Her и KQ Lac) нами получены спектрограммы на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории с применением спектрографа UAGS и ЭОП — а УМК —91В. С целью более детального представления характера выявленных на пластинках обзора FBS новых звезд спектрального класса М, на рис.1 приведены распределения энергии в спектрах указанных звезд из табл.2.

Судя по виду распределения энергии в спектрах этих объектов, можно предположить, что все они являются звездами поздних М подклассов.

Таблица 2

СПИСОК 15 С И М ЗВЕЗД

FBS название	Спектр. класс	* № каталога	Примечание
0110 + 397	C	[11]	NSV 00437
0155 + 384	C	[11]	NSV 00679
0248 + 382	C	[11]	NSV 00966
0309 + 386	C	[8]	V458Per
0044 + 375	M	[8]	FH And
0059 + 376	M	[11]	NSV 00371
0713 + 397	M	[8]	HT Aur
1804 + 391	M	[8]	VW Her
2157 + 329	M	[8]	WX Peg
2158 + 331	M	[8]	WY Peg
2205 + 332	M	[8]	XY Peg
2207 + 338	M	[8]	PV Lac
2213 + 401	M	[8]	KQ Lac
2249 + 339	M	[8]	GU Peg
2340 + 352	M	[8]	CM And

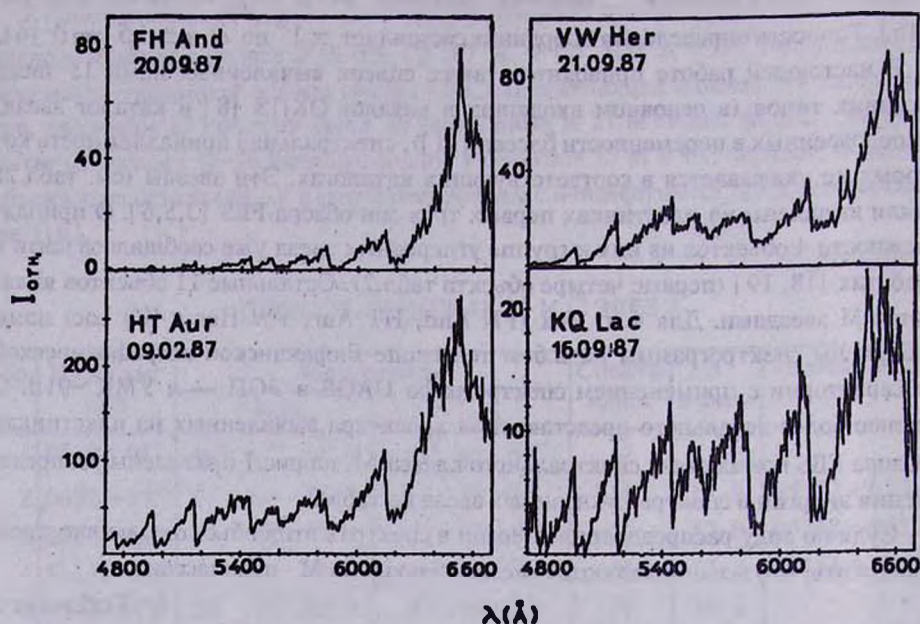


Рис.1. Распределение энергии в спектрах звезд FH And, HT Aur, VW Her и KQ Lac (в виде: длина волны — интенсивность в относительных единицах). Даты получения спектров указаны непосредственно под названием звезд.

3. Заключение. Приводится пятый список звезд поздних спектральных классов первого Бюраканского спектрального обзора неба, который содержит данные о 18 новых слабых объектах (табл.1). Объект IRAS 15151 + 6637 является звездой R класса.

Для 11 переменных объектов впервые в данной работе приводятся их спектральные классы, а для 4 из них также и спектрограммы в диапазоне длин волн 4700—6700 Å.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
НАН Республики Армения

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY.
LATE—TYPE STARS. V.
ZONE $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$

H.V.ABRAHAMIAN, K.S.GIGOYAN

The fifth list of red stars of the First Byurakan Spectral Sky Survey is given. The objects are situated in zone with $5^h \leq \alpha \leq 18^h 30^m$ and $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$. The list contains data for 18 new objects, one of which is a star of R class. The spectral classes of 11 variable objects and the spectrograms of 4 of them in the range of 4700—6700Å are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 15, 201, 1979, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
2. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 32, 29, 1990.
3. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989.
4. К.С.Гигоян, Поиск и исследование звезд поздних С и М спектральных классов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба, Канд. диссертация, Бюраканская астрофизическая обсерватория, 1994.
5. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 32, 501, 1990.
6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 33, 317, 1990.
7. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 431, 1993.
8. П.Н.Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд. т. I—II*, Наука, М., 1985, т. III, Наука, М., 1987.
9. O.J. Lee, G.D. Gore, T.J. Bartlet, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, Part 1B, 1944.
10. G. Neugebauer, R.B. Leighton, Two — Micron Sky Survey, A Preliminary Catalog (Washington: NASA Spec. Publ., No 3047), 1969.
11. Б.В.Кукаркин и др., *Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
12. C.B. Stephenson, *Astrophys. J.*, 300, 779, 1986.
13. C.B. Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
14. C.B. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 3, No 2, 1989.
15. D.Y. Gezari, et. al., *Catalog of Infrared Observations*, (NASA Reference Publ., No 1294), 1993.
16. H.H. Aumann et. al., *Infrared Astronomical Satellite (IRAS), Catalogs and Atlases. The Point Source Catalog* (NASA — RP — 1190), V. 2, 1988.
17. I.R. King, M.I. Raff, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 120, 1977.
18. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрон. ж.*, 70, 116, 1993.
19. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 181, 1993.

УДК: 524.388

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ КОМПОНЕНТОВ КРАТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ II

Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ, Г.Н.САЛУКВАДЗЕ

Поступила 10 ноября 1994

В нашей предыдущей статье [1] были приведены результаты измерений лучевых скоростей 31 компонента 24 звездных систем типа Трапеции из Абастуманского каталога [2].

В октябре 1990 года были продолжены наблюдения по определению лучевых скоростей компонентов кратных звездных систем типа Трапеции на 125-см рефлекторе Абастуманской астрофизической обсерватории АН Грузии. Всего были наблюдаемы 75 компонентов 43 систем с общим числом измерений 78. Из наблюдаемых 43 систем, 24 системы с их 41 компонентой были наблюдаемы впервые, а остальные были наблюдаемы повторно. Их первые наблюдения были выполнены в ноябре 1988 года.

Результаты наблюдений приведены в таблице 1.

Авторы приносят благодарность А.А.Токовину за помощь при получении наблюдательного материала.

Таблица 1

Номер АБАО	Комп.	V	S_p	YD	V_r	σV_r
1	2	3	4	5	6	7
3	A	10.2	—	48170.533	6.46	0.37
	A	10.2	—	48171.343	7.52	0.50
9	A	8.8	G0	48173.405	1.25	0.51
	B	10.8	—	48173.410	-16.28	1.28
14	A	5.0	K0	48169.370	-12.35	0.07
	C	9.4	—	48169.375	7.92	1.16
27	A	5.9	K0	48169.421	-6.18	0.12
28	A	6.3	F5	48170.532	28.14	0.77
	B	11.3	—	48170.546	13.76	1.20
33	A	3.9	K0	48169.405	-1.55	0.06
38	A	9.4	G5	48174.505	-77.29	3.00

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
46	A	6.8	G5	48173.439	56.73	0.14
	B	9.8	—	48173.444	55.19	0.67
	C	10.5	—	48173.453	56.54	0.57
47	A	9.0	K0	48169.467	17.91	0.40
	B	9.7	—	48169.473	-19.83	0.67
52	A	9.1	G0	48169.483	-14.29	0.56
	B	10.1	—	48169.492	15.56	0.84
	C	10.1	—	48169.495	16.02	0.45
56	A	9.0	G5	48169.504	-13.37	0.32
	A	9.0	G5	48174.520	-13.99	0.26
84	A	6.7	G5	48174.540	19	0.23
	C	10.7	—	48174.553	-7.89	1.01
96	A	6.6	K0	48170.561	-17.56	0.26
	C	10.6	—	48170.568	-8.16	1.70
99	A	7.7	K0	48174.563	63.02	0.28
	B	9.4	—	48174.571	-12.63	0.35
	C	9.2	—	48174.577	13.72	0.26
212	A	9.8	K0	48171.156	-8.58	1.00
	B	10.1	—	48171.164	9.36	0.89
236	A	7.2	K0	48171.177	15.81	0.25
	B	9.4	—	48171.179	15.80	0.25
244	A	7.2	G0	48175.171	-24.07	0.63
254	B	10.0	—	48174.325	-46.01	0.93
255	A	9.4	K0	48171.195	1.83	0.93
	B	10.5	—	48174.206	3.01	0.85
264	B	11.1	—	48175.203	-14.70	0.48
271	A	8.2	—	48175.149	-63.85	0.42
	C	10.6	—	48175.151	-61.40	3.11
283	A	7.9	K2	48175.215	29.19	0.23
293	A	7.4	K0	48175.363	-29.70	0.40
	B	12.2	—	48175.368	4.84	0.42
302	A	6.2	G5	48175.335	7.13	0.14
309	A	7.7	K2	48175.232	4.10	0.21
	B	8.0	—	48175.235	-2.20	0.54
310	A	4.0	K0	48175.313	-26.25	0.14
322	A	8.9	K2	48174.345	-11.32	0.34
	B	10.1	—	48174.349	-29.49	2.90
328	A	7.1	K2	48174.363	-23.86	0.18
	C	9.9	—	48174.374	-3.80	0.76
341	A	8.0	K0	48167.338	-32.34	0.20

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
342	A	5.2	K0	48167.327	-24.50	0.06
353	A	8.7	K2	48171.274	-32.38	0.31
	B	9.3	—	48171.278	-9.43	0.32
360	A	6.3	M3	48167.287	-26.46	0.17
362	A	8.1	K0	48170.341	-19.45	0.20
	E	8.7	—	48170.339	-19.62	0.20
372	A	10.0	K	48171.293	74.02	0.25
374	A	8.3	K0	48169.364	-35.17	0.26
	A	8.3	K0	48169.364	-35.34	0.18
381	A	9.1	G0	48171.316	15.39	0.48
	B	12.1	—	48171.321	18.39	1.03
	C	12.1	—	48171.329	-9.84	1.84
394	A	9.4	K5	48173.307	-41.92	0.26
	B	9.9	—	48173.309	-10.18	1.26
	C	11.3	—	48173.323	-20.69	1.75
397	A	9.0	M0	48167.304	-16.16	0.28
	D	9.7	—	48167.307	-5.30	0.21
400	A	9.4	F5	48174.403	-18.14	4.25
401	A	9.3	G5	48169.444	-11.78	0.35
	B	10.2	—	48169.449	-16.90	0.93
402	A	8.3	F9	48173.342	35.88	1.28
	D	8.7	—	48173.377	-26.04	1.00
403	A	8.5	F8	48174.422	12.22	0.60
	B	10.6	—	48174.426	-8.71	0.53
411	A	7.3	K0	48170.353	-28.41	0.18
	C	9.2	—	48170.356	-32.37	0.72
	D	9.4	—	48170.369	-45.21	0.84

RADIAL VELOCITIES OF THE COMPONENTS OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE STELLAR SYSTEMS. II.

G.Sh.JAVAKHISHVILY, G.N.SALUKVADZE

Results of the measurements of radial velocities of 75 components, belonging to 43 Trapezia are presented. Observations were carried out in 1990 on the 125-cm mirror telescope.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Ш.Джавахишвили, М.В.Павлов, Г.Н.Салуквадзе. *Астрофизика*, 36, 277, 1993.
2. Г.Н.Салуквадзе. *Бюлл. Абастуманской обс.*, 49, 39, 1978.

УДК: 524.7 - 355

О ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ ТИПА СЕЙФЕРТА

М.А.КАЗАРЯН

Поступила 4 декабря 1994

Принята к печати 25 декабря 1994

Приводятся результаты спектрофотометрического исследования галактики №246 из списка [1]. Показано, что спектр галактики является переменным.

1. Введение. Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому исследованию одной галактики типа Сейферта, которая в списке [1] имеет порядковый номер №246. В [1] для нее приведена спектрально-морфологическая характеристика - S2, означающая, что она имеет сильный УФ избыток и ее спектр на обзорных пластинках похож на спектр звезд.

По морфологии галактика имеет компактный вид с резкими границами, она слегка вытяженная с угловым размером $7'' \times 10''$, ее фотографическая звездная величина $16^m.5$.

Результаты первого спектрального исследования этой галактики были опубликованы в [2], где был сделан вывод о ее принадлежности к галактикам типа Sy2.

2. Спектральные наблюдения. Результаты галактики № 246, приведенные в [2], определены на основании спектра, полученного 26 марта 1980 года на 6-м телескопе САО РАН со спектрографом СП-160 в сочетании с ЭОП МЭЩВ, дисперсия спектрографа была 65 Å/мм. При получении спектра щель спектрографа была направлена вдоль большой оси галактики и имела ширину $0''.9$. Этот спектр охватывает $\lambda\lambda 5750-7150$ Å область, где наблюдались эмиссионные

линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_α , которые были широкими, причем [N II] λ 6584 более интенсивна, чем H_α .

Второй период наблюдения этой галактики был выполнен на том же телескопе, спустя два с лишним года со спектрографом UAGS в сочетании с многоканальным сканером, дисперсия спектрографа была 100 Å/мм. Сведения о спектрах приведены в табл.1. Сканы спектров охватывают более широкую область, $\lambda\lambda$ 4300-7100Å. При получении сканов щель спектрографа опять имела ширину 0".9.

Ниже приводятся результаты обработки этих наблюдений.

Таблица 1

СВЕДЕНИЯ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ ГАЛАКТИКИ № 246

Дата наблюдений	Экспозиция (в мин.)	Спектральная область (в Å)	Количество спектров
26.03. 1980	60	5750—7150	1
27.04. 1982	10	5650—7150	2
— " —	10	4320—5750	2

3. Эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий. Табл.2 содержит эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий, определенные по сканам спектра галактики № 246, полученным 27 апреля 1982 г. Каждое из этих данных является средним значением двух наблюдений, которые отклоняются от среднего значения примерно на 10%.

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ, ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ.

Ион	λ_0	Март 1980		Апрель 1982		
		W_λ (Å)	FWHM	W_λ (Å)	$I_\lambda/I_{H\beta}$	FWHM
[N II]	6584	41.6	420	9.5	2.58	200
H_α	6563	31.5	390	36.2	9.88	380
[N II]	6548	13.2	360	2.9	0.79	240
[OIII]	5007			8.3	0.96	620
[OIII]	4959			3.7	0.43	680
H_β	4861			9.0	1.00	350
H_γ (абсорбц.)	4340			13		970

В табл.2 приведены также эквивалентные ширины линий $[N II] \lambda \lambda 6584, 6548$ и H_{α} , взятые из работы [2] и полуширины этих линий вычисленные нами.

Полуширины линий, приведенные в табл.2, не исправлены на полуширину инструментального профиля линий. Для первого наблюдения со спектрографом СП-160 в качестве инструментального профиля линий можно принять полуширину линии неба $[OI] \lambda 6300$, присутствующей на том же спектре. Она примерно равна 150 км/с. Что касается наблюдений со спектрографом UAGS в сочетании со сканером, то полуширина той же линии неба дает значение примерно 250 км/с.

4. *Обсуждение результатов.* На рис.1 приведены контуры линий $[N II] \lambda \lambda 6584, 6548$ и H_{α} , построенные по наблюдениям 26 марта 1980г. (сплошная линия) и 27 апреля 1982г. (пунктирная линия). Из рис.1 видно, что контуры линий $[N II] \lambda \lambda 6584$ и 6548 в течение отмеченного промежутка времени изменялись, а контуры линии H_{α} практически не изменялись. В первом периоде наблюдения линии $[N II] \lambda \lambda 6584$ и 6548 были более широкими и интенсивными. О разнице ширин линии между двумя периодами наблюдений говорят полуширины, приведенные в табл.2. Для линии $[N II] \lambda 6584$ они отличаются

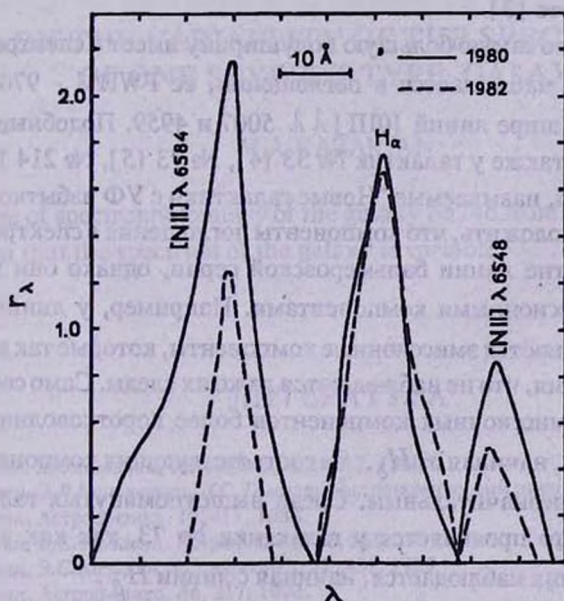


Рис.1. Контурсы линий $[N II] \lambda \lambda 6584, 6548$ и H_{α} .

примерно в два раза, а по величине эквивалентной ширины более чем в четыре раза.

Хотя во втором периоде наблюдений они стали более узкими и менее интенсивными, но в том же периоде наблюдений полуширины линий $[OIII] \lambda\lambda 5007$ и 4959 опять-таки остались довольно широкими, даже с учетом полуширины инструментального профиля линий (250 км/с). Такие полуширины характерны для галактик типа Sy2.

Как было отмечено выше, в первом периоде для галактики № 246 был получен только один спектр, охватывающий линии $[N II] \lambda\lambda 6584, 6548$ и H_{α} , т.е. значения их эквивалентных ширин и полуширины соответствуют одному наблюдению. С другой стороны, отмеченные выше изменения контуров и полуширины этих линий типичны для галактик типа Сейферта, так как больше всего изменяются запрещенные линии, в том числе и линии $[N II] \lambda\lambda 6584$ и 6548 . Если бы в первом периоде наблюдения был получен спектр области линии $[OIII] \lambda\lambda 5007$ и 4959 , можно подозревать, что их контуры и спектрофотометрические характеристики также показали бы переменность.

Галактика № 246 является второй галактикой из наших списков, в спектре которой была обнаружена переменность. Первая галактика, которая показала переменный спектр, была галактика № 163. Подробности переменности ее спектра приведены в работе [3].

Из табл.2 видно, что самую большую полуширину имеет в спектре галактики линия H_{γ} , которая наблюдается в поглощении, ее FWHM - 970 км/с. Она примерно в 1.5 раза шире линий $[OIII] \lambda\lambda 5007$ и 4959 . Подобные структуры линий наблюдаются также у галактик № 33 [4], № 73 [5], № 214 [6] и № 323 [7] из наших списков, называемые "Новые галактики с УФ избытком" [1,8,9].

Естественно предположить, что компоненты поглощения в спектре галактики № 246 имеют и другие линии бальмеровской серии, однако они по-разному комбинируют с эмиссионными компонентами. Например, у линии H_{α} и H_{β} преобладающими являются эмиссионные компоненты, которые так заливают их компонент поглощения, что не наблюдаются даже их следы. Само собой разумеется, что влияние эмиссионных компонентов более коротковолновых членов бальмеровской серии, начиная от H_{δ} , на соответствующих компонентах поглощения будет более незначительным. Среди вышеупомянутых галактик, это явление меньше всего проявляется у галактики № 73, так как в ее спектре компонент поглощения наблюдается, начиная с линии H_{β} .

В работе [7] был сделан анализ среди нормальных галактик типа Sy2, в спектрах которых наблюдаются широкие линии поглощения. Был сделан вывод,

что такие сейфертовские галактики по развитию приближаются к нормальным галактикам. Именно этой особенностью обладает галактика № 246.

Из табл.2 видно, что значение отношения интенсивностей линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 отклоняется от теоретического значения в меньшую сторону. Как в случаях некоторых галактик из наших списков, так и в этом случае это объясняется блендированием линии [OIII] λ 4959 с линией [Fe II] $\lambda\lambda$ 4951, 4947. Этот вопрос подробно был обсужден в работе [10].

Значение отношения интенсивностей линии H_α и H_β , приведенное в табл.2, отклоняется от их теоретического отношения, на этот раз намного превосходя его. Например, в модели В газовых туманностей теоретическое значение отношения этих линий, при электронной температуре $T_e = 10^4$ К, получается 2.8. Такое отклонение с большой вероятностью объясняется наличием пыли в газовой составляющей галактики, поглощение которой приводит к увеличению отношения интенсивностей $I_{H_\alpha} / I_{H_\beta}$.

Ереванский Государственный университет,
Армения

ON THE VARIABILITY OF THE SPECTRUM OF ONE SEYFERT TYPE GALAXY

M.A.KAZARIAN

The results of spectrophotometry of the galaxy №246 from list [1] are presented. It is shown that the spectrum of the galaxy is variable.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
2. М.А.Казарян, Э.Л.Карпетян, В.С.Тамазян, *Астрономический циркуляр*. № 1154, 6, 1981.
3. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 19, 411, 1983.
4. М.А.Казарян, В.С.Тамазян, *Астрофизика*, 36, 361, 1993.
5. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 22, 431, 1985.
6. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 36, 217, 1993.
7. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 36, 543, 1993.
8. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
9. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
10. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 37, 3, 1994.

УДК: 524. 72

ЛЕГКАЯ ПОДСИСТЕМА ВНУТРИ ГРАВИТИРУЮЩЕГО СФЕРОИДА

М.Г.АБРАМЯН, Х.Г.КОКОВЕЛЯН

Поступила 4 октября 1994,
Принята к печати 7 ноября 1994

Установлены возможные формы фигур равновесия легкой подсистемы с внутренними течениями вещества постоянной завихренности внутри гравитирующего однородного сфероида. Определены геометрические и кинематические свойства эллипсоидальных и гиперболоидальных фигур, а также их устойчивость ко вторым формам колебаний.

1. Введение. В теории фигур равновесия вращающихся гравитирующих масс установившееся состояние достигается уравниванием сил инерции вращения, давления и собственной гравитации системы [1,2]. Если вращающаяся масса вложена внутрь более крупной гравитирующей системы, то при исследовании вопросов равновесия и устойчивости фигур равновесия вложенной массы также необходим учет гравитации внешней системы. В рамках такой постановки задачи в работах [3–5] была развита теория фигур равновесия вложенных гравитирующих подсистем, в которой были обобщены классические эллипсоидальные фигуры равновесия и получены новые — не имеющие своих одиночных аналогов. Помимо чисто теоретического интереса, результаты этих работ представляют ценность с точки зрения астрономических приложений — для объяснения ряда динамических и кинематических свойств разных подсистем спиральных и эллиптических галактик [3,5,6,7].

Наличие внешней гравитирующей массы (основного тела) позволяет поставить задачу о динамике вложенных "легких" подсистем, собственная гравитация которых пренебрежимо мала по сравнению с гравитацией основного тела. Сравнивая силы, действующие на пробную частицу со стороны вложенной подсистемы и основного тела, получим условие применимости приближения "легкой"

подсистемы. Очевидно, отношение этих сил порядка отношения характерных масс этих подсистем:

$$\frac{M_*}{M} \approx \frac{\rho_* h_*}{\rho h} \ll 1, \quad (1.1)$$

где ρ_* , ρ ; h_* , h — характерные объемные плотности масс и толщины (вдоль оси вращения) вложенной подсистемы и основного тела, соответственно. В работе [8] строго доказано, что $h_*/h \approx c_{*II}/c_{II}$, где c_{*II} и c_{II} — дисперсии скоростей звезд соответствующих подсистем вдоль оси вращения системы. Если в качестве легкой подсистемы рассматривается газовый компонент галактики, то c_{*II} есть скорость звука. Следовательно, условие легкости вложенной газовой подсистемы примет вид

$$\frac{\rho_*}{\rho} \ll \frac{h}{h_*} \approx \frac{c_{II}}{c_{*II}}, \quad (1.2)$$

откуда следует, что при примерно одинаковых объемных плотностях массы сильно сплюснутая подсистема внутри слабосплюснутой является легкой и при исследовании ее динамики эффектами самогравитации можно пренебрегать.

Условие легкости хорошо выполняется для слоя межзвездной среды в галактиках для отдельных, сильно сплюснутых подсистем звезд и т. д.

Исследование динамики легкой подсистемы представляет интерес с точки зрения другой важной проблемы. К настоящему времени окончательно не решен вопрос установления истинной геометрии эллиптических галактик. Между тем у ряда эллиптических галактик, как например NGC 5128, 5266, 3107, 5363, 1947 и т. д., наблюдается слой диффузного вещества. Изучение динамики и кинематики легкой подсистемы, установление возможных форм фигур равновесия и условий их устойчивости внутри звездных систем разных эллипсоидальных геометрий, может давать важную информацию о формах звездных систем этих галактик [6, 7, 9].

2. Равновесие легкой подсистемы с внутренними течениями вещества. Рассмотрим внутри гравитирующего основного тела в виде однородного сфероида равновесие легкой подсистемы, имеющей во вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета внутренние стационарные течения вещества постоянной завихренности

$$u_\alpha = -Q_{\alpha\beta} x_\beta; \quad \alpha, \beta = 1; 2; 3, \quad (2.1)$$

где x_β — координаты декартовой системы с началом в центре системы,

$$Q_{\alpha\beta} = \lambda \Omega \frac{a_\alpha}{a_\beta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \quad (2.2)$$

В плоскости вращения (X_1, X_2) линии тока (2.1) представляют собой подобные и концентрические эллипсы с полуосями, пропорциональными a_1, a_2 , по которым частицы движутся с частотой $\nu = \lambda \Omega$. Положительным значениям λ соответствуют движения частиц по указанным линиям тока в направлении вращения подсистемы, а отрицательным — против вращения подсистемы, $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор Леви — Чивита.

В присутствии внутренних течений (2.1) равновесие легкой подсистемы, помимо осесимметричных сил сфероидального основного тела, центробежных и давления, будет определяться также силой Кориолиса. Поэтому оказывается возможным существование неосесимметричных фигур равновесия легкой подсистемы.

Относительное равновесие легкой подсистемы определяется уравнением

$$u_k \frac{\partial u_l}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_l} + \frac{\partial V_*}{\partial x_l} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_l} [\vec{\Omega} \vec{x}]^2 + 2 \varepsilon_{ikl} u_k \Omega_l, \quad (2.3)$$

где по повторяющимся индексам производится суммирование, V_* — гравитационный потенциал внешнего сфероида во внутренней точке [1]

$$V_*(\vec{x}) = -A^*(x_1^2 + x_2^2) - A_3^* x_3^2, \quad (2.4)$$

время измеряется в единицах $(\pi G \rho_*)^{-1/2}$, ρ, p — парциальные плотность массы и давление материи легкой подсистемы.

Интегрируя уравнением (2.3) с учетом соотношений (2.1), (2.2) и (2.4), для парциального давления легкой подсистемы получим

$$p(\vec{x}) = p_c \left[1 - \frac{x_3^2}{a_3^2} - \frac{2A^* - \Omega^2 (1 + \lambda^2 + 2\lambda a_2/a_1)}{2 a_3^2 A_3^*} x_1^2 - \right. \\ \left. - \frac{2A^* - \Omega^2 (1 + \lambda^2 + 2\lambda a_1/a_2)}{2 a_3^2 A_3^*} x_2^2 \right], \quad (2.5)$$

где постоянная интегрирования выбрана в виде $p_c = \pi G \rho_* \rho a_3^2 A_3^*$.

Рассмотрим возможные формы фигур равновесия легкой подсистемы.

2а. *Трехосные эллипсоиды.* Из полученного выражения (2.5) для парциального давления видно, что при выполнении условий

$$\Omega^2(1 + \lambda^2 + 2\lambda a_2/a_1) = 2A^* - 2A_3^* a_3^2/a_1^2, \quad (2.6)$$

$$\Omega^2(1 + \lambda^2 + 2\lambda a_1/a_2) = 2A^* - 2A_3^* a_3^2/a_2^2, \quad (2.7)$$

равновесие легкой подсистемы возможно в виде трехосного эллипсоида с полуосями a_1, a_2, a_3 .

Соотношения (2.6) и (2.7) дают физические и геометрические свойства возможных трехосно-эллипсоидальных фигур равновесия легкой подсистемы внутри гравитирующего однородного сфероида.

Исключая из (2.6) и (2.7) угловую скорость, получим уравнение для λ :

$$\lambda^2 + 2\lambda \frac{a_1 a_2}{a_3^2} \frac{A^*}{A_3^*} + 1 = 0, \quad (2.8)$$

а вычитая (2.6) из (2.7) — угловую скорость вращения трехосных эллипсоидов

$$\Omega^2 = -\frac{1}{\lambda} \frac{a_3^2}{a_1 a_2} A_3^*. \quad (2.9)$$

С учетом (2.9) из (2.6) легко получить соотношение

$$\Omega^2(1 + \lambda^2) = 2A^*. \quad (2.10)$$

Уравнение (2.8) инвариантно относительно преобразования $\lambda \rightarrow \lambda^{-1}$. При этом из (2.9) заключаем, что эллипсоид данной геометрии может быть фигурой равновесия легкой подсистемы при двух разных значениях угловой скорости вращения, отличающихся друг от друга в λ раз: Ω и $\nu = \lambda \Omega$. Это соответствует теореме Додекинда [1], сформулированной для одиночных эллипсоидальных фигур равновесия, согласно которой, если существует эллипсоид, вращающийся с угловой скоростью Ω и имеющий внутренние циркуляции вещества с частотой ν , то этот эллипсоид также является фигурой равновесия, если Ω и ν меняются ролями. Эти эллипсоиды называются сопряженными. Решение уравнения (2.8)

$$\lambda = -\frac{a_1 a_2}{a_3^2} \frac{A^*}{A_3^*} + \sqrt{\left[\left(a_1 a_2 / a_3^2 \right) \cdot (A^* / A_3^*) \right]^2 - 1} \quad (2.11)$$

(второе решение со знаком минус перед корнем, соответствующее сопряженным легким эллипсоидам, не выписываем, так как им является просто $1/\lambda$) показывает, что параметр λ всегда отрицательное число. Следовательно, приходим к важному заключению: эллипсоидальные фигуры равновесия легкой подсистемы внутри гравитирующего сфероида возможны лишь при отрицательной внутренней циркуляции вещества.

Из (2.11) получаем также возможную геометрию вложенных легких эллипсоидов:

$$\frac{a_3^2}{a_1 a_2} \leq \frac{A^*}{A_3^*}, \quad (2.12)$$

где знаку равенства соответствуют эллипсоиды с $\lambda = -1$, совпадающие с сопряженными им (самосопряженные эллипсоиды). Последовательность легких самосопряженных эллипсоидов определяется формулами

$$\lambda = -1, \quad \frac{a_3}{a_1} = \sqrt{a_2/a_1 \cdot A^*/A_3^*}; \quad \Omega^2 = A^*. \quad (2.13)$$

Заметим, что независимо от геометрии все они вращаются с одинаковой угловой скоростью. Первым членом последовательности легких самосопряженных эллипсоидов является сфероид с

$$\frac{a_3}{a_1} = \sqrt{A^*/A_3^*}, \quad (2.14)$$

который в инерциальной системе отсчета покоится. Действительно, при $a_1 = a_2$ вещество внутри вложенного сфероида циркулирует по круговым траекториям с частотой $\lambda \Omega_{сф}$, где

$$\Omega_{сф}^2 = -\frac{1}{\lambda} \left(\frac{a_3}{a_1} \right)^2 A_3^*. \quad (2.15)$$

Поэтому с точки зрения наблюдателя в инерциальной системе отсчета, вложенный сфероид вращается с угловой скоростью $\Omega = (1 + \lambda) \Omega_{сф}$, которая для сфероидов с $\lambda = -1$ обращается в нуль.

Полагая в (2.6) и (2.7) $a_2 = a_3$, получим свойства вытянутых в плоскости вращения "кувыркающихся" сфероидов (двухосных баров), возможная геометрия и угловая скорость которых определяется следующими соотношениями

$$\frac{a_3}{a_1} \leq \frac{A^*}{A_3^*} ; \quad \Omega^2 = -\frac{1}{\lambda} \frac{a_3}{a_1} A_3^* . \quad (2.16)$$

Мы не ограничим общности, предполагая $a_1 \geq a_2$. Для невытянутого внешнего сфероида $A^*/A_3^* \leq 1$. При этом из (2.12) заключаем, что ось a_1 является наибольшей.

На рис.1. в плоскости a_3/a_1 ; a_2/a_1 изображены области возможных геометрий легких эллипсоидов внутри гравитирующего сфероида разных сплюснутостей. Кривые, ограничивающие области возможных геометрий вложенных эллипсоидов сверху, представляют собой последовательности самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = -1$.

Внутри гравитирующего сфероида данной сплюснутости наименьшей сплюснутостью вдоль оси вращения обладает покоящийся самосопряженный сфероид, от которого начинается последовательность самосопряженных легких трехосных эллипсоидов. Вообще все последовательности вложенных легких трехосных эллипсоидов ответвляются от легких сфероидов, динамическая устойчивость которых была установлена нами в [4].

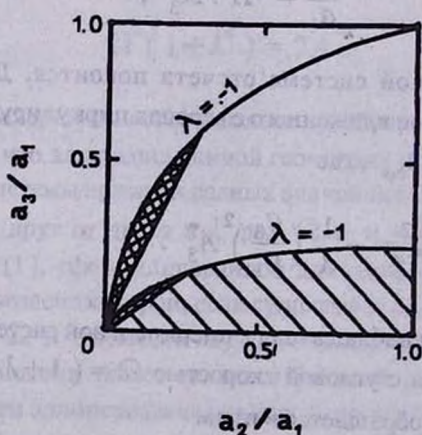


Рис.1. Области возможных геометрий эллипсоидальных и гиперболюидальных фигур, вложенных внутри гравитирующего сфероида с отношением полуосей $b_3/b_1 = 0.1$ (заштрихована) и сферы.

2б. Диск конечной толщины. При условии

$$\begin{aligned}\Omega^2 (1 + \lambda^2 + 2\lambda a_2/a_1) &= 2A^*, \\ \Omega^2 (1 + \lambda^2 + 2\lambda a_1/a_2) &= 2A^*,\end{aligned}\quad (2.17)$$

парциальное давление (2.5) легкой подсистемы обращается в нуль на плоскостях $x_3 = \pm a_3$:

$$p(\vec{x}) = \pi G \rho \rho_* A_3^* (a_3^2 - x_3^2), \quad (2.18)$$

т.е. фигурой равновесия является плоский диск толщины $2a_3$.

Однако из (2.17) следует, что для этих фигур $a_1 = a_2$, т.е. нельзя обеспечить равновесие легкой подсистемы в виде плоского диска с внутренними течениями вещества по некруговым линиям тока. При этом (2.17) в инерциальной системе отсчета дают

$$\Omega_D^2 = (1 + \lambda^2) \Omega^2 = 2A^*, \quad (2.19)$$

что совпадает с результатом работы [3]. Заметим, что дискообразные фигуры равновесия вращаются быстрее эллипсоидальных.

2в. Гиперboloидальные фигуры. В работе [4] было показано, что при еще больших значениях угловой скорости вращения легкой подсистемы, в пределах гравитирующего сфероида, возможными фигурами равновесия являются гиперboloиды, которым соответствуют положительные значения параметра λ . Следовательно, легким гиперboloидам соответствует положительная внутренняя циркуляция вещества.

Формулы, описывающие свойства гиперboloидальных фигур равновесия легкой подсистемы, можно получить из формул раздела 2а настоящей работы при замене

$$a_1 \rightarrow iR_1; \quad a_2 \rightarrow iR_2, \quad (2.20)$$

— для двуполостных гиперboloидов, и

$$a_3 \rightarrow ih \quad (2.21)$$

— для однополостных гиперboloидов (см. [4]).

3. Устойчивость фигур равновесия легкой подсистемы. Вопрос устойчивости фигур равновесия легкой подсистемы внутри гравитирующего эллипсоида, по

отношению ко вторым формам колебаний, определяется линеаризованными уравнениями вириала [1], которые в рассматриваемом случае имеют вид [9]

$$\begin{aligned} & \omega^2 N_{i,j} - i2\Omega Q_{ij} N_{i,l} - i2\omega \Omega \varepsilon_{il3} N_{i,j} + \\ & + 2\Omega \varepsilon_{il3} (Q_{lk} N_{j,k} - Q_{jk} N_{i,k}) - Q_{jl}^2 N_{i,l} - Q_{il}^2 N_{j,l} = \\ & = 2 A_i^* N_{ij} - \Omega^2 (N_{ij} - N_{3j} \delta_{i3}) - \delta U \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где возмущение системы характеризуемо лагранжевым смещением частиц $\vec{\xi}(\vec{x}, t)$ из равновесного положения:

$$\vec{\xi}(\vec{x}, t) = \vec{\xi}(\vec{x}) e^{-i\omega t}, \quad (3.2)$$

ω — подлежащая определению частота возмущений,

$$N_{ij} = \int \rho (\xi_i x_j + \xi_j x_i) d\vec{x} \equiv N_{i,j} + N_{j,i}, \quad (3.3)$$

δU — возмущение внутренней "тепловой" энергии, у тензора Q_{ij}^2 отличны от нуля лишь компоненты

$$Q_{11}^2 = Q_{22}^2 = Q_{12}Q_{21} = -\lambda^2 \Omega^2. \quad (3.4)$$

К уравнениям (3.1) следует добавить условие соленоидальности возмущений

$$\frac{N_{11}}{a_1^2} + \frac{N_{22}}{a_2^2} + \frac{N_{33}}{a_3^2} = 0. \quad (3.5)$$

3а. Четная форма колебаний. Выпишем уравнения для компонент тензора N_{ij} , четных по индексу 3, учитывая соотношения (2.2), (2.10), (3.3), (3.4):

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{2} + \lambda \Omega^2 \frac{a_2}{a_1} \right) N_{11} + i2\omega \Omega \lambda \frac{a_1}{a_2} N_{1,2} - i2\omega \Omega N_{2,1} + \\ & + \lambda \Omega^2 \frac{a_1}{a_2} N_{22} = -\delta U, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{2} + \lambda \Omega^2 \frac{a_1}{a_2} \right) N_{22} + i2\omega \Omega N_{1,2} - i2\omega \Omega \lambda \frac{a_2}{a_1} N_{2,1} + \\ & + \lambda \Omega^2 \frac{a_2}{a_1} N_{11} = -\delta U, \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{2} - 2 A_3^*\right) N_{33} = -\delta U, \quad (3.8)$$

$$\left(\omega N_{1,2} - i \lambda \Omega \frac{a_2}{a_1} N_{11} - i \Omega N_{22}\right) \omega = 0, \quad (3.9)$$

$$\left(\omega N_{2,1} + i \Omega N_{11} + i \lambda \Omega \frac{a_1}{a_2} N_{22}\right) \omega = 0. \quad (3.10)$$

Исключая из уравнений (3.6) и (3.7) величину δU , а $N_{1,2}$ и $N_{2,1}$ — с помощью (3.8)–(3.10), получим

$$\left(\frac{\omega^2}{2} - 4A^* + \lambda \Omega^2 \frac{a_2}{a_1}\right) N_{11} - 3 \Omega^2 \lambda \frac{a_1}{a_2} N_{22} - \left(\frac{\omega^2}{2} - 2A_3^*\right) N_{33} = 0, \quad (3.11)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{2} - 4A^* + \lambda \Omega^2 \frac{a_1}{a_2}\right) N_{22} - 3 \Omega^2 \lambda \frac{a_2}{a_1} N_{11} - \left(\frac{\omega^2}{2} - 2A_3^*\right) N_{33} = 0, \quad (3.12)$$

которые совместно с условием соленоидальности (3.5) решают вопрос об устойчивости фигур равновесия легкой подсистемы относительно четных форм колебаний.

Условие нетривиальности решений для N_{kk} приводит к характеристическому уравнению

$$\begin{aligned} \omega^4 \left(1 + \frac{a_1^2}{a_2^2} + \frac{a_1^2}{a_3^2}\right) - \omega^2 \left[\beta \left(1 + \frac{a_1^2}{a_2^2} + 2 \frac{a_1^2}{a_3^2}\right) + 3 \left(1 + \frac{a_1^2}{a_2^2}\right) + 8 \frac{a_3^2}{a_2^2}\right] + \\ + \beta^2 \frac{a_1^2}{a_3^2} + 3 \beta \left(1 + \frac{a_2^2}{a_1^2}\right) + 8 \frac{a_3^2}{a_2^2} = 0, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где использовано соотношение (2.9), частота выражена в единицах $\sqrt{2A_3^*}$ и введено обозначение $\beta = 4A^*/A_3^*$.

Анализ биквадратного уравнения показывает, что для легких трехосных эллипсоидов все его корни действительны, т.е. относительно четных форм колебаний неустойчивость не возникает.

Для гиперболоидальных фигур равновесия легкой подсистемы члены с a_3^2/a_1^2 и a_3^2/a_2^2 становятся отрицательными. При этом из (3.13) следует, что одна из четных форм колебаний может привести к неустойчивости гипербо-

лоидальных фигур. Критерий устойчивости, определяемый условием действительности решений (3.13), например, для двуполостных гиперboloидов имеет вид

$$\frac{a_3^2}{R_1^2} \leq \frac{3}{4} \frac{A^*}{A_3} \left(1 + \frac{R_2^2}{R_1^2}\right) \left[1 - \sqrt{1 - \frac{8}{9} \left(\frac{2R_1 R_2}{R_1^2 + R_2^2}\right)^2}\right]. \quad (3.14)$$

Для двуполостного гиперboloида вращения ($R_1 = R_2$, ДГВ — фигура) это условие совпадает с условием их динамической устойчивости, установленным в работах [3,4] двумя разными способами.

Из условия (3.14) получается, что самосопряженные гиперboloиды с $\lambda = 1$ неустойчивы, за исключением их первого члена, являющимся ДГВ — фигурой. На рис.2. в плоскости (a_3/R_1 , R_2/R_1) представлены области возможных геометрий гиперboloидов внутри сферического (2a) и сплюснутого гравитирующего сфероида с отношением полуосей равным 0.1 (2b). Области устойчивых гиперboloидов заштрихованы. Видно, что устойчивыми являются более "плоские" гиперboloиды. При этом с ростом асимметрии фигуры в плоскости вращения (малые R_2/R_1) "сплюснутость" трехосных гиперboloидов растет.

36. Нечетная форма колебаний. С учетом (2.2), (2.6), (2.7), (3.4) и (3.3), уравнения (3.1), нечетные относительно индекса 3, имеют вид

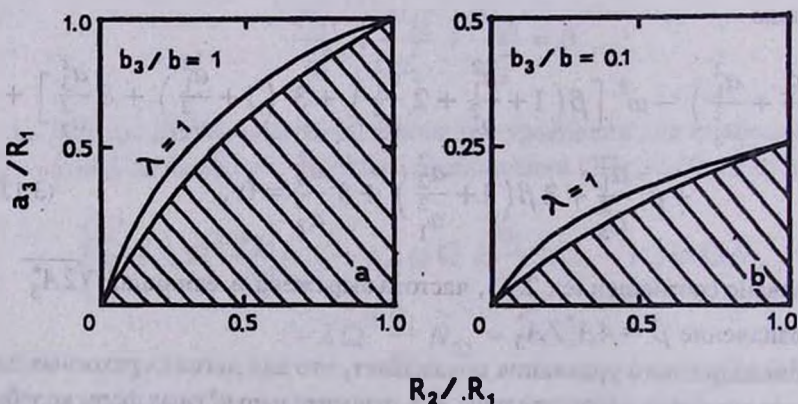


Рис.2. Области геометрий устойчивых эллипсоидальных и гиперboloидальных фигур легкой подсистемы внутри гравитирующей сферы /а/ и сильно сплюснутого сфероида с отношением полуосей $b_3/b_1 = 0.1$ /б/.

$$(\omega^2 + \Omega^2 - 2A^*) N_{1,3} + 2\lambda \Omega^2 \frac{a_2}{a_1} N_{3,1} - i 2\omega \Omega N_{2,3} = 0, \quad (3.15)$$

$$(\omega^2 + \lambda^2 \Omega^2 - 2A_3^*) N_{3,1} - 2A_3^* N_{1,3} + i 2\omega \lambda \Omega \frac{a_1}{a_2} N_{3,2} = 0, \quad (3.16)$$

$$(\omega^2 + \Omega^2 - 2A^*) N_{2,3} + 2\lambda \Omega^2 \frac{a_1}{a_2} N_{3,1} + i 2\omega \Omega N_{1,3} = 0, \quad (3.17)$$

$$(\omega^2 + \lambda^2 \Omega^2 - 2A_3^*) N_{3,2} - 2A_3^* N_{2,3} - i 2\omega \Omega \lambda \frac{a_2}{a_1} N_{3,1} = 0. \quad (3.18)$$

Характеристическое уравнение системы (3.15)–(3.18) с учетом (2.9) и (2.10) представляется в виде

$$\begin{vmatrix} \omega_1^2 - \lambda^2 & 2\lambda \frac{a_2}{a_1} & -i 2\omega_1 & 0 \\ 2\lambda \frac{a_1 a_2}{a_3^2} & \omega_1^2 - 1 + \alpha & 0 & i 2\omega_1 \lambda \frac{a_1}{a_2} \\ i 2\omega_1 & 0 & \omega_1^2 - \lambda^2 & 2\lambda \frac{a_1}{a_2} \\ 0 & -i 2\omega_1 \lambda \frac{a_2}{a_1} & 2\lambda \frac{a_1 a_2}{a_3^2} & \omega_1^2 - 1 + \alpha \end{vmatrix} = 0, \quad (3.19)$$

где частота ω_1 измеряется в единицах Ω и введен параметр α , характеризующий степень несферичности гравитирующего сфероида (для сферы $\alpha = 0$):

$$\alpha \equiv 2 \frac{A^* - A_3^*}{\Omega^2} = 1 + \lambda^2 + 2\lambda \frac{a_1 a_2}{a_3^2}. \quad (3.20)$$

Преобразуя определитель (3.19) можно показать, что характеристическое уравнение допускает корень $\omega_1^2 = \lambda^2$. Опуская множитель $\omega_1^2 - \lambda^2$, считая его не равным нулю, получим уравнения

$$(\omega_1^2 - 1 + \alpha) \left[(\omega_1^2 - 1 + \alpha) (\omega_1^2 - 4 - 5\lambda^2) - 4\lambda^2 (a_1^2 + a_2^2)/a_3^2 + 4\lambda^2 (1 + \lambda^2 + 2\alpha) \right] - 4\lambda^2 \alpha (\lambda^2 - 1 + \alpha) = 0. \quad (3.21)$$

Полученное уравнение показывает, что $\omega_1 = 1$ является корнем лишь при $\alpha = 0$. Следовательно, вложенные сопряженные (в смысле теоремы Додекинда)

фигуры равновесия легкой подсистемы ведут себя одинаково по отношению к рассматриваемым нечетным формам колебаний только внутри сферической гравитирующей массы. Сплюснутость гравитирующей массы устраняет эту аналогию: характеристические частоты колебаний сопряженных конфигураций легкой подсистемы, принадлежащие вторым гармоникам, не одинаковы. Это хорошо видно и из общей формы уравнения (3.21).

Рассмотрим уравнение (3.21) в случае $\alpha = 0$ подробнее. Опуская при этом множитель $\omega^2 - \Omega^2$, получим:

$$\left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^4 - 5(1 + \lambda^2)\left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2 + 4 + \lambda^2\left(9 + 4\lambda^2 - 4\frac{a_1^2 + a_2^2}{a_3^2}\right) = 0. \quad (3.22)$$

Заметим, что в отличие от (3.21), уравнение (3.22) инвариантно относительно преобразований $\lambda \rightarrow \lambda^{-1}$, $\Omega \rightarrow \lambda \Omega$, что подтверждает высказанное выше утверждение относительно характеристических частот сопряженных конфигураций.

Для легких эллипсоидов уравнение (3.22) дает вещественное решение при условии

$$\frac{a_3}{a_1} \leq 2 \frac{a_2}{a_1}. \quad (3.23)$$

На графике рис.1. область неустойчивых легких эллипсоидов внутри сферического гравитирующего тела указана двойной заштриховкой.

Для гиперboloидальных фигур внутри сферического тела член с $(a_1^2 + a_2^2)/a_3^2$ меняет знак. При условии

$$\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 < \frac{4 + (a_3/R_1)^2}{9 - 4(a_3/R_1)^2} \left(\frac{a_3}{R_1}\right)^2 \quad (3.24)$$

гиперboloидальные фигуры становятся неустойчивыми, так как комплексным оказывается квадрат частоты. Однако критерий неустойчивости (3.24) относительно нечетных форм колебаний не меняет область устойчивых к четным формам колебаний гиперboloидов, определяемой условием (3.14). Следовательно, если устойчивость легких эллипсоидов определяется их поведением к нечетным формам колебаний, то устойчивость гиперboloидальных фигур определяется четной формой колебаний.

В общем случае, устойчивость фигур равновесия легкой подсистемы внутри гравитирующего сфероида относительно нечетных форм колебаний определяется следующим уравнением

$$\left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^6 - F_2 \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^4 + F_1 \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2 - F_0 = 0, \quad (3.25)$$

где

$$\begin{aligned} F_2 &= 6 + A_3^* + \Omega^2, \\ F_1 &= \left(2 - A_3^* - \Omega^2\right) \left(6 - 21A_3^* + \Omega^2 - 4\Omega^2 \frac{a_1^2 + a_2^2}{a_3^2}\right) + \\ &\quad + 2A_3^* \left(18 - 7A_3^* - \Omega^2\right), \\ F_0 &= \left(2 - A_3^* - \Omega^2\right) \left(2 - 3A_3^* - \Omega^2\right) \left(2 - 3A_3^* - \Omega^2 + \right. \\ &\quad \left. + 4\Omega^2 \frac{a_1^2 + a_2^2}{a_3^2}\right) + 16\Omega^2 A_3^{*2}. \end{aligned}$$

Исследование корней этого уравнения показывает, что сильно асимметричные в плоскости вращения фигуры легкие эллипсоиды, в области близкой к самосопряженным, неустойчивы по отношению к нечетным формам колебаний. При этом критическое значение отношения полуосей устойчивых легких эллипсоидов $\epsilon \lambda = -1$ (самосопряженных) очень слабо зависит от меры сплюснутости гравитирующего сфероида. Например, если внутри сферического гравитирующего тела самосопряженные легкие эллипсоиды неустойчивы при $a_2/a_1 < 0.250$, то внутри сильно сплюснутого гравитирующего сфероида с $b_2/b_1 = 0.1$ неустойчивыми оказываются самосопряженные легкие эллипсоиды с $a_2/a_1 < 0.234$. На рис.1. области неустойчивых легких эллипсоидов как внутри сферического, так и сфероидального гравитирующего тела с $b_2/b_1 = 0.1$ указаны двойной заштриховкой.

Для гиперболоидальных фигур уравнение (3.25) приводит к неустойчивости лишь в узкой области самосопряженных фигур, что не меняет критерий неустойчивости (3.14).

Работа выполнена при поддержке фонда научных исследований Армении (грант 070, 46/95 93-351).

THE LIGHT SUBSYSTEM IN THE GRAVITATING SPHEROID

M.G.ABRAMIAN, KH.G.KOKOBELIAN

The possible ellipsoidal and hyperboloidal equilibrium figures of light gaseous subsystem in the gravitating homogeneous spheroid are obtained. Stability regions of these figures in respect to second form oscillations are established.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Чандрасекхар, Эллипсоидальные фигуры равновесия. Мир, М., 1973.
2. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. Наука, М., 1976, 347с.
3. М.Г.Абрамян, С.А.Каплан, *Астрофизика*, 10, 565, 1974; 11, 121, 320, 1975.
4. М.Г.Абрамян, *Астрофизика*, 11, 487, 1975; 25, 173, 357, 1986.
5. М.Г.Абрамян, Д.М.Седракан, М.А.Чалабян, *Астрон. ж.*, 63, 1089, 1986.
6. J.E.Tohline, R.H.Durisen, *Astrophys. J.*, 257, 75, 1982.
7. J.E.Tohline, G.F.Simonson, *Astrophys. J.*, 257, 92, 1982.
8. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, *Письма Астрон. ж.*, 7, 136, 1981.
9. М.Г.Абрамян, Динамика вложенных гравитирующих подсистем. Докт. дис., Бюракан, 1986, 350с.

УДК: 524. 52

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ООРТА АНСАМБЛЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В ДИСКОВОЙ ГАЛАКТИКЕ

Н.СОТНИКОВА, Е.ВОЛКОВ

Поступила 7 сентября 1994

Принята к печати 20 сентября 1994

Разработана численная трехмерная модель для ансамбля молекулярных облаков (МО), движущихся в фиксированном гравитационном потенциале галактики. Данная схема является модификацией широкоизвестной модели Оорта и включает различные процессы коагуляции и фрагментации облаков при парных столкновениях, взаимодействия облаков с диффузной межзвездной средой, а также механизм обратной связи: разрушение облаков на мелкие фрагменты под действием возникающих в них звезд. Построенная модель позволяет исследовать влияние различных параметров как самой галактики, так и ансамбля МО на процесс крупномасштабного звездообразования, связанного с гигантскими молекулярными облаками (ГМО), и на временные изменения глобальной структуры межзвездной среды. Приведен пример расчета эволюции энергетических характеристик ансамбля МО в спиральной галактике.

1. Модель Оорта. Гигантские молекулярные облака — наиболее массивных структуры межзвездной среды в галактиках — являются важнейшим звеном в замкнутом непрерывном процессе динамической и энергетической эволюции межзвездного газа [24]. Один из основных вопросов в этой области — исследование закономерностей временного и пространственного поведения ансамбля МО. Решение такой задачи позволяет объяснить эволюцию крупномасштабных структур межзвездной среды, а также особенности процесса звездообразования.

Наша модель имеет в своей основе широкоизвестный сценарий эволюции ансамбля облаков, впервые предложенный Оортом [36]. Согласно схеме Оорта облака представляются как случайно движущиеся частицы с конечным радиусом (и массой). Наименее массивные из рассматриваемого интервала масс молекулярные облака непрерывно образуются из диффузной межзвездной среды. Облака сталкиваются между собой, сливаются, растет их масса. По достижении после многих столкновений некоторой максимальной массы облака распадаются

в результате рождения в них новых звезд (под действием звездного ветра от ОВ-звезд и вспышек СН). Поток массы, входящий в молекулярную фазу из диффузной среды, проходит (через столкновения и слияния плотных облаков) вдоль всего спектра масс и возвращается назад в диффузную фазу (через звездообразование).

Численная реализация оортовской схемы (и ее модификаций) на практике осуществляется тремя путями. В двух из них используется так называемое однозонное приближение, в котором все рассматриваемые в задаче характеристики, описывающие систему МО, усреднены по пространственным переменным. В третьем — все функции явным образом зависят от пространственных переменных.

Первый подход основан на решении кинетического уравнения для ансамбля молекулярных облаков с соответствующим столкновительным членом. Кинетические уравнения для функций распределения по массам m и скоростям $\vec{v}$ $n(m, \vec{v})$, в каком бы сложном виде они ни записывались (например, [7,38]), являются модельными кинетическими уравнениями, в которых принимается тот или иной вид сечения столкновения. В отсутствии детальных гидродинамических расчетов столкновений облаков применяемые сечения основаны в большей степени на физической правдоподобности и являются крайне неопределенными.

Кинетическое уравнение, столкновительный член которого описывает только процесс слияния облаков при столкновении (вне зависимости от параметров столкновения), называют уравнением коагуляции (или уравнением Смолуховского). Такое уравнение для функции распределения облаков по массам $\varphi(m)$ (или $n(m, \vec{v})$) неоднократно решалось как аналитически, так и численно [11,12,37,49,23,7].

Второй подход базируется на моделировании поведения системы облаков методом Монте-Карло [37,17]. В этом случае система облаков описывается как статистический ансамбль. Любая пара облаков из ансамбля, сталкиваясь с вероятностью, прямо пропорциональной сечению столкновения и относительной скорости, видоизменяет ансамбль. После многих столкновений система приходит к равновесному состоянию.

Третий путь, который, как уже говорилось выше, не использует однозонное приближение, это прямое моделирование столкновений между N -облаками, заключенными в ограниченном пространстве ("ящике") с теми или иными граничными условиями [38] или "погруженными" в гравитационный потенциал галактики (например, [25,51,52,26,30,31,46]).

Заметим, что хотя во всех трех подходах реализуется один и тот же сценарий поведения системы облаков, степень адекватности физических предположений, лежащих в основе схемы Оорта, реальным процессам, происходящим с МО в галактиках, не одинакова для описанных методик и увеличивается в направлении от первого к третьему. Для обоснования этого утверждения достаточно напомнить, что прямое моделирование учитывает пространственную неоднородность распределения облаков. Кроме этого в рамках второго и третьего подходов сечение столкновения может быть задано почти произвольно сложным образом в зависимости от различных характеристик сталкивающихся облаков, в то время как в первом случае сечение должно иметь простую функциональную форму.

Следует также упомянуть и о возможности построения модели поведения ансамбля МО в рамках оортовского сценария с помощью уравнений гидродинамики (см. [7,43,48] и ссылки в этих работах).

Газодинамические расчеты процесса парного столкновения облаков, проводившиеся в последние 10–15 лет, привели к необходимости модификации классической, чисто коагуляционной схемы Оорта. Было показано, что слияния облаков происходят лишь при почти центральных столкновениях, либо при столкновениях с небольшими относительными скоростями. В противном случае столкновение приводит не к коагуляции, а к образованию мелких осколков [19,27,28] или даже к полному разрушению облаков [5,15]. Модель, учитывающая возможность фрагментации облаков при столкновениях, была реализована во многих работах, в которых либо решались соответствующие кинетические уравнения [50,5,7,3], либо осуществлялось моделирование методом Монте-Карло [18,3,20], либо производились прямые расчеты движения и столкновений N -облаков [39,6,33,34,35,46].

Следует отметить, что существуют также другие сценарии образования массивных молекулярных облаков, в основе которых лежит гравитационная неустойчивость или, например, неустойчивость Рэлея–Тейлора (см. [10]). Однако в любом случае физика процессов, описываемых оортовской моделью и ее модификациями, оказывается не такой уж простой, как это считалось раньше [33,46]. Сама же модель представляет интерес для многих астрофизических задач, таких как: определение "равновесного" спектра масс $N(m)$ молекулярных облаков и их распределение по остаточным скоростям $\sigma_r(m)$ [11, 12, 37, 49, 50, 17,18,23,5,7,3,20,38]; расчеты динамики МО в спиральной волне плотности [3,25,51,52,26] и в бароподобном потенциале [6]; моделирование вспышек звездообразования во взаимодействующих галактиках [48,55,34,35,30,31]; исследование нелинейных режимов поведения ансамбля МО ([48] и ссылки в этой работе).

Наша модель основана на методе прямого моделирования движения и столкновений N -облаков молекулярного водорода в потенциале дисковой галактики. Эти облака погружены в очень горячую и протяженную межзвездную среду (фактор заполнения горячей фазы может достигать 50% [41] или даже 80% [29]), с которой эти облака находятся в динамическом равновесии и трении о которую мы пренебрегаем [38,43]. Мы не учитываем и процесс испарения облаков [43]. Влияние магнитного поля на динамику молекулярных облаков также не рассматривается, хотя оно может приводить к многим важным эффектам (см., например [8]). Рассматриваемый диапазон масс облаков соответствует ГМО: $10^4 - 10^6 M_\odot$. Предполагается, что облака образуются из диффузной среды, которую на рассматриваемых масштабах времен ($>10^7$ лет) можно считать находящейся в равновесном состоянии. В отличие от большинства моделей, в которых учитывается возможность фрагментации облаков только при нецентральных столкновениях, мы используем в нашей модели более сложный критерий результата столкновений, связанный с величиной отношения кинетической и гравитационной энергий облаков, участвующих в столкновении. Ниже дается детальное описание модели.

2. Описание модели. 2.1. Спектр масс облаков и их внутренняя структура.

В модели задается степенной спектр масс: $\varphi(m) \propto m^{-\alpha}$, где $\alpha = 1.5$. Выбранный закон является стандартным "равновесным" решением (и аналитическим и численным) уравнения Смолуховского для классической модели Оорта (например, [11,12,37,23]). Он также воспроизводится в численных экспериментах при прямом моделировании столкновений со слияниями в ансамбле из N -облаков (например, [33]) и хорошо согласуется с наблюдательными данными [4,45].

Начальный ансамбль состоит из 10000 ($= N_{cl}$) облаков. В этом случае полная масса облаков в рассматриваемом интервале масс, соответствующем ГМО ($m_{\min} = 10^4 M_\odot$, $m_{\max} = 10^6 M_\odot$), для принятых значений параметров равна

$$M_{cl} = \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} \varphi(m) m dm = 10^9 M_\odot. \quad (1)$$

Получаемая величина сравнима с полной массой молекулярного водорода в галактиках. Это означает, что наша модель имеет дело с реальным количеством облаков в выбранном интервале масс и может воспроизводить практически все возможные столкновения между ГМО без привлечения каких-либо поправочных коэффициентов для частоты столкновений, как это делалось, например, в

[6]. Построение начального спектра масс в соответствии с указанным выше законом производится в модели при помощи метода "отказа-отбора" [1].

Облака имеют сферически-симметричную форму. Что касается их внутренней структуры, то мы, предполагая однородность облаков, рассматривали два различных варианта.

1) Средняя плотность облаков считается одной и той же независимо от массы так, что $m_{cl} \propto r_{cl}^3$. Хотя подобное приближение не является достаточно хорошим для описания реальной структуры МО различных масс, оно является стандартным в задачах, связанных с эволюцией ансамбля МО. Радиус облака и его масса связываются следующим соотношением:

$$r_{cl} = 45.9 \left(\frac{50 \text{ cm}^{-3}}{n_{H_2}} \right)^{1/3} \left(\frac{m_{cl}}{10^6 M_\odot} \right)^{1/3} \text{ пк}. \quad (2)$$

При $n_{H_2} = 100 \text{ cm}^{-3}$ облака в нашей модели имеют размеры от 16 пк до 73 пк.

2) Наблюдения показывают [45], что примерно постоянной величиной является не средняя плотность облака, а его столбцовая плотность. Исходя из этого, Элмигрин [9] ввел в теоретические исследования другое соотношение между радиусом облака и его массой: столбцовая плотность $\langle \rho_{cl} \rangle r_{cl}$ одна и та же для всех облаков так, что $m_{cl} \propto r_{cl}^2$. Таким образом менее массивные облака оказываются более компактными по сравнению со случаем одинаковой средней плотности, что лучше соответствует наблюдениям. Диапазон размеров облаков при $n_{H_2} = 100 \text{ cm}^{-3}$ — от 7 пк до 73 пк.

2.2. Методика учета столкновений. Техника подсчета столкновений основана на использовании декартовой сетки, накладываемой на расчетную область. В случае исследования поведения системы облаков "в ящике" — области с отражающими границами — должна использоваться трехмерная сетка. Для исследования временной эволюции ансамбля облаков в спиральной галактике целесообразно использовать двумерную сетку. Размер ячеек сетки определяется таким образом, чтобы в начальный момент на каждую ячейку приходилось в среднем по одной частице. В случае спиральной галактики общее число облаков и размеры галактики таким образом определяют размеры ячейки (около 150 пк). При этом автоматически выполняется условие, что размеры максимального облака меньше размеров ячейки. На каждом временном шаге облака распределяются по столкновительным ячейкам согласно их координатам. Облака в одной и той же

ячейке, а также в соседних могут сталкиваться между собой при условии, что расстояние между их центрами R_{12} меньше суммы их радиусов $r_1 + r_2$. Мы рассматриваем только парные столкновения.

2.3. Критерий слияния облаков. Когда два облака сталкиваются, они могут слиться друг с другом, образуя одно более массивное облако (в классической модели Оорта возможен только такой результат), могут образовать фрагмент (третье облако) или даже полностью разрушиться и рассеяться в межоблачную среду. Детальные гидродинамические расчеты столкновений облаков очень сложны, и до сих пор мало что известно, каким в общем случае будет результат столкновения в зависимости от прицельного параметра, относительной скорости сталкивающихся облаков, отношения их масс и т.д. Именно поэтому в большинстве работ, моделирующих поведение ансамбля молекулярных облаков, принимался простой критерий результата столкновений: либо слияние при любых параметрах столкновения [11,12,37,23,49,17,38,25,26], либо слияние или фрагментация в зависимости от степени проникновения одного облака в другое, но не от скорости сталкивающихся облаков [50,18,5,3,6]. В работах [43, начиная отсюда — SSM], [55, начиная отсюда — VS], [34, начиная отсюда — ОК] на основе гидродинамических расчетов [19,15,27,28] введен новый критерий результата столкновений, связанный с величиной отношения кинетической энергии относительного движения облаков к их гравитационной энергии: медленно сближающиеся облака сливаются, при больших скоростях столкновения — разрушаются. В [ОК] критерий слияния записывается в следующем виде:

$$\frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{rel}^2 \leq \frac{G m_1 m_2}{R_{12}} + \frac{3}{5} \frac{G m_1^2}{r_1} + \frac{3}{5} \frac{G m_2^2}{r_2}. \quad (3)$$

Критерий, который использовался в [SSM] и [VS], практически такой же, но без двух последних членов в правой части неравенства (3), которые описывают гравитационную энергию каждого облака. Эти члены должны скорее входить в условие полного разрушения облаков, а не их слияния. При $m_1 \gg m_2$ условие (3) превращается в $m_2 v_{rel}^2 / 2 \leq 3 G m_1^2 / 5 r_1$. Отсюда видно, что критерий (3) переоценивает частоту столкновений, заканчивающихся слияниями, по сравнению с условием [SSM] и [VS], увеличивая значение критической скорости, которое разграничивает процессы слияния и фрагментации, в $\sqrt{m_1/m_2}$ раз. Ситуация оказывается качественно схожей и при столкновениях облаков почти одинаковых масс. В этом случае три члена в правой части оказываются сравнимы по величине, и критическое значение относительной скорости увеличивается — в $\sqrt{3}$ раз по сравнению с тем, что дает критерий [VS], учитывающий только

энергию связи облаков. При $m_1 = m_2$, $R_{12} = r_1 + r_2$ для облаков с массами 10^4 , 10^5 , $10^6 M_\odot$ и для концентрации молекулярного водорода в облаках 50 см^{-3} неравенство (3) дает следующие значения критической скорости: 5.4, 12 и 25 км/с. Это означает, что для 3-D дисперсии скоростей — 7 км/с и средней массы облаков $10^5 M_\odot$, принимаемых в [ОК], лишь небольшая доля облаков из хвоста распределения по скоростям испытывает столкновения, заканчивающиеся фрагментацией, и картина эволюции всего ансамбля оказывается очень близкой к той, которую дает классическая коагуляционная модель, в которой слияния происходят независимо от скорости сталкивающихся частиц. По этой причине мы используем критерий [VS], т.е. неравенство (3) без двух последних членов:

$$\frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{\text{rel}}^2 \leq \min(E_1, E_2), \quad (4)$$

где

$$E_1 = \frac{G m_1 m_2}{R_{12}},$$

$$E_2 = \frac{3}{5} \frac{G (m_1 + m_2)^2}{r_3} - \frac{3}{5} \frac{G m_1^2}{r_1} - \frac{3}{5} \frac{G m_2^2}{r_2}.$$

Величина E_2 является разностью между гравитационной энергией слившегося облака с массой $m_1 + m_2$ и радиусом r_3 и гравитационными энергиями двух первоначальных облаков. Ее появление связано с тем, что поскольку мы не учитываем гравитационное взаимодействие между облаками и соответствующее увеличение относительной скорости их сближения, величина E_1 при случайном тесном сближении (R_{12} мало) становится достаточно большой по сравнению с величиной, стоящей в левой части неравенства (4), что искусственным образом преувеличивает частоту столкновений со слияниями.

При $m_1 = m_2 = m$, $R_{12} = r_1 + r_2 = 2r$ значение критической скорости, разделяющее режим слияния облаков и их фрагментации, равно

$$v_\sigma = 15.4 \left(\frac{m}{10^6 M_\odot} \right)^{1/\beta} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{100 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/6},$$

где $\beta = 3$ для случая одинаковой для всего спектра масс плотности облаков и $\beta = 4$ для модели с $\rho_{cl} r_{cl} = \text{const}$. В первом случае для $m = 10^4 M_\odot$,

$v_{\sigma} = 3.3 \text{ км/с}$, для $m = 10^5 M_{\odot}$ и $m = 10^6 M_{\odot} - 7.1 \text{ км/с}$ и 15.4 км/с соответственно. Для модели с постоянной столбцовой плотностью при $m = 10^4, 10^5, 10^6 M_{\odot}$, $v_{cr} = 4.9, 8.7, 15.4 \text{ км/с}$ соответственно.

Если выполнено условие слияния (4), то возникает новое облако с массой $m_3 = m_1 + m_2$, которое помещается в центр масс двух первоначальных облаков. Скорость нового облака определяется из закона сохранения импульса. Сталкивающиеся облака m_1 и m_2 исключаются в дальнейшем из рассмотрения.

2.4. Учет процессов разрушения и образования облаков. Если неравенство (4) не удовлетворяется, то пересекающиеся части двух сталкивающихся облаков (Δm_1 и Δm_2) образуют фрагмент с массой $m_3 = \Delta m_1 + \Delta m_2$. Скорость нового облака определяется из закона сохранения импульса для пересекающейся части сталкивающихся облаков. Массы первоначальных облаков уменьшаются ($m'_1 = m_1 - \Delta m_1$, $m'_2 = m_2 - \Delta m_2$), их скорости при этом не изменяются.

Во избежание появления большого числа мелких осколков облака с массами $< 10^4 M_{\odot}$, образующиеся в процессе фрагментации, рассеиваются в диффузную среду. Для сохранения полной массы облаков M_{cl} вводится источник облаков на левом конце спектра масс ($10^4 M_{\odot}$). Пространственное распределение и распределение по скоростям облаков, возникающих из диффузной среды, соответствует начальным распределениям для всего ансамбля. Разработанная машинная программа позволяет рассматривать эволюцию ансамбля и с несохраняющейся полной массой.

Ансамбль сталкивающихся и сливающихся облаков представляет собой типичную диссипативную систему. В результате неупругих столкновений кинетическая энергия относительного движения облаков переходит во внутреннюю энергию газа в облаках и, в конечном счете, в излучение. Из закона сохранения импульса следует, что кинетическая энергия слившегося облака меньше суммы кинетических энергий составивших его облаков:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} - \frac{(m_1 + m_2) v_3^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{rel}^2, \quad (5)$$

где $\vec{v}_{rel} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$. Таким образом кинетическая энергия системы облаков уменьшается с каждым актом коагуляции.

При столкновениях с фрагментацией диссипация кинетической энергии относительного движения происходит только в пересекающейся части облаков:

$$\Delta E_- = \frac{1}{2} \frac{\Delta m_1 \Delta m_2}{\Delta m_1 + \Delta m_2} v_{rel}^2. \quad (6)$$

В среднем эти потери меньше, чем при столкновениях со слиянием [42,46], и охлаждение всего ансамбля в модели с фрагментацией происходит медленнее, чем в чисто коагуляционной модели.

Наша схема включает также механизм развала облаков на более мелкие за счет звездообразовательной активности. Если не предусмотреть в модели механизм обратной связи, то весь ансамбль МО, являющийся по своей природе диссипативной системой, будет охлаждаться (при этом средняя дисперсия скоростей уменьшается), а средняя масса облаков (за счет возрастающей роли столкновений со слиянием) будет увеличиваться.

Из наблюдений следует, что молекулярные облака в галактиках являются местами активного звездообразования. Считается, что основными объектами, в которых зарождаются звездные ассоциации и скопления, являются наиболее массивные из МО ($\sim 10^6 M_\odot$), хотя звездообразование может происходить и в облаках меньших масс. Наблюдения показывают, что отдельные облака (фрагменты) с массами больше указанной практически не наблюдаются (см., например, [40]). В связи с этими соображениями в модели Оорта обычно принимается следующее: при достижении облаком (за счет многократных слияний) некоторой максимальной массы m_{cr} (значение которой мы принимаем равной максимальной массе m_{max} , в начальном спектре масс — $10^6 M_\odot$) оно разваливается на мелкие фрагменты с массой $m_{min} = 10^4 M_\odot$. Такая процедура имитирует два процесса: уход массы в диффузную фазу в результате звездообразования и ее обратный приход в молекулярную фазу в виде самых маломассивных МО из рассматриваемого интервала масс. В некоторых моделях масса разваливающихся ГМО распределяется по всему диапазону масс (но с более крутым спектром, чем изначальный — см., например, [3]). Потери массы на звездообразование мы не учитываем.

Время развала облака под действием звездообразовательной активности t_{sf} является параметром модели. В классической схеме Оорта [11,12,37] $t_{sf} = 0$ — мгновенное разрушение облака при достижении им критической массы. Параметр t_{sf} является одним из важнейших параметров модели и, по-видимому, управляет переходом системы МО к нелинейному режиму поведения [48,55]. В нашей модели значение t_{sf} ($10^7 \div 10^8$ лет) считается независимым от массы облака (в отличие от [25,26,34,35]).

Когда массивное облако (m_{disr}) разваливается на n фрагментов ($n = m_{disr}/m_{min}$), то эти фрагменты распределяются случайным образом по

поверхности некоторой сферы вокруг изначального облака так, чтобы избежать случайных наложений мелких облаков.

Направленная скорость каждого фрагмента остается такой же, как и у первоначального облака $\vec{v}_{disr}$. Помимо направленной скорости мелким осколкам приписывается небольшая скорость в направлении от центра "родительского" облака. Расхождение фрагментов от центра облака со скоростью σ_v ($6 \div 14$ км/с) за один шаг (примерно 9×10^5 лет) сравнимо с размером облака ($r_{min} = 3.5 \div 8$ пк), и это позволяет избежать немедленного слияния образовавшихся осколков.

Из закона сохранения импульса $\sum_{j=1} m_{min} \vec{v}_j = m_{disr} \vec{v}_{disr}$ следует, что при каждом акте развала массивного облака в систему поступает дополнительная энергия:

$$\Delta E_+ = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^n m_{min} v_j^2 - \frac{1}{2} m_{disr} v_{disr}^2 = \frac{1}{2} m_{disr} \sigma_v^2,$$

что компенсирует потери энергии при неупругих столкновениях МО (5) и (6). Другой возможный механизм нагрева системы ГМО — вязкая диссипация механической энергии дифференциально вращающихся облаков за счет упругих гравитационных взаимодействий [13,54,21,14] — в нашей модели не может быть рассмотрен.

3. Пример расчета с использованием описываемой модели. В качестве примера использования описанной выше модели и разработанного на ее основе машинного кода в этой статье мы приведем результаты расчета эволюции энергетических характеристик ансамбля ГМО в спиральной галактике.

Облака при их движении в гравитационном поле галактики рассматриваются как пробные частицы, т.е. их взаимное гравитационное притяжение не принимается во внимание. При таком подходе не учитывается образование массивных облаков за счет локальной гравитационной неустойчивости в газе облаков при случайных флуктуациях плотности. Оно возможно лишь путем последовательного "слипания" более мелких облаков при их столкновениях (как в стандартной модели Оорта [36]). Частицы, представляющие газовые облака, первоначально находятся на круговых орбитах в диске галактики. Для гравитационного потенциала галактики выбрана модель Мийамото-Нагаи [32]:

$$\Phi_{gal}(R, z) = - \frac{G M_o}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}, \quad (7)$$

где $R^2 = x^2 + y^2$.

В зависимости от выбора параметров a и b Φ_{gal} может представлять потенциал как бесконечно тонкого диска, так и сферически-симметричной конфигурации. При $b/a \approx 0.2$ распределение кривых равной плотности, соответствующей потенциалу Φ_{gal} , качественно очень похоже на распределение изофот у дисковых галактик. Параметр a связан с радиусом R_m , на котором круговая скорость вращения достигает максимума. Как было показано в [2] $R_m \approx 5 - 6$ кпк и практически не зависит от типа галактики. Нет систематической зависимости R_m и от светимости галактики. В нашей модели галактика имеет массу $2 \times 10^{11} M_\odot$ внутри диска с радиусом $R_{gal} = 16$ кпк и полутолщиной $|z_{gal}| = 0.1 R_{gal}$. Масса $M_\odot$, которая соответствует потенциалу (7), равна $2.605 \times 10^{11} M_\odot$.

Пространственное распределение облаков в начальный момент времени является плоским и выбирается следующим. В кольце с внутренним радиусом $R_{in} = 4$ кпк и внешним $R_{out} = 8$ кпк поверхностная плотность облаков принимается постоянной, а в области внутри 4 кпк — распределенной по экспоненциальному закону. Каждому облаку в первоначальный момент придается дополнительная (остаточная) скорость в случайном направлении. Закон распределения трехмерных остаточных скоростей — нормальный. Диапазон возможных значений σ_v (трехмерная дисперсия остаточных скоростей) — от 6 км/с до 14 км/с (например, [47]). Система облаков в течение 400 Млет приспосабливается к потенциалу галактики, при этом столкновения между облаками не принимаются во внимание. Вследствие заданного теплового разброса скоростей облака, первоначально распределенные в плоскости диска, "расплываются" вдоль оси z . Плотность газа в облаках равна $50 H_2 \text{ см}^{-3}$. Вычисления проводились для временного интервала 600 Млет.

Для исследования энергетики ансамбля ГМО были рассчитаны четыре варианта, включающие учет различных процессов, происходящих с облаками. В двух из них учитываются как процессы коагуляции, так и фрагментации облаков в соответствии с критерием (4). Различие между ними в том, что в первом (CFS), в отличие от второго (CFN), учтен процесс рождения новых наименее массивных облаков. Сценарий CFN используется как тестовый пример, в котором энергетика ансамбля не испытывает влияния посторонних источников. Характерной особенностью этого варианта является также то, что полная масса облаков не сохраняется.

Третий и четвертый сценарии включены в качестве двух крайних случаев. Один из них (ТС) соответствует классической модели Оорта, в которой облака сливаются при столкновении независимо от их масс и скоростей. Другой сценарий (РС) отличается от CFS отсутствием фрагментаций: когда относительные скорости сталкивающихся облаков достаточно велики и нарушается критерий (4), два облака просто проходят по своим траекториям в галактике без каких-либо последствий.

Детальное исследование построенной модели выявило новый эффект, касающийся общей энергетики ансамбля МО. Было найдено, что диссипативный характер взаимодействия облаков друг с другом не всегда автоматически приводит к заключению об остывании ансамбля при многократных слияниях МО [46]. При некоторых режимах коагуляции облаков их дисперсия скоростей, будучи первоначально независимой от их массы, эволюционирует не в сторону установления равнораспределения по энергиям (см. [37,17,18,38]), а сохраняет эту независимость в течение нескольких оборотов галактики, и именно такое распределение следует из наблюдений [47]. Выявленный эффект "неостывания" может играть существенную роль в глобальной энергетике ансамбля МО и оказывать влияние на процесс звездообразования.

Действие указанного эффекта проиллюстрировано на рис. 1.

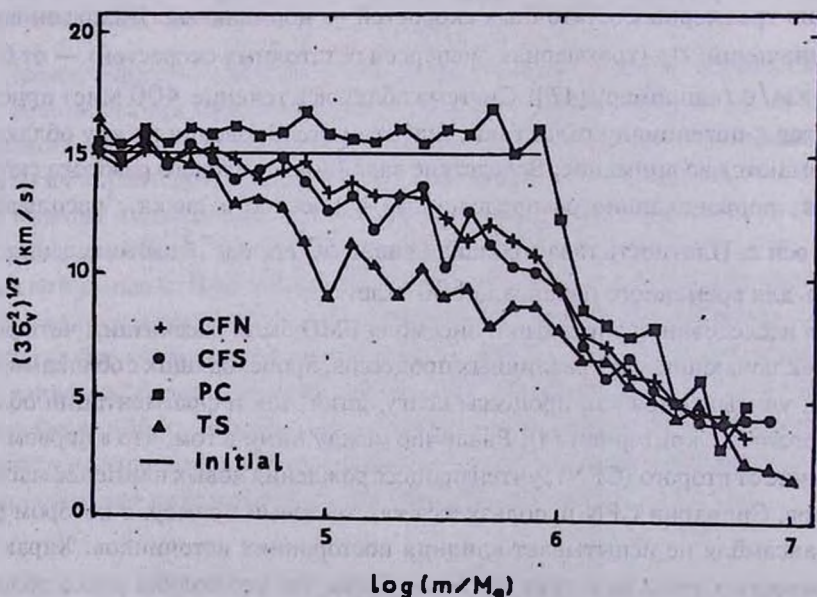


Рис 1. Конечные распределения дисперсии скоростей облаков для различных моделей. Начальное распределение показано сплошной линией.

Приведены результаты расчетов для начального значения дисперсии облаков 15 км/с. Как видно из рисунка, для модели РС, в которой обсуждаемый эффект "неостывания" максимально проявляется, существует интервал масс, где дисперсия скоростей практически не зависит от массы облака на момент окончания расчета и только за пределами этого интервала дисперсия убывает. Граничное значение, разделяющее различные режимы поведения дисперсии, зависит от начального значения дисперсии облаков. Для начального значения 7.5 км/с соответствующее значение массы около $2 \times 10^5 M_\odot$, а для 15 км/с — около $10^6 M_\odot$.

Динамическое поведение ансамбля ГМО в целом может быть проиллюстрировано изменением функции распределения остаточных скоростей облаков со временем (см. рис. 2).

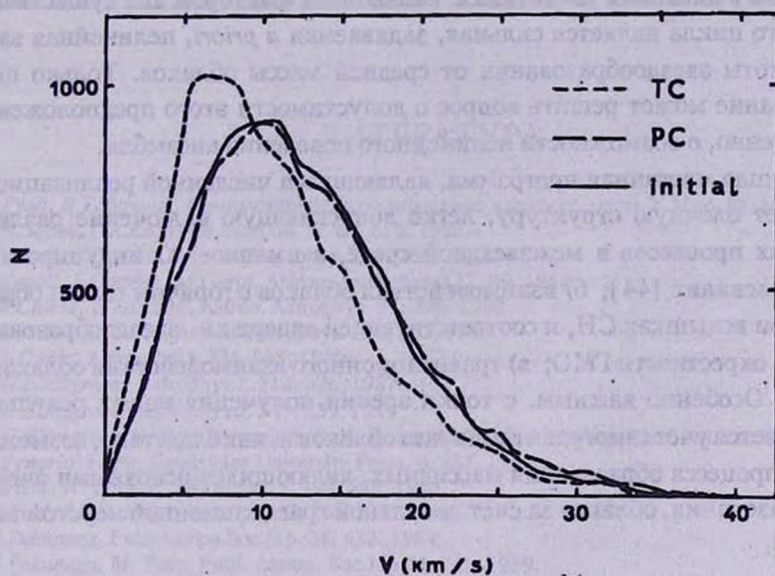


Рис 2. Изменение функции распределения относительных скоростей облаков со временем.

Сплошная линия соответствует начальному нормальному распределению с дисперсией 15 км/с. Конечные распределения для моделей РС и ТС приведены на рисунке соответственно длинной и короткой штриховыми линиями. При этом распределения скоростей для двух моделей даны для различных конечных значений времени ($t_{TC} = 97$ Млет, $t_{PC} = 800$ Млет), но для одинаковых конечных значений числа облаков в ансамбле. Таким образом, в обоих случаях про-

изошло одинаковое количество столкновений, окончившихся слиянием. Распределения перенормированы на начальное количество облаков $N = 10000$. Как видно из рисунка, для классической коагуляционной модели (ТС) ансамбль облаков эффективно остывает. Но в модели РС начальное значение дисперсии для ансамбля со временем практически не изменилось, что наглядно демонстрирует действие эффекта "неостывания" системы облаков.

4. Заключение. Разработанная модель может быть использована для широкого круга задач, связанных с физикой межзвездной среды в спиральных галактиках. Укажем на некоторые из них. Данную модель целесообразно применить для изучения условий нелинейного поведения системы МО типа предельного цикла [48]. С таким режимом поведения, найденным при решении гидродинамических уравнений для ансамбля молекулярных облаков, связываются вспышки звездообразования в дисковых галактиках. Решающим фактором для существования предельного цикла является сильная, задаваемая *a priori*, нелинейная зависимость частоты звездообразования от средней массы облаков. Только прямое моделирование может решить вопрос о допустимости этого предположения и, соответственно, о возможности нелинейного поведения ансамбля.

Написанная машинная программа, являющаяся численной реализацией модели, имеет блочную структуру, легко допускающую включение различных физических процессов в межзвездной среде, а именно: а) индуцированного звездообразования [44]; б) взаимодействия облаков с горячим газом, образующимся при вспышках СН, и соответствующей задержки звездообразования в локальной окрестности ГМО; в) гравитационного взаимодействия облаков друг с другом. Особенно важным, с точки зрения получения новых результатов, представляется учет самогравитации газа облаков и, как следствие, возможность описания процесса образования массивных, являющихся основными ячейками звездообразования, облаков за счет локальной гравитационной неустойчивости [16,22,53].

Санкт-Петербургский Государственный университет,
Россия

MODIFIED OORT MODEL FOR THE MOLECULAR CLOUDS ENSEMBLE IN DISK GALAXY

N.SOTNIKOVA, E.VOLKOV

We have developed a 3-dimensional numerical model for the molecular clouds ensemble embedded in a fixed gravitational potential of a galaxy. Our scheme is a modification of the widely known Oort model and includes processes of coagulation and fragmentation of the clouds during collisions, interaction of the clouds with diffuse interstellar matter, and also the feedback mechanism: cloud destruction to small fragment as the effect of the new born stars. The model constructed makes it possible to investigate the influence of the galaxy parameters and the molecular clouds ensemble characteristics on the large scale star formation process and the structure variations of the interstellar matter. The results of the numerical calculations of the energy characteristics evolution of the molecular clouds ensemble in a spiral galaxy are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.Гулд, Я.Тобочник, Компьютерное моделирование в физике, часть 2, Мир, М., 1990.
2. А.В.Засов, Г.А.Казумов, Астрон. ж. 60, 656, 1983.
3. F.Casoli, F.Combes, Astron. Astrophys. 110, 287, 1982.
4. F.Casoli, F.Combes, M.Gerin, Astron. Astrophys. 133, 99, 1984.
5. J.P.Chieze, B.Lazareff, Astron. Astrophys. 91, 290, 1980.
6. F.Combes, M.Gerin, Astron. Astrophys. 150, 327, 1985.
7. L.L.Cowle, Astrophys.J. 236, 868, 1980.
8. B.G.Elmegreen, Astrophys.J. 312, 626, 1987.
9. B.G.Elmegreen, Astrophys.J. 347, 859, 1989.
10. B.G.Elmegreen, in: Star Formation, Galaxies and Interstellar Medium, eds. J.Franco, F.Ferrini, G.Tenorio-Tagle, Cambridge University Press, p. 337, 1993.
11. G.Field, W.Saslaw, Astrophys. J. 142, 583, 1965.
12. G.Field, J.Hutchings, Astrophys.J. 153, 737, 1968.
13. M.Fukunaga, Publ.Astron.Soc.Jap. 36, 433, 1984.
14. M.Fukunaga, M.Tosa, Publ. Astron. Soc.Jap. 41, 241, 1989.
15. D.L.Gilden, Astrophys. J. 279, 335, 1984.
16. P.Goldreich, D.Lynden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 130, 124, 1965.
17. M.J.Handbury, S.Simons, I.P.Williams, Astron. Astrophys. 61, 443, 1977.
18. M.J.Handbury, S.Simons, I.P.Williams, Astron. Astrophys. 77, 152, 1977.
19. M.A.Hausman, Astrophys.J. 245, 72, 1981.
20. M.A.Hausman, Astrophys.J. 261, 532, 1982.
21. C.J.Jog, J.P.Ostriker, Astrophys.J. 328, 404, 1988.
22. W.H.Julian, A.Toomre, Astrophys.J. 146, 810, 1966.
23. J.Kwan, Astrophys.J. 229, 567, 1979.
24. J.Kwan, in: Molekular Clouds in the Milky Way and External Galaxies, eds. R.L.Dickman, R.L.Snell, J.S.Young, Springer-Verlag, p. 281, 1988.

25. J.Kwan, Valdes, *Astrophys.J.* 271, 604, 1983.
26. J.Kwan, Valdes, *Astrophys.J.* 315, 92, 1987.
27. J.C.Lattanzio, J.J.Monaghan, H.Pongracic, M.P.Schwarz, *Mon. Notic. Roy. Astrophys. Soc.* 215, 125, 1985.
28. J.C.Lattanzio, R.N.Henriksen, *Mon. Notic. Roy. Astrophys. Soc.* 232, 565, 1988.
29. C.F.McKee, J.P.Ostriker, *Astrophys.J.* 217, 148, 1977.
30. J.C.Mihos, D.D.Richtstone, G.D.Bothun, *Astrophys.J.* 377, 72, 1991.
31. J.C.Mihos, D.D.Richtstone, G.D.Bothun, *Astrophys.J.* 400, 153, 1992.
32. M.Miyamoto, R.Nagai, *Publ.Astron.Soc.Jap.* 27, 533, 1975.
33. T.Nozakura, *Mon. Notic. Roy. Astrophys. Soc.* 243, 543, 1990.
34. K.M.Olson, J.Kwan, *Astrophys.J.* 349, 480 (OK), 1990.
35. K.M.Olson, J.Kwan, *Astrophys.J.* 361, 426, 1990.
36. J.H.Oort, *Bull.Astron.Inst.Neth.* 12, 177, 1954.
37. M.V.Penston, V.A.Munday, D.J.Strickland, M.J.Penston, *Mon. Notic. Roy. Astron.Soc.* 142, 355, 1969.
38. W.A.Pumphrey, J.M.Scalo, *Astrophys.J.* 269, 531, 1983.
39. W.A.Pumphrey, J.M.Scalo, 1984 (неопубликовано)
40. D.B.Sanders, N.Z.Scoville, P.M.Solomon, *Astrophys.J.* 289, 373, 1985.
41. J.M.Scalo, in: *Protostars and Planets II*, eds. D.C.Black, M.S.Matthews, University of Arizona Press, Tucson, p. 201, 1985.
42. J.M.Scalo, W.A.Pumphrey, *Astrophys.J.* 258, L29, 1982.
43. J.M.Scalo, C.Struck-Marcell, *Astrophys.J.* 276, 60 (SSM), 1984.
44. P.T.Seiden, H.Gerola, *Fund.Cosmic Phys.* 7, 241, 1982.
45. P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J.Barrett, A.Yahil, *Astrophys.J.* 319, 730, 1987.
46. N.Sotnikova, E.Volkov, *Astron. Astrophys.* 1994 (в печати)
47. A.A.Stark, J.Brand, *Astrophys.J.* 339, 763, 1989.
48. C.Struck-Marcell, J.M.Scalo, *Astrophys.J.Suppl.* 64, 39, 1987.
49. L.G.Taff, M.P.Savedoff, *Mon. Notic. Roy. Astron.Soc.* 160, 89, 1972.
50. L.G.Taff, M.P.Savedoff, *Mon. Notic. Roy. Astron.Soc.* 164, 357, 1973.
51. K.Tomisaka, *Publ.Astron.Soc.Jap.* 36, 457, 1984.
52. K.Tomisaka, *Publ.Astron.Soc.Jap.* 38, 95, 1986.
53. A.Toomre, *ARA&A* 15, 437, 1977.
54. M.Tosa, M.Fukunaga, *Publ.Astron.Soc.Jap.* 38, 335, 1986.
55. E.C.Vazquez, J.M.Scalo, *Astrophys.J.* 343, 644 (VS), 1989.

УДК: 524.47

ОБ ОРБИТАХ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД В ГАЛАКТИКЕ

Г.А.МАЛАСИДЗЕ, Р.М.ДЗИГВАШВИЛИ

Поступила 2 декабря 1994

Принята к печати 18 декабря 1994

Изучение возможных форм орбит шаровых скоплений звезд тесно связано с проблемами исследования процессов формирования и эволюции звезд. Основной трудностью при исследовании орбит этих объектов является неполнота информации о начальных условиях их движения, в частности, почти полное отсутствие наблюдательного материала о собственных движениях шаровых скоплений. Поэтому исследование движения этих объектов прямыми динамическими методами пока не удастся. В таких условиях необходимо обратиться к статистическим методам, разработанным Эдмондсоном и фон Хернером, позволяющим сделать определенные выводы о возможных формах орбит шаровых скоплений на базе Ньютоновской модели точечной массы.

Целью этой работы является проверка результатов исследований других авторов по последним наблюдательным данным о шаровых скоплениях звезд и дальнейшее развитие самого метода.

1. Введение. Определение форм галактических орбит шаровых звездных скоплений имеет весьма важное значение для описания разноразмерных путей эволюции рассматриваемых скоплений и решения задач общей структуры Галактики. Вайцзекер [1] впервые высказал свою точку зрения по поводу возможного преждевременного прекращения процесса гидродинамического развития шаровых скоплений в результате потери ими некоторого количества газо-пылевого вещества в столкновениях с более плотными облаками подобной же материи при пересечении плоскости симметрии Галактики. При этом, пока не найден ответ на вопрос, почему шаровые скопления звезд столь сильно отличаются по структуре от таких спиральных звездных систем как наша Галактика, если они были сформированы из одинаковой начальной формы материи.

По-видимому, процесс гидродинамического развития должен идти по следующей схеме: система, в самом начале представляется как газовая среда, имевшая примерно сферическую форму и характеризовавшаяся медленным вращением и

сжатием (первая фаза). Затем, в результате вращения, она постепенно приобретает форму диска (вторая фаза). Турбулентные процессы обеспечивают образование ядра внутри самого диска (третья фаза). Все эти процессы распространяются только на газ, а не на звездную составляющую, сформировавшуюся из газа на разных этапах развития системы. Следует отметить, что система, составленная только лишь из звезд, имеет собственные законы развития при одном условии, что звезды полностью сохраняют все общие признаки первоначальной газовой среды, в которой они сформировались. Поэтому объекты второго типа населения (гало), в основном характеризующиеся сферическим распределением, должны быть образованы в первой или в третьей фазе, тогда как объекты первого типа населения (диск) могли быть сформированы лишь во второй фазе развития.

Формирование шаровых скоплений должно было происходить в первой фазе развития Галактики. Тот факт, что в структурном отношении шаровые скопления лишены диска, можно объяснить следующими альтернативными гипотезами:

1) Процесс образования звезд в шаровых скоплениях происходил так быстро, что он успел закончиться в первой фазе развития, прежде чем газ успел принять форму диска.

2) Процесс образования звезд в шаровых скоплениях мог бы иметь такой же характер, как в спиральных галактиках, но этот процесс в них искусственно был приостановлен в результате потери существующего там запаса газа. Причиной такой потери могли быть столкновения с более плотными облаками газо-пылевой массы, находящимися на пути следования скоплений при прохождении ими плоскости симметрии Галактики.

3) Процесс образования звезд в скоплениях происходил медленно и они пока не успели приобрести ощутимого кинетического момента (фактически имеем невращающуюся звездную систему).

Эти три гипотезы на современном этапе развития науки можно считать реализуемыми. Если реализована первая из них или вторая, тогда галактические орбиты шаровых звездных скоплений должны быть сильно сплюснутыми (почти прямолинейными). В случае же реализации третьей гипотезы галактические орбиты должны оказаться почти круговыми.

Следовательно, изучение галактических орбит шаровых скоплений может внести некоторую ясность в вопросы эволюции этих систем. Достаточно полное решение задачи определения орбит шаровых скоплений требует знания начальных условий движения. Для этих объектов ситуация осложняется тем, что из наблюдений могут быть найдены только лучевые скорости, что же касается их собственных движений, их пока не удастся определить из-за больших расстоя-

ний от нас. В таком случае становится необходимым применение статистических методов анализа возможных форм галактических орбит шаровых скоплений. Основой таких исследований могут служить классические работы Эдмондсона [2], фон Хернера [3], Ломанна [4] и Кинмана [5], в которых были разработаны оригинальные методы анализа наблюдательных данных о шаровых скоплениях звезд. Однако результаты этих работ пока еще не позволили установить доминирующие формы орбит шаровых скоплений в Галактике.

Основной целью настоящей работы является исследование орбит около 100 шаровых скоплений аналогичными методами на базе новейшего, более богатого наблюдательного материала, и попытка получить некоторые выводы о характере их распределения. При этом, мы сохранили все символические обозначения, употребленные в работах вышеназванных авторов для удобства сравнений результатов прежних исследований с нашими.

2. Характеристика наблюдательного материала. По данным каталога Уэббинга [6], и материалам о лучевых скоростях шаровых скоплений, любезно предоставленных нам нашими Московскими коллегами А.С.Расторгуевым и В.Г.Сурдиным, за что мы весьма благодарны им, были проведены исследования с целью уточнения выводов о возможной прямолинейности или почти круговой форме орбит шаровых скоплений в Галактике.

Использовались данные для 105 шаровых скоплений, включающие расстояния этих скоплений от центра Галактики и от Солнца, их лучевые скорости, редуцированные за эффект вращения и движения Солнца к апексу. Для расстояния Солнца от центра Галактики и соответствующей круговой скорости вращения были приняты значения: $S = 8.5$ кпс, $U_r = 220 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Регулярное гравитационное поле Галактики моделировалось ньютоновским потенциалом точечной массы, т.е. принято, что подавляющая часть массы всей Галактики сосредоточена в ее центральной области весьма малых размеров по сравнению со всей системой в целом. При этом, необходимо отметить, что столь упрощенная модель приводит нас к весьма простым соотношениям для статистического описания возможных форм галактических орбит шаровых скоплений. Такой подход к решению задачи определения соотношения количеств сильно вытянутых орбит и круговых орбит в системе шаровых скоплений звезд впервые применялся авторами работ [2-5].

Несмотря на то, что модель точечной массы для реальной Галактики является крайне грубым приближением, ее применение, согласно фон Хернеру [3], оправдано, если исключить из рассмотрения все те шаровые скопления, расстояния которых от центра Галактики не превосходят 6кпс. На наш взгляд такая точка

гут быть прямолинейными, поскольку в таком случае выбор модели гравитационного поля будет существенным для оценки статистических характеристик.

Рассмотрим треугольник скопление—Солнце—центр Галактики с углом ν при вершине соответствующей скоплению, сторонами которого являются R — расстояние скопления от центра Галактики, r — расстояние от Солнца и S — расстояние Солнца от центра Галактики.

Выражая лучевые скорости скоплений в единицах круговой скорости U_k , являющейся функцией R , для ньютоновского потенциала, получаем:

$$U_o = \frac{U}{U_k} = \frac{U}{U_r} \sqrt{R/S} \quad (1)$$

где U_r — круговая скорость при $R = S$, т.е. круговая скорость Солнца. Очевидно, что для рассматриваемой модели $U_o \leq \sqrt{2}$. Из 105 шаровых скоплений этому условию не удовлетворяют только 6, которые, по-видимому, не являются объектами нашей звездной системы, поэтому они были исключены из рассмотрения.

Следовательно, общее число исследуемых шаровых скоплений составляет 99, для которых нужно выяснить по каким орбитам они могут двигаться. В частности, надо установить, какие из двух видов орбит — прямолинейные или почти круговые, могут преобладать. Нам следует проверить возможность реализации двух следующих альтернативных гипотез: 1) орбиты всех шаровых скоплений только прямолинейные, 2) орбиты всех скоплений только круговые. Начнем с проверки первой из них, в случае реализации которой средняя лучевая скорость объектов с малыми углами ν должна быть намного больше, чем средняя лучевая скорость объектов с большими ν . Если же орбиты близки к круговым, т.е. реализована вторая гипотеза, тогда будет иметь место обратная картина. С этой целью весь материал был разбит на две группы, в первую из которых вошли объекты, удовлетворяющие условию $0 \leq \cos \nu \leq 0.6$, а в другую группу попали только объекты, для которых имеет место условие $0.6 < \cos \nu \leq 1$. Число скоплений, составивших первую группу, составило 42, во вторую группу вошли 57 скоплений. Среднее значение модулей лучевых скоростей для объектов первой группы оказалось равным $\bar{X} = 99 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, с соответствующей дисперсией $\sigma_x = 66 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Для второй же группы объектов, соответственно, были найдены значения $\bar{Y} = 89 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, с $\sigma_y = 58 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Теперь интересно проверить, являются ли выборочные средние характеристиками одной и той же генеральной совокупности (если орбиты всех шаровых скоплений прямолинейны, тогда они должны создавать одну и ту же генераль-

ную совокупность), т.е. математические ожидания средних значений равны между собой $a_x = a_y$. Поскольку выборка довольно большая, величина

$$Z = \frac{\bar{Y} - \bar{X}}{\sigma_{x+y}} \quad (2)$$

распределена по нормальному закону $N(Z, 0, 1)$, причем

$$\sigma_{x+y} = \frac{\sigma_x^2}{n_x} + \frac{\sigma_y^2}{n_y} \quad (3)$$

где n_x и n_y — объемы выборок (количество объектов первой группы $n_x = 42$, а второй группы $n_y = 57$). В нашем случае $\sigma_{x+y} = 13 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $Z = 0.15$.

Следовательно, мы убедились, что наблюдения не противоречат гипотезе о том, что выборочные средние представляют собой характеристики одной и той же генеральной совокупности, т.е. мы не добились подтверждения ни одной из двух указанных здесь гипотез. Таким образом, вопрос о практической реализации той или другой гипотезы о доминирующей форме орбит по статистическим оценкам пока остается не решенным.

3. Теоретические и эмпирические функции распределения некоторых характеристик системы шаровых звездных скоплений в Галактике. Теперь обсудим вопрос о проверке возможностей реализации указанных двух гипотез из совершенно других соображений. В случае ньютоновской модели точечной массы для Галактики при реализации первой гипотезы — "орбиты всех шаровых скоплений прямолинейны", следует, что $U_0 \leq \sqrt{2} \cos \nu$, тогда как вторая гипотеза — "орбиты всех шаровых скоплений круговые", обеспечивает выполнение условия $U_0 \leq \sin \nu$.

На рис.1 изображена зависимость U_0 от угла ν для всех рассмотренных шаровых скоплений, где также представлены графики зависимостей $U_0 = \sqrt{2} \cos \nu$ (кривая G) и $U_0 = \sin \nu$ (кривая K). На этой диаграмме приняты обозначения: область, ограниченная кривыми G , K и осью $\nu = 0$, обозначена буквой g , область между кривыми K и G , ограниченная снизу осью $U_0 = 0$, обозначается буквой m , т.е. эта область определена условиями $U_0 \leq \sin \nu$ и $U_0 \leq \sqrt{2} \cos \nu$, а область $\sqrt{2} \cos \nu < U_0 \leq \sin \nu$ обозначена буквой n . Следует отметить, что в области g оказались только 22 скопления и они характеризуются сильно вытянутыми орбитами. Наименьшим оказалось число скоплений,

попавших в область n с почти круговыми орбитами. Наибольшее число (69) скоплений встречается в области m , для них возможны как круговые, так и прямолинейные орбиты.

На рис.2 и 3 представлены аналогичные зависимости для $R \leq 6$ кпс и $R > 6$ кпс. Примечательно, что на рис.2 ($R \leq 6$ кпс) область g (сильно вытянутые орбиты) почти пуста, если не считать оказавшегося в ней единственного скопления. Этот факт свидетельствует о том, что для указанной здесь группы объектов возможны только круговые орбиты. Что же касается рис.3, построенного по условию $R > 6$ кпс из 48 скоплений 22 заняли область g , ровно столько же в области m , а три из них попали в область n . Только одно скопление оказалось за пределами этих областей.

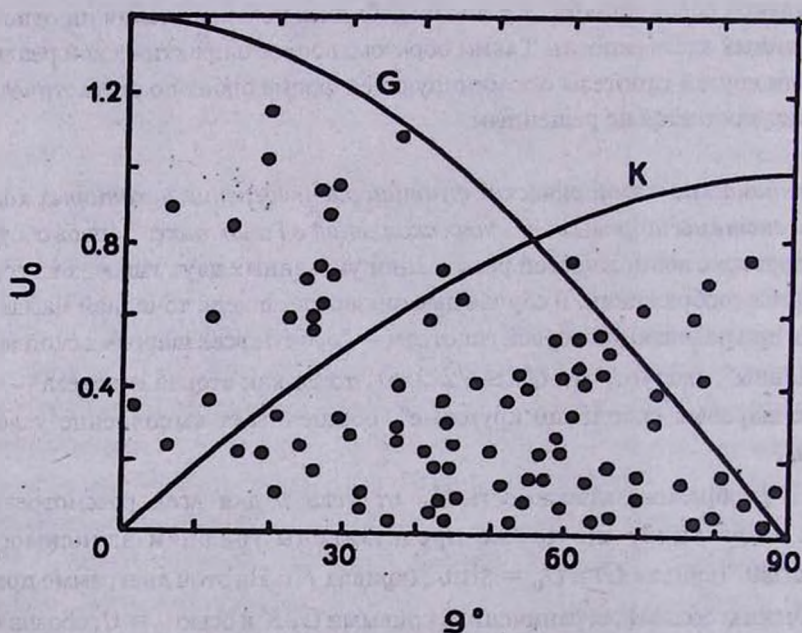


Рис.1. Распределение шаровых скоплений звезд (точки) по ν и U_0 при $R \geq 0$. G — кривая зависимости $U_0 = \sqrt{2} \cos \nu$, а K — кривая зависимости $U_0 = \sin \nu$.

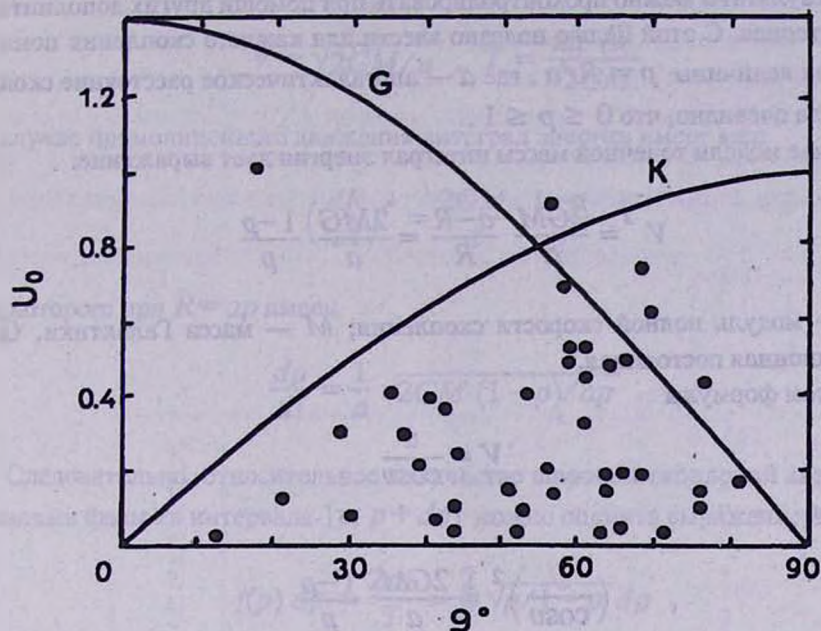


Рис.2. Распределение шаровых скоплений звезд (точки) по u и U_0 при $R \leq 6$ кпс.

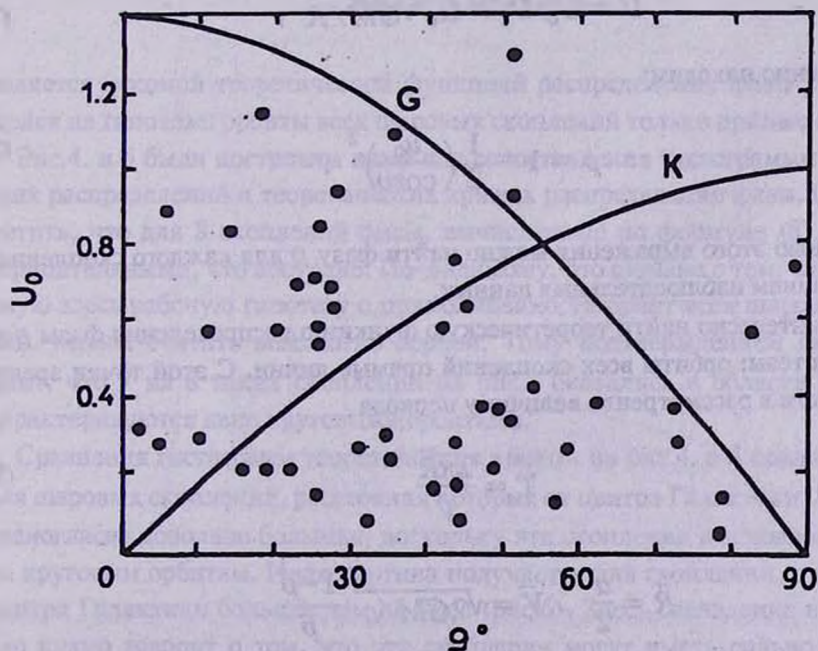


Рис.3. Распределение шаровых скоплений звезд (точки) по u и U_0 при $R > 6$ кпс.

Эти результаты можно проконтролировать при помощи других дополнительных критериев. С этой целью полезно ввести для каждого скопления понятие фазы, как величины $p = R/a$, где a — апогалактическое расстояние скопления. Тогда очевидно, что $0 \leq p \leq 1$.

В случае модели точечной массы интеграл энергии дает выражение:

$$V^2 = \frac{2GM}{a} \frac{a-R}{R} = \frac{2MG}{a} \frac{1-p}{p}, \quad (4)$$

где V — модуль полной скорости скопления; M — масса Галактики, G — гравитационная постоянная.

С учетом формулы

$$V = \frac{u}{\cos u} \quad (5)$$

получаем:

$$\left(\frac{U}{\cos u} \right)^2 = \frac{2GM}{a} \frac{1-p}{p}. \quad (6)$$

Поскольку

$$U = U_0 \cdot U_k = U_0 \sqrt{GM/R}, \quad (7)$$

соответственно находим:

$$p = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{u_0}{\cos u} \right)^2. \quad (8)$$

С помощью этого выражения можно найти фазу p для каждого скопления с использованием наблюдательных данных.

Теперь интересно найти теоретическую функцию распределения фазы p на основе гипотезы: орбиты всех скоплений прямые линии. С этой точки зрения удобно ввести в рассмотрение величину периода

$$T = \frac{2\pi\bar{R}}{\bar{V}}, \quad (9)$$

где

$$\bar{R} = \frac{a}{2}, \quad \bar{V} = \sqrt{2GM/a} \frac{1-\bar{p}}{\bar{p}}.$$

Поскольку $\bar{p} = 0.5$ находим:

$$\bar{V} = \sqrt{2GM/a}, \quad T = \frac{\pi a \sqrt{a}}{\sqrt{2GM}}. \quad (10)$$

В случае прямолинейного движения интеграл энергии имеет вид:

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2GM}{a} \frac{1-p}{p}, \quad (11)$$

из которого при $R = ap$ имеем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{a} \sqrt{2GM (1-p)/ap}. \quad (12)$$

Следовательно, относительное количество шаровых скоплений звезд со значениями фазы из интервала $[p, p + dp]$ можно оценить выражением:

$$f(p) dp = \frac{2dt}{T} = \frac{2}{\pi} \sqrt{p/1-p} dp, \quad (13)$$

где

$$f(p) = \frac{2}{\pi} \sqrt{p/1-p} \quad (14)$$

является искомой теоретической функцией распределения фазы p , базирующейся на гипотезе: орбиты всех шаровых скоплений только прямые линии.

Рис.4. и 5 были построены нами для сопоставления гистограммы эмпирических распределений и теоретических кривых распределения фазы. Следует отметить, что для 8 скоплений фазы, вычисленные по формуле (8), оказались отрицательными, что абсурдно. По-видимому, это связано с тем, что принимаемую здесь рабочую гипотезу о прямолинейности орбит всех шаровых скоплений, нельзя считать абсолютно верной. Тому подтверждением является тот факт, что 7 из 8 таких скоплений на рис.1 оказались в области n , т.е. они характеризуются явно круговыми орбитами.

Сравнения гистограмм теоретических кривых на рис.4. и 5 показывают, что для шаровых скоплений, расстояния которых от центра Галактики $R \leq 6$ кпс, разногласия довольно большие, поскольку эти скопления в основном движутся по круговым орбитам. Иная картина получается для скоплений, отстоящих от центра Галактики больше, чем на 6кпс (рис.6). Здесь совпадение нормальное, что прямо говорит о том, что эти скопления могут иметь сильно вытянутые орбиты.

Как уже отмечалось, объекты, попавшие в область m на рис.1, 2, 3 могут иметь как круговые, так и прямолинейные орбиты. Интересно оценить долю каждой из этих форм орбит. Если m означает общее число орбит скоплений, оказавшихся в области ограниченной кривыми $U_o = \sqrt{2} \cos u$, $U_o = \sin v$ и осью $U_o = 0$ на диаграмме (U_o, v) , тогда число круговых орбит будет $k = m - qg$. Построим дифференциальную и интегральную функции распределения величины $u = \frac{U_o}{\cos v}$, для которых на основе (8) и (14) были найдены выражения:

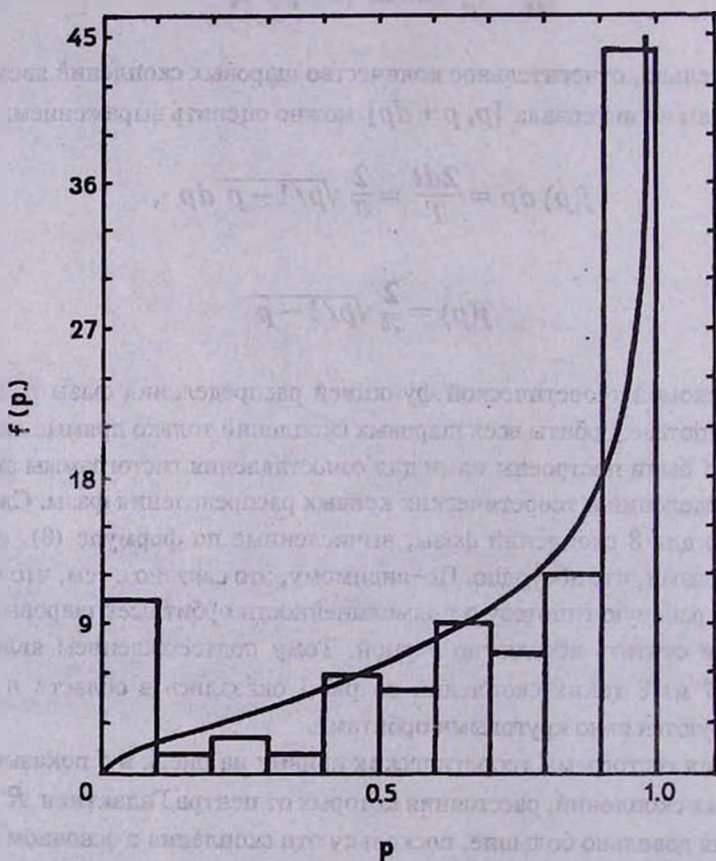


Рис.4. Гистограмма и кривая теоретической функции распределения шаровых звездных скоплений по фазе p при $R \geq 0$.

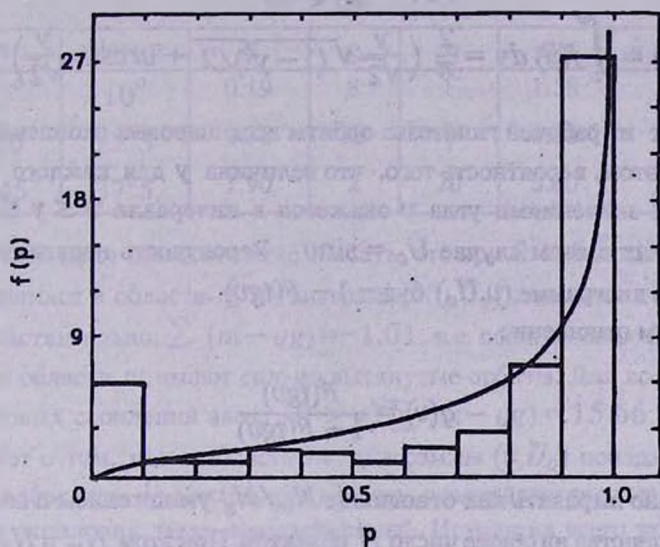


Рис.5. Гистограмма и кривая теоретической функции распределения шаровых звездных скоплений по фазе p при $R \leq 6$ кпс.

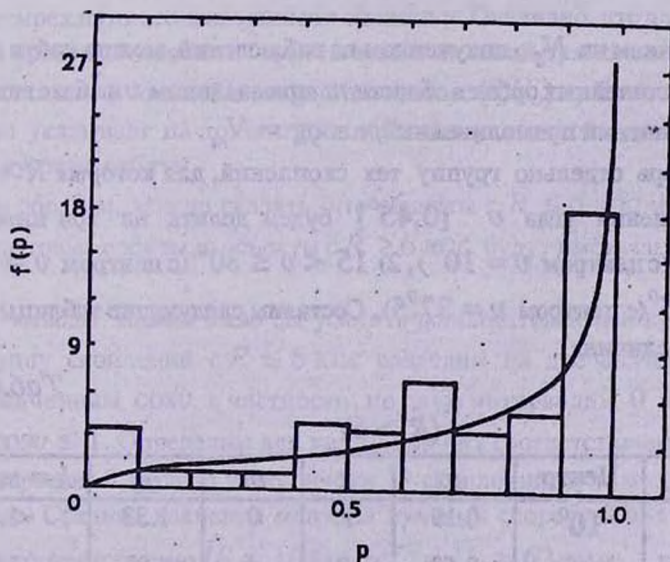


Рис.6. Гистограмма и кривая теоретической функции распределения шаровых звездных скоплений по фазе p при $R > 6$ кпс.

$$f(y) = \frac{2}{\pi} \sqrt{2-y^2}, \quad (15)$$

$$F(y) = \int_0^y f(y) dy = \frac{2}{\pi} \left(\frac{y}{\sqrt{2}} \sqrt{(1-y^2)/2} + \arcsin \frac{y}{\sqrt{2}} \right). \quad (16)$$

Они следуют из рабочей гипотезы: орбиты всех шаровых скоплений прямолинейны. При этом, вероятность того, что величина u для каждого скопления с заданными значениями угла v окажется в интервале $0 \leq u \leq tgv$, будет $F(tgv)$, так как в этом случае $U_0 = \sin v$. Вероятность попадания объекта в область g на диаграмме (v, U_0) будет $1 - F(tgv)$.

Рассмотрим отношение

$$q(v) = \frac{F(tgv)}{1 - F(tgv)}, \quad (17)$$

которое можно выразить как отношение N_m/N_g умножением и делением правой части равенства на общее число N объектов. При этом N_m и N_g ожидаемые числа объектов в областях m и g при заданном угле v , т.е.

$$\frac{F(tgv) \cdot N}{[1 - F(tgv)] N} = \frac{N_m}{N_g}. \quad (18)$$

Отсюда, умножением на N_g , полученном из наблюдений, можно найти ожидаемое число прямолинейных орбит в области m при заданном v на базе гипотезы: "орбиты всех скоплений прямолинейны", т.е. $qg = N_m$.

Выделим теперь отдельно группу тех скоплений, для которых $R > 6$ КПС, а область изменения угла v $[0, 45^\circ]$ будем делить на три интервала: 1) $0 < v \leq 15^\circ$ (с центром $v = 10^\circ$), 2) $15 < v \leq 30^\circ$ (с центром $v = 22.5^\circ$), 3) $30^\circ < v \leq 45^\circ$ (с центром $v = 37.5^\circ$). Составим следующие таблицы значений некоторых величин.

Таблица 1

($R > 6$)

Интервал	Центр	q	g	m	qg	$k = m - qg$
$0 < v \leq 15^\circ$	10°	0.19	7	0	1.33	-1.33
$15 < v \leq 30^\circ$	22.5°	0.58	12	4	6.96	-2.96
$30^\circ < v \leq 45^\circ$	37.5°	1.90	2	7	3.80	3.20

Таблица 2

 $(R > 0)$

Интервал	Центр	q	g	m	qg	$k = m - qg$
$0 < v \leq 15^\circ$	10°	0.19	8	1	1.58	-0.58
$15 < v \leq 30^\circ$	22.5	0.58	12	7	6.96	0.04
$30^\circ < v \leq 45^\circ$	37.5	1.90	2	20	3.80	16.20

Эти результаты дают нам основание считать, что при $R > 6$ КПС число скоплений, оказавшихся в области m на диаграмме (v, U_o) совпадает с вероятным числом qg . Действительно, $\sum (m - qg) = -1.01$, т.е. подавляющее большинство объектов из области m имеют сильно вытянутые орбиты. Для всей же совокупности шаровых скоплений звезд ($R > 0$) $\sum (m - qg) = 15.66$. Этот факт свидетельствует о том, что в область m диаграммы (v, U_o) попадает гораздо большее число объектов, чем ожидалось в случае реализации гипотезы: "орбиты всех шаровых скоплений звезд прямолинейны". Исходя из всего этого можно сказать, что здесь могут встречаться орбиты с произвольной степенью сплюснутости. Такой вывод становится особенно ясным при рассмотрении объектов группы $R \leq 6$ КПС (рис.4). На диаграмме (v, U_o) в области g (наиболее вытянутые орбиты) оказался только один объект, а все остальные заняли места в области m , кроме четырех из них, оказавшихся в области n . Очевидно, что для такой группы объектов проверка гипотезы: "орбиты всех скоплений прямолинейны", не имеет смысла, поскольку тогда область g на диаграмме (v, U_o) пустовала бы. Это обстоятельство указывает на то, что для объектов указанной группы характерны только круговые орбиты.

Таким образом, можно сказать, что объекты с $R \leq 6$ КПС могут описывать только круговые орбиты, а объекты с $R > 6$ КПС будут иметь сильно вытянутые орбиты.

Эти выводы можно было бы усилить дополнительными критериями. Для этого группу скоплений с $R \leq 6$ КПС разделим на две части по соответствующим значениям $\cos v$, в частности, по двум интервалам $0 \leq \cos v \leq 0.6$ и $0.6 < \cos v \leq 1$. Определим для каждой из них соответствующие средние лучевые скорости. В первую часть вошли 29 скоплений, а во вторую — всего 21 скопление. Средние значения модулей лучевых скоростей для них оказались равными соответственно $\bar{U}_I = 104 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\bar{U}_{II} = 62 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, которые довольно сильно отличаются друг от друга. Если мнение о том, что все объекты с

$R \leq 6$ кпс в основном движутся по круговым орбитам верно, то тогда вектора пространственных скоростей скоплений будут почти перпендикулярны к радиус-векторам относительно центра Галактики. Поэтому, чем меньше $\cos \nu$, тем больше будет среднее значение модулей лучевых скоростей. При таких условиях среднее значение модулей лучевых скоростей для объектов первой части должно преобладать над такой же величиной объектов второй части. Здесь мы имеем дело именно с такой ситуацией. Для группы шаровых скоплений с $R > 6$ кпс мы уже пришли к выводу, что большинство из них могут описывать сильно вытянутые орбиты; поэтому нужно считать, что чем больше $\cos \nu$, тем больше будет среднее значение модулей лучевых скоростей. В самом деле, по имеющимся данным о лучевых скоростях для объектов $0 < \cos \nu \leq 0.6$ получается $\bar{U}_I = 93 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, тогда как в случае $0.6 < \cos \nu \leq 1$, соответственно, $\bar{U}_{II} = 109 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. полностью подтвердились наши выводы, полученные совершенно другими способами.

Тут необходимо принять во внимание факт неравномерного распределения объектов по частям (в первую из них вошли всего-навсего 11 объектов, а во вторую — 42). Эти результаты еще раз убеждают нас в обоснованности полученных выводов. Можно сказать, что этот факт вызывает чувство удовлетворения, поскольку применяемые здесь критерии никак не связаны с конкретными формами моделей распределения массы в Галактике.

4. Основные выводы. Результаты нашего исследования позволяют окончательно сформулировать следующие выводы:

1. Применение различных критериев и анализ некоторых характеристических диаграмм позволяют убедиться, что для шаровых скоплений звезд в галактике возможны орбиты с произвольной сплюснутостью.

2. Установлено, что в центральной области ($R \leq 6$ кпс) Галактики имеются шаровые скопления, которые движутся в основном по круговым орбитам.

3. Шаровые скопления, встречающиеся в периферийных областях Галактики в большинстве случаев могут иметь сильно вытянутые орбиты.

4. Всю подсистему шаровых скоплений звезд по формам их орбит можно разбить на две группы, к первой из которых следует отнести лишь объекты с $R \leq 6$ кпс, могущие описывать только круговые орбиты. Вторая группа объединяет лишь те скопления, для которых $R > 6$ кпс, и имеют в основном очень сильно вытянутые орбиты.

5. Аналогичные выводы делались раньше и другими авторами [2–4], но в отличие от них мы имеем новый и более обширный наблюдательный материал,

что позволило нам применить разнообразные критерии, приведшие нас к более убедительным заключениям.

6. Факт доминирования сферических форм у шаровых скоплений свидетельствует о том, что они еще не сумели приобрести существенный кинетический момент, подобный спиральным звездным системам, и гидродинамический процесс их развития мог происходить гораздо медленнее.

7. Четкое разграничение системы шаровых скоплений в Галактике на две группы, по формам их галактических орбит, указывает на то, что для скоплений, обладающих большими апогалактическими расстояниями, могла бы иметь место потеря запаса газа при их прохождении через плоскость симметрии Галактики, тогда как скопления со сравнительно малыми апогалактическими расстояниями лишены такого хода развития.

Абастуманская астрофизическая обсерватория АН Грузии,
Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили

ON THE ORBITS OF THE GLOBULAR STAR CLUSTERS IN THE GALAXY

G.A.MALASIDZE, R.M.DZIGVASHVILI

The study of possible shapes of the globular star cluster orbits is closely connected with the problems of star formation and evolution. The main difficulty in studying of the named orbits is the utmost scarcity of the available information about the initial conditions of their motions, particularly, the lack of observation date on proper motions. Hence the motions of these objects cannot be studied by ordinary dynamical methods. Under such conditions, one has to resort to the statistical methods developed by Edmondson and von Hoerner, where on the bases of Newton's model of the point mass some interesting conclusions are obtained concerning possible shapes of the globular cluster orbits. Our aim was to verify these conclusions on the basis of more extensive observations and a somewhat improved the research approach.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.F. von Weizsäcker. Z. Astrophys. 35, 252, 1955.
2. F.E. Edmondson. Astron. J. 45, 1, 1935.

3. S. von Hoerner. Z. Astrophys. 35, 255, 1955.

4. W. Lohmann. Z. Astrophys. 30, 234, 1952.

5. T. D. Kinman. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 119, 157, 1959.

6. R. F. Webbink. Dynamics of star clusters, Ed'n T. Goodman. R. Hut. IAU, 1985.

7. Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, препринт Абастум. Астрофиз. обсерватории АН Грузии, Тбилиси, 1994.

УДК: 524. 6

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ ПО КАТАЛОГУ KISO

Р.А.ВАРДАНЯН, А.Т.КАЛЛОГЛЯН

Поступила 3 декабря 1994

Принята к печати 15 декабря 1994

Показано, что число галактик с ультрафиолетовым избытком излучения из Каталога KISO сильно убывает с увеличением наклона галактик к лучу зрения. Этот эффект наблюдается как у спиральных галактик типа Sk, так и у типа Sp. К тому же сильно наклоненные к лучу зрения спиральные галактики в среднем более слабые, чем галактики, видимые анфас. Из-за внутреннего поглощения искажается также распределение галактик с UV-избытком по классам интенсивности L , M и H .

1. *Введение.* Обзор неба для обнаружения галактик с ультрафиолетовым избытком излучения с помощью 105-см телескопа системы Шмидта Кизо проводился методом трехцветных (иногда двухцветных) изображений, полученных в цепочку на одних и тех же пластинках [1]. Всего наблюдалась область неба в 5100 кв. градусов, где были обнаружены 8162 галактики с ультрафиолетовым избытком излучения.

Авторы Каталога [1] различают три градации интенсивности UV-избытка — H , M и L , означающие высокий, средний и низкий степени избытка. По морфологии галактики разбиты на три основных типа: нерегулярные, спиральные и компактные. При этом первые два типа имеют свои разновидности. В парах галактик, которые также выделены как отдельные типы, компоненты могут принадлежать разным морфологическим типам.

В общем Каталоге KISO [1] приводятся экваториальные координаты, морфологические типы, размеры, измеренные на синих картах Паломарского атласа неба, видимые звездные величины, взятые из других каталогов или же оцененные на картах Паломарского атласа и, наконец, классы интенсивности ультрафиолетового избытка по отмеченным выше трем градациям.

Статистика, проведенная в [1], показала, что максимум распределения по морфологическим типам наблюдается у спиральных галактик типа Sp с пекулярными перемичками и/или ядрами. По степени ультрафиолетового избытка 64% галактик принадлежат к типу L, 31% — к типу M и лишь 5% — к типу H.

Как отмечают сами авторы Каталога [1], глубина обзора не является однородной и несколько отличается от одной области неба к другой. Авторы считают, что несмотря на эту неоднородность частотные распределения как по морфологическим типам, так и по классам интенсивности ультрафиолетового избытка, остаются довольно постоянными в разных областях неба.

Распределение галактик с ультрафиолетовым избытком излучения по классам L, M и H может исказиться из-за внутреннего поглощения в галактиках. Для выяснения этого вопроса, в настоящей работе мы поставили цель исследовать зависимость интенсивности избытка UV-излучения от наклоненности галактик к лучу зрения, используя при этом данные о спиральных галактиках. Ранее, такая задача для галактик Маркаряна была поставлена в [2].

2. Используемая выборка галактик. Из Каталога [1] были выписаны галактики типов Sk и Sp до $15^m.5$, исключая галактики с неуверенно определенными звездными величинами, отмеченными в Каталоге двумя точками. Всего в Каталоге оказались 592 галактики типа Sk + Sk: и 663 — типа Sp + Sp: . Напомним, что Sk-галактики — это спиральные галактики с H II сгустками вдоль рукавов, а Sp-галактики — это спирали с пекулярными перемичками и/или ядрами. Неуверенно определенные типы отмечены двумя точками.

Для всех галактик выборки были вычислены отношения больших и малых полуосей a/b , приведенных в Каталоге [1] по измерениям на голубых картах Паломарского атласа неба.

С целью проверки однородности Каталога [1], в смысле сохранения относительного количества галактик классов L, M и H в разных областях неба, мы рассмотрели две большие области: I) $\alpha = 21^h50^m - 23^h50^m$ и II) $\alpha = 12^h40^m - 13^h20^m$. Отметим, что область II охватывает полюс Галактики.

В отмеченных двух областях из Каталога [1] были выписаны все галактики типов Sk и Sp ярче 17^m .

3. Результаты. Распределение галактик по значениям отношения a/b рассмотрено для галактик типов Sk + Sk: и Sp + Sp: в отдельности. Диапазон a/b был разбит на интервалы с шириной в 0.5. В этих интервалах проводились подсчеты галактик. Полученные результаты приведены в табл.1, которая состоит из двух частей.

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ЧИСЛА ГАЛАКТИК КЛАССОВ
L, M И H ОТ ОТНОШЕНИЯ ПОЛУОСЕЙ

a/b	Класс L		Класс M		Класс H	
	n_L	$\frac{n_L}{N_L} \cdot 100$	n_M	$\frac{n_M}{N_M} \cdot 100$	n_H	$\frac{n_H}{N_H} \cdot 100$
Sk + Sk:						
1	39	7.5	9	14	1	100
1-1.5	159	30	21	33	2	
1.5-2	113	21.5	11	17.5	—	—
2-2.5	59	11	15	23.5	—	—
2.5-3	34	6.5	3	4.5	—	—
3-3.5	18	3.5	1	1.5	—	—
3.5-4	25	5	1	1.5	—	—
4-4.5	19	3.5	—	—	—	—
4.5-5	10	2	—	—	—	—
5-5.5	8	1.5	1	1.5	—	—
5.5-6	9	2	—	—	—	—
6	32	6	2	3	—	—
$N_i; \frac{N_i}{N_{\text{общ}}} \cdot 100$	525	88	64	11	3	$0.5 N_{\text{общ}} = 592$
Sp + Sp:						
1	24	7	26	9	4	9
1-1.5	109	33	100	35	14	31
1.5-2	67	20	61	21.5	15	31.5
2-2.5	31	9.5	24	8.5	4	9
2.5-3	29	9	30	10	6	13.5
3-3.5	9	3	10	3.5	—	—
3.5-4	9	3	11	4	1	2
4-4.5	9	3	6	2	—	—
4.5-5	8	2.5	4	1	1	2
5-5.5	2	1	1	0.5	—	—
5.5-6	9	3	4	1	—	—
6	2	1	12	4	1	2
$N_i; \frac{N_i}{N_{\text{общ}}} \cdot 100$	308	48	289	45	46	$7 N_{\text{общ}} = 643$

В верхней части приведены результаты подсчетов для галактик типа Sk , а в нижней части — для галактик типа Sr . В первом столбце табл.1 указаны интервалы отношения a/b , в последующих столбцах приведены числа галактик в классах L , M и H последовательно, а также процентное содержание галактик в интервалах a/b от общего числа объектов в каждом классе интенсивности UV-избытка излучения. Для наглядности данные в некоторых интервалах объединены ($a/b = 1+1.5$; $1.5+3.0$ и > 3.0).

Из данных табл.1 видно, что при малых значениях отношения a/b , т.е. в случае галактик, видимых почти анфас, относительное число галактик в обоих типах спиралей увеличивается от типа L к типам M и H . Между тем, при $a/b > 3$, т.е. в случае сильно наклоненных к лучу зрения галактик, наблюдается резкое убывание относительного числа галактик вдоль последовательности L — M — H . Кроме того относительное число галактик с $a/b > 3$ сильно убывает также в пределах одного и того же класса L , M или H .

Заслуживает внимания то обстоятельство, что среди галактик типа Sk с $m \leq 15.5$ почти нет объектов класса H с ультрафиолетовым избытком излучения высокой интенсивности. В типе же Sr имеется немалое число таких объектов. Процентное содержание последних сильно падает при переходе к более наклоненным к лучу зрения галактикам, т.е. при увеличении отношения a/b .

Если наблюдаемое явление вызвано наличием поглощающей материи в спиральных галактиках, то естественно ожидать, что сильно наклоненные галактики в среднем должны быть более слабыми, чем галактики, видимые анфас. Для проверки этого предположения мы рассмотрели распределение Sk -галактик по интегральным звездным величинам. При этом распределение галактик, независимо от класса интенсивности UV-избытка, рассматривалось для двух крайних интервалов отношения a/b , а именно, для $a/b \leq 1.35$ и $a/b \geq 3$.

Результаты подсчетов приведены в табл.2, где в первом столбце указаны интервалы звездных величин, во втором и третьем — число галактик в данном интервале и процентное содержание галактик соответственно. В последнем столбце таблицы дается отношение процентных содержаний в двух интервалах a/b . Общее количество галактик в обоих интервалах почти одинаково — 130 и 136. Отметим еще раз, что галактики с неуверенно определенными интегральными звездными величинами не подсчитывались.

Из данных последнего столбца табл.2 видно, что относительное число мало наклоненных галактик ($a/b \leq 1.35$) возрастает до звездной величины $m = 14.5$, а при дальнейшем увеличении m сильно падает. Это, очевидно, является следствием того, что сильно наклоненные к лучу зрения галактики ослабевают из-за

внутреннего поглощения и, поэтому, их относительное число возрастает среди слабых галактик.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ $S_k + S_k$: ГАЛАКТИК
ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ЗВЕЗДНЫМ ВЕЛИЧИНАМ

Δm	$a/b \leq 1.35$		$a/b \geq 3$		k_1/k_2
	n_1	$k_1 = n_1/N_1 \cdot 100$	n_2	$k_2 = n_2/N_2 \cdot 100$	
13.4	8	6	6	4.6	1.3
13.5–14.0	19	14	10	7.7	1.8
14.1–14.5	24	18	11	8.5	2.1
14.6–15.0	39	28	37	28.5	0.98
15.1–15.5	46	34	66	50.7	0.67

Как мы отмечали выше, согласно авторам Каталога KISO [1], неоднородность глубины обзора в различных областях неба не влияет на частотные распределения как по морфологическим типам, так и по классам интенсивности UV-избытка. Однако просмотр Каталога показывает, что в некоторых областях неба преобладают галактики типов M и H , а в других — типа L . Для примера мы выбрали две большие области: I) $\alpha = 21^h 50^m + 23^h 50^m$ и II) $\alpha = 12^h 40^m + 13^h 20^m$. В этих двух областях были просмотрены все галактики типов S_k и S_p до 17^m . В табл.3 показано распределение этих галактик по L , M и H классам интенсивности UV-избытка.

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО КЛАССАМ
ИНТЕНСИВНОСТИ UV-ИЗБЫТКА В ДВУХ ОБЛАСТЯХ НЕБА

m	Область I			Область II		
	n_L	n_{M+H}	$P(M+H)$	n_L	n_{M+H}	$P(M+H)$
Галактики типа S_p						
17, 16.5, 16	171	53	24	42	41	49
≤ 15.5	28	17	38	10	48	83
Галактики типа S_k						
17, 16.5, 16	59	3	5	25	3	11
≤ 15.5	55	7	11	11	4	27

В табл.3 приведены интервалы звездных величин, количество L - и $M + H$ -галактик и процентное содержание последних: $P(M + H) = \frac{n_{M+H}}{n_{L+M+H}} \cdot 100$.

Как мы видим из данных табл.3, относительное число галактик $P(M+H)$ со средним и сильным UV-избытком излучения классов M и H для обоих морфологических типов Sk и Sp более чем в два раза выше в области II, чем в области I. Это справедливо как для слабых, так и для ярких объектов.

Напомним, что область II охватывает полюс Галактики.

4. *Обсуждение.* В ходе настоящего исследования было установлено, что число галактик с ультрафиолетовым избытком излучения из Каталога KISO сильно убывает с увеличением наклона галактик к лучу зрения. Этот эффект наблюдается у обоих типов спиральных галактик Sk и Sp . С другой стороны, сильно наклоненные к лучу зрения спиральные галактики в среднем более слабые, чем галактики, видимые анфас.

Обе наблюдаемые особенности свидетельствуют о том, что в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком излучения имеется поглощающая материя. Вследствие этого часть галактик класса H переходит в классы M и L , класса M — в класс L , а часть L -галактик перестают быть галактиками с ультрафиолетовым избытком излучения. Очевидно, что при наличии сильного внутреннего поглощения галактики классов M и H могут потерять свой избыток ультрафиолетового излучения, не переходя из одного класса в другой.

На основании вышесказанного мы приходим к выводу, что плотность галактик с ультрафиолетовым избытком излучения на квадратный градус должна быть существенно выше, чем оценена в Каталоге KISO (1.8 галактик на кв.градус). К тому же из-за внутреннего поглощения сильно искажается истинное распределение галактик с UV-избытком излучения по классам интенсивности L , M и H . Максимум распределения сдвигается от класса H к классу L . Точнее говоря происходит искусственное увеличение числа галактик в классе L .

По процентам, приведенным в последних строках табл.1, видно, что тогда как около 50% Sp -галактик принадлежат классу L , в случае галактик типа Sk , этому классу принадлежат 90% объектов. Только три галактики типа Sk относятся к классу H , при этом все три видны почти анфас. Между тем достаточно большое количество Sp -галактик принадлежат классу H , подавляющее большинство из которых опять-таки видны ближе к анфасу.

Если отмеченные выше различия в распределениях Sk и Sp галактик обусловлены поглощением внутри самих галактик, то можно предположить, что в Sk -галактиках поглощение более сильное, чем в Sp -галактиках.

В заключение отметим, что по данным табл.3 распределения по классам интенсивности L , M и H искажаются также из-за поглощения в нашей Галактике.

Авторы выражают благодарность Е.Г.Никогосян за помощь в вычислениях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения

AN STATISTICAL INVESTIGATION OF GALAXIES WITH UV-EXCESS ACCORDING TO KISO CATALOG

R.A.VARDANIAN, A.T.KALLOGHLIAN

It is shown that the number of UV-galaxies in KISO Catalog strongly decreases when the inclination of galaxies to the line of sight increases. This is true for both type of spiral galaxies Sk and Sp. The more inclined galaxies are in the mean fainter than the face-on galaxies. Because of the inner absorption the distribution of UV-galaxies in intensity classes L , M and H is also distorted.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.Takase, N.Miyauchi-Isobe, Publ. Natl. Astron. Obs. Japan, vol.3, 169, 1993.
2. Р.А.Варданян, М.А.Айрапетян, Астрофизика 37, 403, 1994.

УДК: 52-64

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРЕ. II. ЧАСТНЫЕ ЗАДАЧИ. АСИМПТОТИКИ

Д.И. НАГИРНЕР

Поступила 28 октября 1994
Принята к печати 7 ноября 1994

Метод расчета поля излучения в бесконечном круговом цилиндре, предложенный в ч. I, применяется для случая изотропного рассеяния при источниках на границе и на оси цилиндра, а также при равномерном их распределении внутри цилиндра. Для простейшего ядра получены точные решения основного интегрального уравнения в явном виде. Для рассеяния в линии при полном перераспределении по частоте со степенным профилем поглощения развита асимптотическая теория для случая, когда оптический радиус цилиндра велик. При консервативном рассеянии асимптотические уравнения для основных характеристик рассеяния решены и асимптотики найдены в замкнутой форме. Получены оценки среднего числа рассеяний при слоевом источнике, а также среднего числа и дисперсии числа рассеяний при равномерном распределении источников.

1. Введение. В первой части этой работы [1] рассматривалось уравнение

$$S(\tau) = S_0(\tau) + \lambda \int_0^{\tau_0} K(\tau, \tau') S(\tau') \tau'^{2\nu+1} d\tau', \quad (1)$$

ядро которого представимо в виде

$$K(\tau, \tau') = (\tau, \tau')^{-\nu} \int_a^b y A(y) I_\nu(y \tau_m) K_\nu(y \tau'_m) dy, \quad (2)$$

причем $|\nu| \leq 1/2$, $0 \leq a < b \leq \infty$, $0 < \lambda \leq 1$, а τ'_m и τ_m — большее и меньшее из τ и τ' . Такое уравнение описывает, например, рассеяние в линии двухуровневого атома при полном перераспределении по частоте в "цилиндрической" области оптического радиуса τ_0 . Значения $\nu = -1/2$ и $1/2$ отвечают симметричному, относительно срединной плоскости, слою и шару, а представляющее для нас основной интерес значение $\nu = 0$ — бесконечному

вдоль оси, прямому круговому цилиндру. Значения λ , a , b и функция $A(y)$ определяются профилем поглощения в линии и величиной поглощения в континууме.

В [1] показано, что резольвента рассматриваемого уравнения $R(\tau, \tau_1, \tau_0)$, т.е. решение (1) при $S_0(\tau) = \lambda K(\tau, \tau_1)$, может быть рассчитана, если найти вспомогательную функцию $q(\tau, p, \tau_0)$ из уравнения, содержащего интеграл по ее аргументу p :

$$\begin{aligned} H(p) q(\tau, p, \tau_0) = & C_0 \frac{k^{1/2} \tau^{-\nu}}{k+p} I_\nu(k\tau) e^{-k(\tau_0 + \tau_0)} + \\ & + \frac{\lambda}{2} \int_a^b \frac{A(y) R(y)}{H(y)} \frac{y^{1/2} \tau^{-\nu}}{y+p} I_\nu(y\tau) e^{-y\tau_0} dy + \sin(\pi\nu) C_0 \frac{q(\tau, k, \tau_0)}{k+p} e^{-k(\tau_0 + \tau_0)} + \\ & + \frac{1}{\pi} \int_a^b \frac{R(y)}{H(y)} dy \frac{q(\tau, y, \tau_0)}{y+p} e^{-2y\tau_0} \left\{ \frac{\lambda\pi}{2} A(y) \sin(\pi\nu) - [1 - \lambda U(y)] \cos(\pi\nu) \right\} - \\ & - \frac{\cos(\pi\nu)}{\pi} \int_{[0,a], [b,\infty)} \frac{dy}{y+p} e^{-2y\tau_0} \frac{q(\tau, y, \tau_0)}{H(y) [1 - \lambda U(y)]}. \end{aligned} \quad (3)$$

Входящие сюда функции $U(p)$, $H(p)$ и $R(y)$, а также коэффициент C_0 , корень характеристического уравнения k и экстраполированная длина τ_e — те же, что и в теории рассеяния в плоских средах. Формулы для них приведены в [1] (см. также [2]). Если корень k не существует, то слагаемые с ним в уравнении (3) должны быть опущены.

Теперь рассмотрим частные случаи распределения первичных источников, т.е. функций $S_0(\tau)$, когда уравнения, к которым сводится задача, упрощаются.

2. Источники в центре и на границе. Если первичные источники расположены на оси цилиндра (в случае слоя — это средняя плоскость, в случае шара — его центр), то надо перейти к пределу $\tau \rightarrow +0$ в первых двух слагаемых в правой части уравнения (3), так что $\tau^{-\nu} I_\nu(y\tau)$ заменится на $(y/2)^\nu / \Gamma(\nu + 1)$ (соответственно заменится и первое слагаемое при $y = k$). В случае цилиндра это единицы.

Как известно [2], при приближении к границе функции источников резко меняются. Поэтому специально рассмотрим случай, когда один из аргументов резольвенты равен τ_0 . Ввиду ее симметрии относительно аргументов будем говорить для определенности об источнике на границе.

Для нахождения частного значения резольвенты $R(\tau, \tau_0, \tau_0)$, удобнее вместо $q(\tau_0, p, \tau_0)$ ввести функцию $r(p, \tau_0)$ по формуле

$$q(\tau_o, p, \tau_o) = (\tau_o^{-\nu-1/2}/\pi) [e^{\pi o} K_\nu(p \tau_o) p^{1/2} \tau_o^{1/2} - (\pi/2)^{1/2} r(p, \tau_o)/H(p)] \quad (4)$$

Тогда, как следует из (1.38), т.е. формулы (38) из [1], преобразование типа Ганкеля (1.31) от $R(\tau, \tau_o, \tau_o)$

$$Q(\tau_o, p, \tau_o) (2\pi)^{1/2} \tau_o^{\nu+1/2} = H(p) e^{\pi o} r(e^{\pm \pi i} p, \tau_o) + H(e^{\pm \pi i} p) e^{\mp \pi i(\nu+1/2)} r(p, \tau_o) \quad (5)$$

Исходя из (1.45) и (4), легко показать, что $R(\tau, \tau_o, \tau_o)$ выражается через $r(p, \tau_o)$ следующим образом:

$$R(\tau, \tau_o, \tau_o) \tau_o^{\nu+1/2}/2\pi = C_o e^{-k(\tau_e + \tau_o)} k^{1/2} \tau^{-\nu} I_\nu(k\tau) r(k, \tau_o) + \frac{\lambda}{2} \int_a^b y^{1/2} A(y) R(y) dy \tau^{-\nu} I_\nu(y\tau) e^{-y\tau_o} r(y, \tau_o)/H(y) \quad (6)$$

Определяющее $r(p, \tau_o)$ уравнение записывается в виде

$$r(p, \tau_o) = 1 + \sin(\pi\nu) \frac{2k}{k+p} e^{-2k(\tau_e + \tau_o)} r(k, \tau_o) + \frac{1}{\pi} \int_a^b e^{-2y\tau_o} \frac{dy}{y+p} \frac{R(y)}{H^2(y)} \left\{ \frac{\lambda\pi}{2} A(y) \sin(\pi\nu) - [1 - \lambda U(y)] \cos(\pi\nu) \right\} r(y, \tau_o) - \frac{\cos(\pi\nu)}{\pi} \int_{[0,a], [b,\infty)} e^{-2y\tau_o} \frac{dy}{y+p} \frac{H(-y)}{H(y)} r(y, \tau_o) \quad (7)$$

Это уравнение можно получить из (5) тем же способом, каким выведено (3) из (1.38). Оно, конечно, следует и из (3), что можно проверить, подставив (4) при $\tau = \tau_o$ в (3) и учтя соотношение, которое получается, если записать формулу Коши для функции $H(p) (2p\tau_o/\pi)^{1/2} e^{\pi o} K_\nu(p\tau_o) - 1$ и преобразовать контур от мнимой оси к ее линии ветвления — отрицательной части вещественной оси.

Таким образом, уравнение для функции $r(p, \tau_o)$ и выражения через нее функций $Q(\tau_o, p, \tau_o)$ и $R(\tau, \tau_o, \tau_o)$ проще, чем для $q(\tau_o, p, \tau_o)$. Кроме того,

функция $r(p, \tau_0)$ удобна тем, что стремится к единице как при $\tau_0 \rightarrow \infty$, так и при $p \rightarrow \infty$.

Метод решения полученных уравнений и численные результаты будут приведены в отдельной статье.

3. *Равномерное распределение источников.* Обозначим решение (1) при $S_0(\tau) = 1$ через $R_c(\tau, \tau_0)$. Ясно, что

$$\begin{aligned} R_c(\tau, \tau_0) &= 1 + \int_0^{\tau_0} R(\tau, \tau_1, \tau_0) \tau_1^{2\nu+1} d\tau_1 = \\ &= \lim_{\rho \rightarrow 0} 2^\nu \Gamma(\nu+1) \rho^{-\nu-1/2} Q(\tau, \rho, \tau_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Соответственно и преобразование (1.31) от $R_c(\tau, \tau_0)$ выражается через функцию $Q(\tau, \rho, \tau_0)$:

$$Q_c(\rho, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} Q(\tau, \rho, \tau_0) \tau^{2\nu+1} d\tau. \quad (9)$$

Так же связаны и функции $q_c(\rho, \tau_0)$ и $q(\tau, \rho, \tau_0)$. С помощью этих соотношений легко получаются уравнения, определяющие $Q_c(\rho, \tau_0)$ и $q_c(\rho, \tau_0)$. Так, $q_c(\rho, \tau_0)$ удовлетворяет уравнению вида (3), в котором $\tau^{-\nu} I_\nu(y\tau)$ заменено на $\tau_0^{\nu+1} I_{\nu+1}(y\tau_0)$ под интегралом и соответственно вне интеграла при $y=k$.

Отметим, что величина $R_c(\tau, \tau_0)$ удовлетворяет также уравнению

$$\partial R_c(\tau, \tau_0) / \partial \tau_0 = R_c(\tau_0, \tau_0) R(\tau, \tau_0, \tau_0) \tau_0^{2\nu+1}. \quad (10)$$

Функция $R_c(\tau, \tau_0)$ является, как показано в [3], средним числом рассеяний фотонов, родившихся в слое на расстоянии τ от оси (осей или центра) симметрии. При произвольных (симметричных) источниках излучения средние числа рассеяний фотонов равны взвешенному по их распределению среднему от $R_c(\tau, \tau_0)$. При равномерном распределении источников через $R_c(\tau, \tau_0)$ выражается и средний квадрат числа рассеяний [4]:

$$\frac{-2}{n} = \frac{\int_0^{\tau_0} \tau^{2\nu+1} d\tau [2R_c(\tau, \tau_0) - 1] R_c(\tau, \tau_0) d\tau}{\tau_0^{2\nu+2} / (2\nu + 2)}, \quad (11)$$

так что можно найти дисперсию числа рассеяний фотонов.

Имеется случай, к которому мы и перейдем, когда все решения можно получить в конечном виде.

4. Простейшее ядро. Рассмотрим следующее ядро

$$K(\tau, \tau') = (\tau, \tau')^{-\nu} I_{\nu}(\tau_m) K_{\nu}(\tau_M). \quad (12)$$

При $\nu = -1/2$ это ядро соответствует монохроматическому изотропному рассеянию в одномерной среде, то есть в отрезке длиной $2\tau_0$. Оно же получается, если рассматривать рассеяние в трехмерной среде в двухпоточковом приближении [5]. При $\nu = 0$ и $1/2$ ядро может служить для приближенного описания рассеяния в цилиндре и шаре. Оно получается (см. [1]) из ядра $K_{\nu}(\tau) = e^{-\tau}/4\pi\tau$, т.е. если считать, что геометрическое ослабление происходит в трехмерном пространстве, как на плоскости.

Ядро (12) формально не удовлетворяет нашим требованиям, так как может быть представлено в виде (2) лишь при обобщенной функции $A(y) = \delta(y - 1)$. Тем не менее для такого ядра, как мы убедимся, все уравнения теории остаются верными, если в них отбросить слагаемые, содержащие $A(y)$, т.е. δ -функцию в знаменателе. Получим сначала выражение для резольвенты.

Легко проверить, что ядро (12) удовлетворяет соотношению

$$(D_{\tau} - 1) K(\tau, \tau_1) = \tau_1^{-2\nu-1} \delta(\tau - \tau_1), \quad (13)$$

где $D_{\tau} = \partial^2/\partial\tau^2 + [(2\nu + 1)/\tau] \partial/\partial\tau$. Непосредственно из уравнения для резольвенты $R(\tau, \tau_1, \tau_0)$ следует, что

$$(D_{\tau} - 1) R(\tau, \tau_1, \tau_0) = -\lambda R(\tau, \tau_1, \tau_0) - \lambda \tau_1^{-2\nu-1} \delta(\tau - \tau_1). \quad (14)$$

Это уравнение будет равносильно интегральному уравнению с ядром (12), если добавить граничные условия: ограниченность $R(\tau, \tau_1, \tau_0)$ при $\tau \rightarrow 0$ и следующее из этого интегрального уравнения соотношение

$$\left. \frac{\partial R(\tau, \tau_1, \tau_0)}{\partial \tau} \right|_{\tau=\tau_0} = -\frac{K_{\nu+1}(\tau_0)}{K_{\nu}(\tau_0)} R(\tau_0, \tau_1, \tau_0). \quad (15)$$

При $\tau_0 = \infty$ это условие заменяется на ограниченность при $\tau \rightarrow \infty$.

Из сравнения (13) и (14) легко заметить, что

$$R(\tau, \tau_1, \infty) = \lambda(\tau, \tau_1)^{-\nu} I_\nu(k\tau_m) K_\nu(k\tau_m), \quad (16)$$

где $k = (1 - \lambda)^{1/2}$. С учетом (15) находим

$$R(\tau, \tau_1, \tau_0) = R(\tau, \tau_1, \infty) - C \lambda(\tau, \tau_1)^{-\nu} I_\nu(k\tau) I_\nu(k\tau_1), \quad (17)$$

причем

$$C = \frac{F_K(\tau_0, k\tau_0)}{F_I(\tau_0, k\tau_0)} = \frac{\tau_0}{\tau_0} \frac{K_{\nu+1}(\tau_0) K_\nu(k\tau_0) - k K_\nu(\tau_0) K_{\nu+1}(k\tau_0)}{K_{\nu+1}(\tau_0) I_\nu(k\tau_0) + k K_\nu(\tau_0) I_{\nu+1}(k\tau_0)}. \quad (18)$$

Здесь сокращающиеся множители τ_0 показаны для того, чтобы числители и знаменатели обеих дробей в (18) совпадали, т.е. чтобы напомнить определения функций F . Формула (17) проверяется и прямой подстановкой в уравнение, определяющее резольвенту.

Преобразование Ганкеля Q от нашей резольвенты находится непосредственно:

$$Q(\tau, p, \tau_0) = \frac{p^{1/2-\nu} \tau}{k^2 - p^2} \left[(1 - p^2) I_\nu(p\tau) - \lambda_\nu(k\tau) \frac{F_I(\tau_0, p\tau_0)}{F_I(\tau_0, k\tau_0)} \right]. \quad (19)$$

Так же, с помощью определения (1.36) получается и вспомогательная функция

$$q(\tau, p, \tau_0) = \frac{1 - k^2}{1 - p^2} \frac{p^{1/2}}{\pi} \tau^{-\nu} I_\nu(k\tau) e^{p\tau_0} \frac{F_K(\tau_0, p\tau_0)}{F_I(\tau_0, k\tau_0)}. \quad (20)$$

Можно проверить, что в случае ядра (12) равенства (1.38) и (3) выполняются. В (3) надо считать $a = b = 1$, интегралы по промежутку $[a, b]$ отбросить, а по его дополнению превратить в интегралы по $[0, \infty)$. При этом

$$U(p) = 1/(1 - p^2), \quad C_0 = \sqrt{1 - k^2}, \quad (21)$$

$$H(p) = (1 + p)/(k + p), \quad \tau_e = (1/2k) \ln [(1 + k)/(1 - k)]. \quad (22)$$

Например, функция (20) удовлетворяет уравнению

$$\frac{1+p}{k+p} q(\tau, p, \tau_0) = -\frac{\cos(\pi\nu)}{\pi} \int_0^\infty \frac{q(\tau, y, \tau_0)}{y+p} e^{-2y\tau_0} \frac{1-y}{k-y} dy +$$

$$+ \frac{1-k}{k+p} \left[k^{1/2} \tau^{-\nu} I_{\nu}(k \tau) e^{-2k\tau_0} + \sin(\pi \nu) e^{-2k\tau_0} q(\tau, k, \tau_0) \right]. \quad (23)$$

Для проверки этого уравнения надо после подстановки (20) в (23) разложить дробь под интегралом на простейшие дроби по y , воспользоваться формулой 14.3 (39) из [6] и соотношением (1.20), определяющим ветвление функций Макдональда.

Так же проверяется, что функция

$$r(p, \tau_0) = \frac{1+p}{k+p} \left(\frac{2p\tau_0}{\pi} \right)^{1/2} e^{p\tau_0} \left[K_{\nu}(p\tau_0) - \frac{1-k^2}{1-p^2} I_{\nu}(k\tau_0) \frac{F_K(\tau_0, p\tau_0)}{F_I(\tau_0, k\tau_0)} \right] \quad (24)$$

удовлетворяет уравнению

$$r(p, \tau_0) = 1 + \sin(\pi \nu) \frac{2k}{k+p} \frac{1-k}{1+k} e^{-2k\tau_0} r(k, \tau_0) - \frac{\cos(\pi \nu)}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-2y\tau_0} \frac{dy}{y+p} \frac{1-y}{1+y} \frac{k+y}{k-y} r(y, \tau_0). \quad (25)$$

Приведем также функцию

$$R_c(\tau, \tau_0) = \frac{1}{k^2} \left[1 - \mathcal{U}_{\nu}(k\tau) K_{\nu+1}(\tau_0) \frac{\tau_0^{\nu+1}}{\tau^{\nu} F_I(\tau_0, k\tau_0)} \right] \quad (26)$$

и ее преобразование

$$Q_c(p, \tau_0) = \frac{p^{1/2} \tau_0^{\nu+1}}{k^2 - p^2} \left[\frac{1-p^2}{p} I_{\nu+1}(p\tau_0) - \frac{\lambda}{k} I_{\nu+1}(k\tau_0) \frac{F_I(\tau_0, p\tau_0)}{F_I(\tau_0, k\tau_0)} \right]. \quad (27)$$

Точные решения могут быть получены и в случае, когда ядро представляется суммой слагаемых вида (12) с различными множителями при аргументах. Этот случай аналогичен представимости ядра для плоского слоя в виде суммы экспонент или использованию метода дискретных ординат. Такой подход применялся в работе [7] для получения численного решения задач переноса излучения в цилиндре.

В следующих пунктах получим асимптотики для рассеяния в оптически толстых средах в линии двухуровневого атома при предположении о полном перераспределении по частоте.

5. *Асимптотики ядерных функций.* Для получения асимптотик решений наших уравнений воспользуемся асимптотиками функций $A(y)$, $U(p)$ и др. Они известны для одномерной и трехмерной сред [2,8]. Мы их обобщим на пространства произвольного числа измерений, для чего не потребуется существенно усложнять формулы. Предположим, как это обычно делается [2,9,10], что профиль коэффициента поглощения в линии имеет степенную асимптотику. Именно, если крылья линии простираются до бесконечности, то при значительном удалении от центра линии, когда безразмерная частота $x \rightarrow +\infty$, этот профиль

$$\alpha(x) \sim \alpha_0 x^{-\kappa}, \quad \kappa > 1. \quad (28)$$

Если же $\alpha(x)$ обращается в нуль на конечном расстоянии от центра x_0 , то при $x \rightarrow x_0 - 0$

$$\alpha(x) \sim \alpha_0 (x_0 - x)^{\kappa_1}, \quad \kappa_1 > 0. \quad (29)$$

Поскольку $\alpha(x)$ — четная функция x , достаточно считать $x_0 > 0$, $x > 0$.

Профили второго типа моделируют полосы поглощения молекул [11]. Их принципиальное отличие от (28) в том, что для них интегралы-моменты профиля, т.е.

$$\bar{\alpha}_l = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^{l+1}(x) dx \quad (30)$$

сходятся для более широкой области значений l : при (28) — если $l > -1 + 1/\kappa$, а при (29) — если $l > -1 - 1/\kappa_1$. В частности, $\bar{\alpha}_0 = 1$, для (29) всегда существует $\bar{\alpha}_{-1} = 2Ax_0$, в то время как для (28) $\bar{\alpha}_{-1} = +\infty$. При $\kappa_1 < 1$ существует $\bar{\alpha}_{-2}$ и т.д.

Методы получения асимптотик хорошо известны (см., например, [2, 9, 10]). Поэтому приведем только окончательные результаты, общие для двух видов профилей с асимптотиками (28) и (29). При этом допустим слабое поглощение в непрерывном спектре, составляющее долю $\beta \ll 1$ от поглощения в центре линии, что выполняется для сильных линий.

Введем асимптотическую константу ξ , определяемую при выполнении (28) и (29) соответственно формулами

$$\xi = \frac{\kappa - 1}{2\kappa} < \frac{1}{2}, \quad \kappa > 1; \quad \xi = \frac{\kappa_1 + 1}{2\kappa_1} > \frac{1}{2}, \quad \kappa_1 > 0. \quad (31)$$

Через введенную константу выражается асимптотика функции $x(y)$, обратной для $y = \alpha(x)$, а именно: при $y \ll 1$

$$x(y) \sim x_0 + x_{\text{ас}}(y), \quad (32)$$

причем здесь и далее считается $x_0 = 0$ для профилей (28), а

$$x_{\text{ас}}(y) = (y/\alpha_0)^{2\xi-1} \cdot \text{sign}(1 - 2\xi). \quad (33)$$

Тогда асимптотика функции $A_N(y + \beta)$, определяемой формулой (1.50), при $y \ll 1$ и $\beta \ll 1$ будет

$$A_N(y + \beta) \sim A_N^0 y^{2\xi} A_N^*(\beta/y), \quad (34)$$

причем

$$A_N^0 = A_1^0 \frac{\Gamma(N/2) \Gamma(\xi + 1/2)}{\pi^{1/2} \Gamma(\xi + N/2)}, \quad A_1^0 = 2A \left| 2\xi - 1 \right| \alpha_0^{1-2\xi}, \quad (35)$$

$$A_N^*(s) = (1 + s)^{2\xi} B \left(1 - s^2 / (1 + s)^2 \right), \quad (36)$$

$$B(t) = \frac{\Gamma(1 + \xi) \Gamma(\xi + N/2)}{\pi^{1/2} \Gamma(\xi_1)} t^{\xi_1} F(\xi + 1/2, \xi_1 - \xi - 1, \xi_1, t). \quad (37)$$

В последнем равенстве $\xi_1 = 2\xi + N/2 + 1/2$.

Через константы ξ и A_N^0 можно выразить асимптотику ядра $K_{\nu N}(\tau)$, если подставить в (1.49) формулы (28) и (29):

$$K_{\nu N}(\tau) \sim \tau^{-N-2\xi} A_N^0 \Gamma(1 + 2\xi) e^{-\tau\beta} \Gamma(N/2) \pi^{-N/2} / 2, \quad \tau \gg 1, \quad (38)$$

а также асимптотику ядра (2). Последнюю ввиду ее сложности приведем только для $\beta = 0$ ($\tau \gg 1, \tau_1 \gg 1$):

$$K(\tau, \tau_1) \sim A_N^0 (\tau \tau_1)^{-\nu} (\tau + \tau_1)^{-2-2\xi-2\nu} 2^{2\xi} \frac{\Gamma(1 + \xi + \nu) \Gamma(1 + \xi)}{\Gamma(1 + \nu)} \cdot F \left(1 + \xi + \nu, \nu + 1/2, 1 + 2\nu, \frac{4\tau \tau_1}{(\tau + \tau_1)^2} \right). \quad (39)$$

Для записи асимптотик функций $V(u)$ и $U(p)$ надо ввести константу, обычно обозначаемую [2,10]

$$\gamma = \min \{ \xi, 1 \} . \quad (40)$$

Тогда асимптотика первой из этих функций примет вид

$$1 - V_N(u) \sim 2A x_o \beta + V_N^o u^{2\gamma} V_N^*(\beta/u) , \quad (41)$$

причем константы V_N^o и функции $V_N^*(s)$ даются разными формулами при $\xi < 1$ и $\xi > 1$. Так

$$V_N^o = \begin{cases} \pi A_N^o / 2 \sin(\pi\gamma) , & \xi = \gamma < 1 , \\ 2A x_o / N , & \xi > 1 , \gamma = 1 . \end{cases} \quad (42)$$

Функции $V_N^*(s)$ при $\gamma < 1$ получаются с помощью соотношения (1.51), связывающего $V_N(u)$ с $V_1(u)$. Легко найти, что

$$V_1^*(s) = (1 + s^2)^\gamma \cos \left(2\gamma \operatorname{arctg} (1/s) \right) / \cos(\pi\gamma) . \quad (43)$$

Гогда

$$V_N^*(s) = \frac{2\Gamma(\gamma + N/2)}{\Gamma(N/2 - 1/2)\Gamma(\gamma + 1/2)} \int_0^1 (1 - t^2)^{N/2 - 3/2} t^{2\gamma} V_1^*(s/t) dt . \quad (44)$$

Только при $N = 3$ этот интеграл выражается через элементарные функции:

$$V_3^*(s) = (1 + s^2)^{\gamma + 1/2} \sin \left((2\gamma + 1) \operatorname{arctg} (1/s) \right) / \cos(\pi\gamma) . \quad (45)$$

Аналогично для функции $U_N(y)$ при $y \ll 1$

$$1 - U_N(y) \sim 2A x_o \beta + V_N^o y^{2\gamma} U_N^*(\beta/y) \cos(\pi\gamma) . \quad (46)$$

Точно так же, как $V_N^*(s)$ через $V_1^*(s)$, функция $U_N^*(s)$ выражается через

$$U_1^*(s) = \frac{1}{2 \cos^2(\pi\gamma)} \begin{cases} (1 + s)^{2\gamma} + (1 - s)^{2\gamma} \cos(2\pi\gamma) , & s \leq 1 , \\ (s + 1)^{2\gamma} + (s - 1)^{2\gamma} , & s \geq 1 . \end{cases} \quad (47)$$

При $N = 3$ опять получается элементарная функция

$$U_3^*(s) = \frac{1}{2 \cos^2(\pi\gamma)} \begin{cases} (1+s)^{2\gamma+1} + (1-s)^{2\gamma+1} \cos(2\pi\gamma), & s \leq 1, \\ (s+1)^{2\gamma+1} - (s-1)^{2\gamma+1}, & s \geq 1. \end{cases} \quad (48)$$

Если аргумент $U_N(y)$ больше β , т.е. находится на линии ветвления ($s \leq 1$), формулу (46) следует переписать так:

$$1 - U_N(y+\beta) \sim 2A x_o \beta + V_N^o y^{2\gamma} (1+\beta/y)^{2\gamma} U_N^*(\beta/(\beta+y)) \cos(\pi\gamma). \quad (49)$$

Все асимптотические функции со звездочками определены так, что при $s=0$, т.е. $\beta=0$, они равны 1. При $\zeta > 1$ следует положить $V_N^*(s) = U_N^*(s) = 1$.

6. Асимптотические уравнения и асимптотики решений. С помощью приведенных асимптотик ядерных функций A_N, V_N и U_N можно получить соответствующие асимптотики выражающихся через них решений. Например, для H -функции в N -мерном случае имеем представление при $|p| \ll 1$

$$H(p) \sim \Lambda^\gamma (\lambda V_N^o)^{-1/2} h_{N\gamma}((p\Lambda)^{2\gamma}, \beta/p), \quad (50)$$

где

$$\Lambda = [\lambda V_N^o / (1 - \lambda + 2\lambda A x_o \beta)]^{1/2\gamma} \quad (51)$$

— длина термализации [2, 10], а асимптотическая функция

$$h_{N\gamma}(q, s) = \exp \left\{ -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \ln \left[1 + qu^{2\gamma} V_N^*\left(\frac{s}{u}\right) \right] \frac{du}{1+u^2} \right\}. \quad (52)$$

При этом, если $\zeta > 1, \gamma = 1$, то $h_{N1}(q, s) = (1 + q^{1/2})^{-1}$.

Таким образом, при любом N ($N=1, 2, 3$) асимптотики всех функций, входящих в формулы, определяющие решения задач переноса, имеют один порядок величины, что оправдывает упоминавшиеся в [1] приближения относительно размерностей пространств.

Заметим, что все приведенные формулы при $\beta=0$ сохраняются, если α_o , в (28) и (29) не постоянная а медленно меняющаяся функция (типа логарифма)

в (38) и (39) аргументом A_1^0 считать не y , а $1/\tau$, в равенствах же (41) и (46) V_N^0 заменить на $V_N^0(u)$ и $V_N^0(y)$.

Значение $\xi = 1/2$ является общим пределом профилей обоих типов при $\kappa \rightarrow +\infty$ и $\kappa_1 \rightarrow +\infty$, т.е. соответствует профилям, убывающим быстрее степенных. Для них и $x_{as}(y)$ — не степенная, а медленно меняющаяся функция и надо положить $A_1^0 = 2A |x'_{as}(y)| y$. Например, для доплеровского профиля $\alpha(x) = e^{-x^2}$, $x(y) = (\ln(1/y))^{1/2}$, $A_1^0 = \pi^{-1/2} (\ln(1/y))^{-1/2}$.

Используя приведенные формулы, можно вывести асимптотические уравнения для асимптотик решений в случае рассеяния в линии при полном перераспределении по частоте. Например, из (3) и (7) следуют асимптотические уравнения для вспомогательных функций q и r при $\tau_0 \gg 1$, $1 - \lambda \ll 1$, $\beta \ll 1$. Эти уравнения можно численно решить и получить асимптотики резольвенты и функций источников при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Из (38)–(46) видно, что число существенных аргументов функций в асимптотической области сокращается на единицу, так как функции A_N^* , V_N^* и U_N^* зависят от отношений y/β и u/β . Подчеркнем, что мы считали $y \ll 1$, $u \ll 1$ и $\beta \ll 1$, но на их отношения ограничений не накладывали. На единицу сократится число аргументов и у асимптотик функций источников. Такая асимптотическая автомодельность рассеяния излучения в линии при полном перераспределении по частоте — характерная его черта (см. [2,9,10]). Она сохраняется и при рассеянии в цилиндре.

Теперь подробно рассмотрим случай, когда происходит строго консервативное рассеяние, т.е. чистое рассеяние в линии без непрерывного поглощения: $\lambda = 1$, $\beta = 0$.

7. Консервативное рассеяние. При $\lambda = 1$ и $\beta = 0$ асимптотики функций источников $R(\tau, \tau_0, \tau_0)$ и $R_c(\tau, \tau_0)$ для цилиндра удастся найти в конечном виде, как и для слоя [2,10]. Ясно, что в этом случае $a=0$, $b=\infty$ и интегралов по дополнению $[a, b]$ в (3) и (7) нет. Не существует и корня k . Будем сначала считать, что $0 < y < 1$.

Предположим, что радиус τ_0 велик. Тогда, как легко убедиться, в (1.45) и (6) существенны значения $A(y)$, $U(y)$, $H(y)$ и вспомогательных функций при $y \ll 1$.

В качестве основной функции, определяющей асимптотики всех остальных, выберем, как это обычно делается, функцию $V(u)$ и примем, как следует из (41) при $\beta = 0$ (N — любое), что при $u \rightarrow +0$

$$1 - V(u) \sim V_0 u^{2\gamma}, \quad 0 < \gamma < 1, \quad V_0 = V_N^0. \quad (53)$$

Величина V_0 , как и в разделе 5, может быть медленно меняющейся функцией.

Тогда справедливы формулы для любого N , как и при $N=3$ [2]:

$$A(y) \sim 2V_0 \frac{\sin(\pi\gamma)}{\pi} y^{2\gamma}, \quad 1 - U(y) \sim V_0 y^{2\gamma} \cos(\pi\gamma), \quad H(y) \sim y^{-\gamma} V_0^{-1/2}. \quad (54)$$

Подставив их в (7), получим, что в асимптотической области $\tau_0 \gg 1$ при $\lambda = 1$ и $\beta = 0$ функция $r(p, \tau_0)$ зависит от произведения $p \tau_0$, которое может принимать любые значения: $r(p, \tau_0) \sim r(p \tau_0)$, а асимптотическая функция $r(T)$ определяется уравнением

$$r(T) = 1 - \frac{\cos\pi(\nu + \gamma)}{\pi} \int_0^T r(T') e^{-2T'} dT' / (T + T'). \quad (55)$$

Это уравнение имеет точное решение

$$r(T) = (2T/\pi)^{1/2} e^T K_{\nu+\gamma}(T), \quad T = p \tau_0, \quad (56)$$

что можно проверить с помощью формулы 14.3 (39) из [6]. Подставляя (56) в (5) и (6), получаем асимптотики

$$Q(\tau_0, p, \tau_0) \sim p^{1/2} V_0^{-1/2} T^{-\gamma} I_{\nu+\gamma}(T), \quad T = p \tau_0, \quad (57)$$

$$R(\tau, \tau_0, \tau_0) \sim 2^{1-\gamma} \tau_0^{-2-2\gamma} (1 - \xi^2)^{\gamma-1} / V_0^{1/2} \Gamma(\gamma), \quad \xi = \tau/\tau_0. \quad (58)$$

Асимптотика (58) верна, как говорят, в крупном масштабе, т.е. если $\tau_0 - \tau$ имеет тот же порядок величины, что и само τ_0 . Это значит, что τ не близко к границе, а $\xi \ll 1$.

Из второй формулы (8) при $\tau = \tau_0$ получаем асимптотику среднего числа рассеяний фотонов, излучившихся на границе:

$$R_c(\tau_o, \tau_o) \sim \frac{\Gamma(1+\nu) \tau_o^{\nu}}{2^{\nu} V_o^{1/2} \Gamma(1+\gamma+\nu)} . \quad (59)$$

Из (10) найдем и асимптотику среднего числа рассеяний фотонов, родившихся во внутренних слоях ($\tau_o - \tau \sim \tau_o$):

$$R_c(\tau, \tau_o) \sim \frac{\Gamma(1+\nu) \tau_o^{2\nu}}{\Gamma(1+\gamma) \Gamma(1+\gamma+\nu)} \frac{(1-\xi^2)^{\gamma}}{V_o 2^{2\gamma}} . \quad (60)$$

Формулы (59) и (60) можно объединить, если воспользоваться функцией

$$\Psi(\tau) = \lim_{\tau_o \rightarrow \infty} \frac{R_c(2\tau_o - \tau, 2\tau_o)}{R_c(2\tau_o, 2\tau_o)}, \quad \nu = -\frac{1}{2} . \quad (61)$$

Эта функция является решением задачи Милна для консервативного рассеяния в линии в полубесконечной плоской среде. Она подробно изучена и табулирована [12,13]. В частности, из (61) видно, что $\Psi(0) = 1$. При $\tau \rightarrow \infty$ ее асимптотика

$$\Psi(\tau) \sim \tau^{\nu} / V_o^{1/2} \Gamma(1+\gamma) . \quad (62)$$

Из указанного следует интерполяционная формула

$$R_c(\tau, \tau_o) \sim \frac{\Gamma(1+\nu) \Gamma(1+\nu)}{2^{2\nu} \Gamma(1+\gamma+\nu)} \Psi(\tau_o - \tau) \Psi(\tau_o + \tau) , \quad (63)$$

верная уже при любых $0 \leq \tau \leq \tau_o \gg 1$.

Формулы (59), (60) и (63) хорошо известны для слоя и шара [2,10]. Для цилиндра они были получены в [13] путем решения асимптотического сингулярного интегрального уравнения для $R_c(\tau, \tau_o)$. Здесь мы их получили единым образом из точных уравнений сразу для всех ν .

Из (8) и (63) следует интерполяционная формула и для

$$R(\tau, \tau_o, \tau_o) \sim \tau_o^{2\nu+1} [\Psi(\tau_o + \tau) \Psi'(\tau_o - \tau) + \\ + \Psi(\tau_o - \tau) \Psi'(\tau_o + \tau)] / \Psi(2\tau_o) . \quad (64)$$

Приведем также средние для распределенных источников. Если мощность первичных источников изменяется с оптическим расстоянием от оси по степен-

ному закону, т.е. $S_o(\tau) = \tau^\alpha$, то среднее число рассеяний получается интегрированием по этому распределению функции (60):

$$\bar{n} = \frac{\tau_o^{2\gamma}}{2^{2\gamma} V_o} \frac{\Gamma(1+\nu)}{\Gamma(1+\nu+\gamma)} \frac{\Gamma(2+\nu+\alpha/2)}{\Gamma(2+\nu+\gamma+\alpha/2)}. \quad (65)$$

Все эти средние имеют один порядок величины с ростом τ_o . Тот же порядок величины имеет и среднее квадратичное отклонение числа рассеяний от среднего. Это следует из того, что ровно вдвое больший порядок имеет средний квадрат числа рассеяний для равномерного распределения, который можно оценить точно по формуле (11) с использованием (60). Тогда асимптотика дисперсии числа рассеяний при равномерном распределении источников

$$Dn = \frac{\tau_o^{4\gamma}}{2^{4\gamma} V_o^2} \frac{\Gamma^2(1+\nu) \Gamma(2+\nu)}{\Gamma^2(1+\nu+\gamma)} \cdot \left[\frac{\Gamma(1+2\gamma)}{\Gamma^2(1+\gamma)} \frac{2}{\Gamma(2+\nu+\gamma)} - \frac{\Gamma(2+\nu)}{\Gamma^2(2+\nu+\gamma)} \right]. \quad (66)$$

Частные случаи формулы (66) для слоя и шара были получены в [4].

Хотя при выводе считалось, что $\gamma < 1$, однако конечные асимптотики (59)–(66) верны и при $\gamma = 1$. Можно проверить, что они согласуются с вытекающими из точных решений раздела 4, если считать $\gamma = 1$, $V_o = 1$, τ заменить на $\tau + 1/2$, а τ_o на $\tau_o + 1$. Для изотропного монохроматического рассеяния надо принять $\gamma = 1$, $V_o = 1/3$, $\tau \rightarrow \tau + q(\infty)$, $\tau_o \rightarrow \tau_o + q(\infty)$, где $q(\infty) = 0.71045$ — значение функции Хопфа (см. [2]).

В третьей части будет рассмотрено однородное уравнение, соответствующее уравнению (1).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-2957).

Санкт-Петербургский государственный университет

RADIATIVE TRANSFER IN A CYLINDER. II. SPECIAL PROBLEMS. ASYMPTOTICS

D.I.NAGIRNER

The method to calculate the radiation field in homogeneous, infinite along its axis cylinder, proposed in Paper I, is applied for isotropic scattering with the sources at the boundary or at the axis, or with homogeneous distribution of sources inside the cylinder. For the simplest kernel the exact solutions of the basic integral equation are obtained. For the scattering in a spectral line with the complete redistribution in frequency and power law of absorption profile the asymptotic theory is developed for the scattering in the cylinder of large optical radius. For the conservative scattering the equations for the main values describing the scattering are solved and their asymptotics are found in explicit form. The asymptotics of the mean number of scatterings for the axially symmetric primary source, and of the mean number and the dispersion of number of scatterings for the homogeneous source are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И.Нагирнер, *Астрофизика*, 37, 111, 1994.
2. В.В.Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
3. В.В.Соболев, *Астрофизика*, 3, 137, 1967.
4. Д.И.Нагирнер, *Астрофизика*, 8, 353, 1972.
5. В.В.Соболев, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, ГИТТЛ, М., 1956.
6. А.П.Прудников, Ю.А.Брычков, О.И.Маричев, *Интегралы и ряды. Специальные функции*, Наука, М., 1983.
7. P. Gouttebroze, *Astron. Astrophys.*, 228, 295, 1990.
8. Д.И.Нагирнер, *Вестн. ЛГУ*, N1, 142, 1964.
9. Ю.Ю.Абрамов, А.М.Дыхне, А.П.Напартович, *Стационарные задачи теории радиационного переноса возбуждения*, Институт Атомной энергии, ИАЭ-1804, М., 1969.
10. Д.И.Нагирнер, *Теория переноса излучения в спектральной линии. Итоги науки и техн., Астрономия*, ВИНТИ АН СССР, 22, 220, 1983 (Sov. Sci. Rev. Sect. E, *Astrophys. Space Phys.*, 3, 255, 1984).
11. Р.Гуди, *Атмосферная радиация*, Мир, М., 1966.
12. E.H.Awrett, D.G.Hummer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 130, 295, 1965.
13. А.Б.Шнейдман, *Тр. АО ЛГУ*, 38, 17, 1983.
14. А.М.Дыхне, А.П.Напартович, *Перенос резонансного излучения в неоднородной плазме*, Институт Атомной энергии, ИАЭ-2066, М., 1970.

УДК: 52-65

A NUMERICAL METHOD FOR INVESTIGATION OF SPHERICAL SYMMETRIC SUPERDENSE BODY EVOLUTION

H.GRIGORIAN, A.SADOYAN

Received 8 November 1994

Accepted 26 November 1994

For fully relativistic strong gravitation fields self consistent equations of hydrodynamics and field equations that describe all kinds of waves in the matter (from small perturbation to strong shock wave) are obtained. An algorithm of numerical method for the solution of these equations in the case of special equations of state for degenerate matter is described.

1. Introduction. After the discovery of quasars (1960) it became necessary to investigate the evolution of supermassive and superdense bodies in terms of fully relativistic hydrodynamics. In the early works of Zeldovich and Novikov [1], Podurets [2], an attempt was made to solve the problem as the problem of dust matter evolution is solved: analytic solution was found in the co-moving frame. But the co-moving frame is unsuitable for numerical calculations because in this frame the gravitational field in the vacuum depends on time.

Today we have a long list of works in the field of numerical investigation of star evolution such as Fackerell Ipser and Thorne [4], Ipser and Thorne [5], Katz and Horvitz [6]. The series of publications by Shapiro and Teukolskey [3] are devoted to numerical solution of Einstein's equations for the dynamic evolution of the collisionless gas of particles and the equations of hydrodynamics are used as consequence from the General Relativity Theory field equations.

All this studies are based on solution of time equations of gravitational field.

Another approach is suggested in the works of Grigorian, Sadoyan [7],ourgoulhon [8], where the dynamic equations are the hydrodynamic ones and gravitation equations add to the completeness of the system of equations. This approach is preferable because, on the one hand, the hydrodynamic equations are

generally independent of the theory of gravitation, on the other hand, it corresponds to the formalism of dynamics in classical mechanics.

Our aim is to investigate the "inner evolution" of spherical superdense matter configuration. The "inner state" can be described by state equation $P(\rho)$ (P is pressure) of matter and two independent functions — by matter density $\rho(r, t)$, and radial velocity $v(r, t)$.

We try to represent these equations with the method of shock waves representation, because this approach solves two difficulties in numerical calculations:

1. The catastrophic increase of numerical errors,
2. The physical and numerical unstability confusion, both occurring during the numerical observation of wave propagation in the matter.

The obtained equations enable to investigate the evolution of all kinds of waves (from small perturbations to strong shock waves) in case of strong gravitational fields.

2. Basic Equations. Essentially the algorithm is a chain of calculations starting with the given density and velocity distribution at zero point of time to a new values of this physical quantities at the next moment, using the relativistic hydrodynamic equations.

It is obvious that during the evolution the configuration remains spherically symmetric and the hydrodynamic equation has the following form

$$\nabla \cdot T = 0, \quad (1)$$

where the viscosity in matter is ignored. Here $T = (\rho + P) u \otimes u - Pg$ is the energy momentum tensor, u is the 4-dimensional velocity, g is the metric tensor of space time, P and ρ are the pressure and density of the matter in co-moving frame ($c = G = 1$), ∇ is a covariant differential operator corresponding to the connection of space-time manifold.

We can write the equation (1) in the following form

$$\begin{cases} u [\rho] + (\rho + P) \nabla \cdot u = 0 \\ n [P] - (\rho + P) \nabla_n u = 0 \end{cases} \quad (2)$$

where $u [\rho] \equiv \nabla_u \rho$, $n [P] \equiv \nabla_n P$.

The vector n is a 4-dimensional vector orthogonal to the vector u , to isobar spheres and is normalized ($u \cdot n = 0$ and $n \cdot n = -1$). In the coordinate frame (t, r, θ, φ)

$$u = u^t \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right),$$

$$n = u^t \left(v \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \right) ,$$

where $v = \frac{dr}{dt}$ is the coordinate velocity, $\frac{\partial}{\partial t}$ and $\frac{\partial}{\partial r}$ are orts of the coordinate system, u^t is the component of 4-dimensional velocity.

The most common type of metric in the spherical symmetric case is

$$ds^2 = e^{2\Phi} dt^2 - e^{2\psi} (dr + \beta dt)^2 - r^2 e^{2\chi} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (3)$$

We use the tetrad basis

$$\begin{aligned} \omega^0 &= e^\Phi dt , \\ \omega^1 &= e^\psi (dr + \beta dt) , \\ \omega^2 &= r e^\chi d\theta , \\ \omega^3 &= r e^\chi \sin \theta d\varphi . \end{aligned} \quad (4)$$

In the conjugate basis (e_μ) the vectors u and n are of the form: $u = \gamma (e_o + w e_1)$, $n = \gamma (w e_o + e_1)$, where $w = (v - \beta) e^{\Phi - \psi}$ and $\gamma = (1 - w^2)^{-1/2}$, where w is the actual velocity on the sphere for an observer in the infinity, and β is the velocity of the frame of an observer in the infinity. It is easy to see that for the 1-form of connection $\omega = \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \omega^\gamma E_\alpha^\beta$

$$\begin{aligned} \omega &= \alpha (E_1^0 + E_o^1) + a [\omega^2 (E_2^0 + E_o^2) + \omega^3 (E_3^0 + E_o^3)] + \\ &+ b [\omega^2 (E_2^1 - E_1^2) + \omega^3 (E_3^1 - E_1^3)] + c \omega^3 (E_3^2 - E_2^3) \end{aligned} \quad (5)$$

where E_μ^ν is the basis for 4×4 matrix algebra, $\alpha = f \omega^0 + h \omega^1$ is a 1-form and a, b, c are scalar coefficients. So for such a choice of metric (4) the mentioned coefficients are

$$\begin{aligned} a &= e_o [\chi] , \quad b = e_1 [\chi + \ln(r)] , \quad c = e_2 [\ln(\sin \theta)] , \\ f &= e_1 [\Phi] , \quad h = e_o [\psi] - e^{\psi - \Phi} e_1 [\beta] . \end{aligned}$$

Let us return to the system (2) and put there $w = th(\xi)$. We obtain

$$\nabla \cdot u = n [\xi] + \alpha(n) + 2u [\chi + \ln(r)]$$

$$\langle u, \nabla_u u \rangle = -u[\zeta] - \alpha(u) \quad (6)$$

where $\alpha(u)$ and $\alpha(n)$ are the values of 1-form α on u and n vector fields. The overall information about the gravitational field is contained in the 1-form α . β and χ depends on the coordinate frame of the observer.

If we put the expression (6) in the system (2) we obtain two first order hyperbolic differential equations. The tangent vectors of characteristic lines of this equations are

$$D_{\pm} = u \pm cn, \text{ where } c = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{1/2} \text{ is the velocity of sound in stellar matter.}$$

Now the system (2) can be written in the following form

$$\begin{cases} u[\Gamma] + cn[\zeta] + \alpha(cn) + 2cu[\chi + \ln(r)] = 0 \\ cn[\Gamma] + u[\zeta] + \alpha(u) = 0 \end{cases}$$

where

$$I(\rho) = \int \frac{cd\rho}{\rho + P} \quad (7)$$

By adding and subtracting these equations we obtain

$$D_{\pm}[J_{\pm}] + \alpha(D_{\pm}) \pm 2cu[\chi + \ln(r)] = 0 \quad (8)$$

where $J_{\pm} = \zeta \pm I(\rho)$.

This system of equations is a system for shock spherical waves. Remembering that $\alpha = f\omega^0 + h\omega^1$ and $u = ch(\zeta)e_0 + sh(\zeta)e_1$, $n = sh(\zeta)e_0 + ch(\zeta)e_1$, $\alpha(D_{\pm}) = (h \pm cf)sh(\zeta) + (f \pm ch)ch(\zeta)$. We have

$$\begin{aligned} D_{\pm} &= (ch(\zeta) \pm csh(\zeta))e^{-\Phi} \frac{\partial}{\partial t} + (sh(\zeta) \pm ch(\zeta))e^{-\Psi} \frac{\partial}{\partial r} = \\ &= \gamma(1 \pm wc)e^{-\Phi} \left[\frac{\partial}{\partial t} + (w \pm V_c^{\pm}) \frac{\partial}{\partial r} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

So

$$v_c^{\pm} = c \frac{1 - w^2}{1 \pm wc} e^{\Phi - \Psi} \quad (10)$$

is the real velocity of sound in the direction of the flow (+) and opposite direction (-) in the frame connected with the center of the star. It is not difficult to see, that the propagation of sound depends not only upon the gravitation (like the red shift effect

of light), but also the flow of the matter (Doppler effect), which results in anisotropy of propagation.

3. Boundary Conditions. Up to now we did not fix the gravitational field equations and the observer's coordinate frame to describe the hydrodynamics independently of the gravitational field theory. It is necessary to have conditions for gravitational field in space section for each moment. We assume that spherical pulsing stars have no gravitational radiation, thus the f , h , $\Phi - \Psi$ functions in (9) can be defined for given matter state (density and velocity distributions).

In this work we illustrate our method by choosing Einstein GR theory. In GRT dynamic equations (8) are consequences of the field equations

$$G = 8\pi T. \quad (11)$$

The rest of this system gives us equations for connection. Tensor G in field equation (11) defines by 2-form of space-time manifold curvature

$$\begin{aligned} \Omega = & d\alpha (E_1^0 + E_o^1) + \bar{\beta} \wedge [\omega^2 (E_2^0 + E_o^2) + \omega^3 (E_3^0 + E_o^3)] + \\ & + \bar{\gamma} \wedge [\omega^2 (E_2^1 - E_1^2) + \omega^3 (E_3^1 - E_1^3)] - (\kappa^2 + a^2 - b^2) \omega^2 \wedge \omega^3 (E_3^2 - E_2^3) \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned} A \omega^1 \wedge \omega^0 &\equiv d\alpha = (f_{,1} - h_{,o} + f^2 - h^2) \omega^1 \wedge \omega^0, \\ B \omega^0 + C \omega^1 &\equiv \bar{\beta} = -da + b\alpha - a^2 \omega^0 - ab \omega^1, \\ C \omega^0 + D \omega^1 &\equiv \bar{\gamma} = -db + a\alpha - b^2 \omega^1 - ab \omega^0, \\ E + b^2 - a^2 &\equiv k = e^{-2\chi} / r^2, \\ G = (E + 2D) \omega^0 \otimes \omega^0 &+ (2B - E) \omega^1 \otimes \omega^1 + 2C (\omega^0 \otimes \omega^1 + \omega^1 \otimes \omega^0) + \\ &+ (A + B - D) (\omega^2 \otimes \omega^2 + \omega^3 \otimes \omega^3). \end{aligned}$$

We choose the Schwarzschild coordinates, where $\chi = 0$ and $\beta = 0$, that enables us to find analytic static solutions of the gravitational field in the external region of the star (Birchoff theorem). So we have

$$\begin{cases} E + 2D = 8\pi \varepsilon \equiv 8\pi (\rho ch^2(\xi) + Psh^2(\xi)), \\ 2B - E = 8\pi \Pi \equiv 8\pi (\rho sh^2(\xi) + Pch^2(\xi)), \\ C = -4\pi (\rho + P) sh(\xi) ch(\xi). \end{cases}$$

This system can be solved analytically.

$$h = C/b, \quad f = B/b, \quad b^2 = r^{-2} - E, \quad b = 1/(re^\psi)$$

we obtain

$$\begin{aligned} 2rb'b' + 3b^2 - r^{-2} &= -8\pi e \quad \text{or} \\ r^2 b^2 &= e^{-2\psi} = 1 - 2mr^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

here m is the accumulated mass

$$m = 4\pi \int \varepsilon r^2 dr \quad (13)$$

Using (12) we have

$$\psi' = \frac{4\pi \varepsilon r^3 - m}{r(r - 2m)}$$

and

$$\Phi' = \frac{4\pi \Pi r^3 + m}{r(r - 2m)}$$

(generalized Oppenheimer-Volkoff equation).

Subtracting the last two equations and integrating we have

$$\Phi - \psi = \int \frac{2m + 4\pi(P - \rho)r^3}{r(r - 2m)} dr \quad (14)$$

and

$$\begin{cases} f = \frac{4\pi \Pi r^3 + m}{r^3 b} \\ h = -4\pi(P + \rho) sh(2\xi)/b \end{cases} \quad (15)$$

Finally, the equations (8) can be rewritten as

$$\hat{D}_\pm [J_\pm] + \frac{r^2 \tilde{\alpha}}{r - 2m} \pm \frac{2sh(\xi)}{r} c = 0 \quad (16)$$

where

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= (\tilde{h} \pm c\tilde{f}) sh(\xi) + (\tilde{f} \pm c\tilde{h}) ch(\xi), \\ \tilde{h} &= -4\pi(P + \rho) sh(2\xi), \quad \tilde{f} = 4\pi\Pi + mr^{-3} \quad \text{and} \\ \hat{D}_\pm &\equiv (ch(\xi) \pm csh(\xi)) e^{\psi - \Phi} \partial/\partial t + (sh(\xi) \pm cch(\xi)) \partial/\partial r \end{aligned}$$

The equations (16) with conditions (13) and (14) became a complete dynamic system for J_+ and J_- functions. So the unknown functions for dynamic problems can be obtained using

$$\begin{cases} w = th \left((J_+ + J_-)/2 \right) \\ \rho = I^{-1} \left((J_+ - J_-)/2 \right) \\ P = P(\rho) \end{cases} \quad (17)$$

Here I^{-1} is the opposite function for integral I (7).

4. Numerical Algorithm. For such nonlinear partial differential coupled set of hyperbolic equations it is impossible to find an analytic solution. That is why we need to offer an effective numerical method to solve such equations. Numerical algorithms for solving hyperbolic partial differential equations are well developed and have been implemented in many computer codes. One of such codes designed for solving dynamic problems in astrophysics is ZEUS [9] that uses hydrodynamic equations for nonrelativistic mechanics, taking into account the newtonian weak gravitational field based on the method of finite differences. In our problem we use the method of characteristics. As for the case of spherical symmetry the center of the configuration is a singular point of coordinate system and we must have a special boundary conditions. The functions must satisfy the conditions of regularity in the center of configuration at all moments. It means that for each moment the functions ρ and w near the center have the following behavior

$$\begin{aligned} \rho(r, t) &\sim \rho_c(t) + \tilde{\rho}(t)r^2 + \dots \\ w(r, t) &\sim \tilde{w}(t)r + \dots \end{aligned}$$

The physical meaning of these conditions is that in the center of the star every type of motion disappears except the change of density and gravitational potential Φ . In other words, we can say that for spherically distributed configuration this very close region of center is a homogeneous core and its density increases or decreases respectively to the direction of the flux of matter. These conditions can be repeated for wave functions $J_{\pm}$. In the region of the center $J_+(0, t) = -J_-(0, t)$, that means that for each incoming wave an opposite outgoing wave in the core is generated and the flux of these waves must be equal to each other: $J_+(r_o, t) - J_+(0, t) = J_-(r_o, t) - J_-(0, t)$. So the central boundary conditions can be written as follows

$$\begin{cases} J_+(0, t) = \frac{1}{2} (J_+(r_o, t) - J_-(r_o, t)) \\ J_-(0, t) = \frac{1}{2} (J_-(r_o, t) - J_+(r_o, t)) \end{cases}$$

where r_o is the radius of the homogeneous core. Other boundary conditions determine the surface of configuration where $P = \rho = 0$. It is known, that the vacuum solution of the gravitational field does not depend on time and for $r > R$ we have

$$\Phi(r, t) = -\Psi(r, t) = \ln \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \quad (18)$$

where $M = m(R)$ is the total mass of the star and R — is the radius. The continuity of the inner and outer solutions of the gravitational field is demanded though the wave functions can be interrupted. It is easy to see that integral I (7) is null out of the matter distribution and we can put $J_{\pm}(r, t) = 0$ for $r > R$. Using these conditions we can find the right values for the functions (13), (14) in the center

$$\begin{aligned} \Psi(0, t) = 0, \quad \Phi(0, t) = \ln \left(1 - \frac{2M}{R} \right) + \\ + \int_R^0 \frac{2m + 4\pi(P - \rho)r^3}{r(r - 2m)} dr, \quad m(0, t) = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Our algorithm consists of the following steps:

- 1) for $t = 0$ we determine the functions $J_+(r, 0)$ and $J_-(r, 0)$ corresponding to the given physical problem;
- 2) our aim is to determine the functions J_+, J_- for each moment t satisfying the boundary conditions (18–19);

The exact code must limit the time step to satisfy the numerical stability condition. It can be understood as a limitation of the distance that information can travel in one time step to be smaller than one step of space network

$$\Delta t \leq \min(\Delta r) / (|w| + c).$$

The transfer from $t_1 \rightarrow t_2 = t_1 + \Delta t$ is realized towards the characteristics of operators $\hat{D}_{\pm}$. Characteristics are described by parameters s_+ and s_- of D_+ and D_- correspondingly, and for this short interval Δt assumed to be linear approximated. Due to (9) for each event (r_o, t_o) we can find spheres with radius $r_{\pm} = r_o + (w \pm V_o^{\pm}) \Delta t$ where the waves J_+ and J_- propagates

$$\Delta s_{\pm} = s_{\pm}(t) - s_{\pm}(t_0) \Big|_{r=r_0} = \left(ch(\xi) \pm c sh(\xi) \right)^{-1} e^{\Psi - \Phi}.$$

Finally,

$$J_{\pm}(r^{\pm}, t) = J_{\pm}(r_0, t_0) + D_{\pm}[J_{\pm}](r_0, t_0) \Delta s_{\pm}.$$

4) To determine the functions from the equations (8) the transformations (17) must be used.

5. *Special Cases.* The initial conditions of the problem are:

a) for given physical problem we need to have the state equations of matter as a functional connection between pressure and density $P = P(\rho)$;

b) the initial state of the configuration is determined by two functions $\rho(r, 0)$ and $w(r, 0)$ for an arbitrary current moment.

Let's consider two equations of state for which we can simplify the procedure of transformation (17). Equations of state of degenerated relativistic ideal gas are of the form

$$\begin{cases} \rho = k (sh T - T) \\ P = \frac{k}{3} \left(sh T - 8sh \frac{T}{2} + 3T \right) \end{cases}$$

where k is the coefficient describing the sort of matter, T is the parameter proportional to Fermi momentum of barions in degenerate matter. The speed of the sound in this case is

$$c = \frac{1}{3} th^2 T/4$$

and integral

$$I(T) = T/4\sqrt{3}.$$

The equation of state of polytrops is

$$P = k \rho^{1+1/n}$$

where k is a coefficient, n is the index of the polytrops. The speed of the sound can be obtained by $c = \left(k (1 + 1/n) \rho^{1/n} \right)^{1/2}$. To obtain the connection with the wave functions we denote a new parameter Θ :

$$\rho = \Theta^{2n} / \sqrt{k}, \quad P = \sqrt{k} \cdot \Theta^{2(n+1)}$$

and integral (7) will have the form

$$I(\Theta) = 2 \sqrt{n(n+1)} \cdot \arctan \Theta$$

Finally the connections (16) between wave functions and the couple of the velocity and the density of the matter is of the form

$$\begin{aligned} \text{ideal gas} &— T = 2 \sqrt{3} (J_+ - J_-); \quad w = th \left((J_+ + J_-)/2 \right) \\ \text{polytrops} &— \Theta = t n \left((J_+ - J_-)/4 \sqrt{n(n+1)} \right); \\ & \quad w = th \left((J_+ + J_-)/2 \right) \end{aligned}$$

The next special case is presented by the configurations consisting of the dust matter, for which the pressure and consequently the speed of the sound are equal to zero. For this case we need to change our system (17), because it is invalid for $c = 0$. However we can obtain the equations

$$\begin{cases} u[\xi] + \frac{r^2}{r-2m} \alpha(u) = 0 \\ u[\xi] + u[\ln(\rho + P)] + \frac{r^2}{r-2m} \alpha(n) + \frac{2sh\xi}{r} = 0 \end{cases}$$

when c tends to zero.

This equations are valid for the regions of phase transitions in any equation of state too ($P = \text{const}$, $c = 0$). For dust matter $P = 0$,

$$\begin{cases} \alpha(u) = -\rho sh 2\xi + \rho sh^2 \xi ch\xi + \frac{m}{r^3} ch\xi \\ \alpha(n) = \left(\rho sh^2 \xi + \frac{m}{r^3} \right) sh\xi - \rho sh 2\xi ch\xi \end{cases}$$

We will present the numerical results calculated by this algorithm in a separate paper.

Acknowledgment. We are very grateful to Prof. Chubarian for valuable instructions and discussions. The work of A.Sadoyan was sponsored in part by ISF grand RY6000.

Department of Theoretical Physics,
Yerevan State University,
Alek Manoogian 1,
Yerevan, Armenia

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧЕСКИХ СВЕРХПЛОТНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

О.А.ГРИГОРЯН, А.А.САДОЯН

Для сильных гравитационных полей получены самосогласованные уравнения гидродинамики и поля, которые описывают распространение всех видов волн в материи (от малых колебаний до ударных волн). Получен алгоритм численного решения этих уравнений для некоторых уравнений состояния вырожденного вещества.

REFERENCES

1. Ya.B.Zeldovich and M.A.Podurets, *Sov. Phys.-Doklady*, 9, 37, 3, 1969.
2. M.A.Podurets, *Sov Ap.J.* XLI 1 28-32, 1964.
3. S.L.Shapiro and S.A.Teukolsky, *Ah.J.*, 298, 58-79, 1985.
4. E.D.Fackerell, J.R.Ipser and K.S.Thorne, *Comments Ap. Space Phys*, 1, 134, 1969.
5. J.R.Ipser and K.S.Thorne, *Ap. J.* 154, 251, 1968.
6. J.Katz and G.Horvitz, *Ap. J.* 194, 439, 1974.
7. H.A.Grigrorian, A.H.Sadayan, *Proc. of 13-th Int. Grav. Conf.* 1992.
8. E.Gourgoulhon, *Class. Quant. Grav.* 1992.
9. J.M.Stone and M.L.Norman, *Ap. J. Supplm. Series.* 80, 753-790, 1992.

УДК: 524.35 – 323

ОБ ОБЪЯСНЕНИИ ДИСКРЕТИЗАЦИИ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ

Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 10 декабря 1994

Принята к печати 20 декабря 1994

Показано, что соотношение $\Delta \ln(1+z) = 0.206$, предложенное для описания дискретизации пространственного распределения квазаров, является следствием наблюдательной селекции, предопределено выбором использования фотометрической системы (U, B, V, R) отношениями длин волн эмиссионных линий MgII, CIII, CIV, Ly α и линии поглощения OVI (1035A) исследуемых квазаров.

1. *Введение.* Дискретность красных смещений квазаров была обнаружена при анализе наблюдательных данных Карлсоном [1,2]. Это неожиданное открытие некоторые авторы [3–7] объясняют как следствие наблюдательной селекции. Другие же авторы, например Арп и другие [8], придают этому факту космологический смысл.

Варданян [9], Мирзоян и Варданян [10] подробно рассмотрели этот вопрос и достаточно убедительно показали, что дискретизация красных смещений квазаров является следствием наблюдательной селекции, а их периодичность — чисто случайное явление.

Этот вывод был подтвержден полностью в работах Скотта [11,12] и Неймана и др. [13], в которых периодичность красных смещений квазаров интерпретируется как следствие недостатков современных методов определения периодичности.

В настоящей работе мы покажем, что формула $\Delta \ln(1+z) = 0.206$ Карлсона [1,2] является результатом наблюдательной селекции.

2. О формуле Карлсона $\Delta \ln(1+z) = 0.206$. В получении соотношения Карлсона [1,2] $\Delta \ln(1+z) = 0.206$ основную роль, вероятно, сыграл выбор эффективных длин волн цветовой системы (U, B, V, R), а также влияние сильных эмиссионных линий $MgII$, $SiIII$, CIV , $Ly \alpha$ и линии поглощения OVI ($1035 \text{ \AA}$). Такое предположение, нам кажется, оправдано, поскольку, согласно работам [9,10] в дискретизации красных смещений квазаров основную роль играют эти линии, которые проходят через максимум пропускания светофильтров (U, B, V, R).

Рассмотрим длины волн линий (по порядку их уменьшения) указанной цветовой системы: R ($\lambda_1 = 7000$), V ($\lambda_2 = 5555$), B ($\lambda_3 = 4465$), U ($\lambda_4 = 3690$), а также линий $SiIII$ ($\lambda'_1 = 1909$), CIV ($\lambda'_2 = 1549$), $Ly \alpha$ ($\lambda'_3 = 1216$), OVI ($\lambda'_4 = 1035$).

Введем следующие параметры $\Phi_N(n)$, $E_N(n)$ для двух групп длин волн:

$$\Phi_1(n) = \frac{1}{1} \Delta \ln \left(\frac{\lambda_n}{\lambda_{n+1}} \right), \quad n = 1, 2, 3,$$

$$\Phi_2(n) = \frac{1}{2} \Delta \ln \left(\frac{\lambda_n}{\lambda_{n+2}} \right), \quad n = 1, 2,$$

$$\Phi_3(n) = \frac{1}{3} \Delta \ln \left(\frac{\lambda_n}{\lambda_{n+3}} \right), \quad n = 1,$$

и

$$E_1(n) = \frac{1}{1} \Delta \ln \left(\frac{\lambda'_n}{\lambda'_{n+1}} \right), \quad n = 1, 2, 3,$$

$$E_2(n) = \frac{1}{2} \Delta \ln \left(\frac{\lambda'_n}{\lambda'_{n+2}} \right), \quad n = 1, 2,$$

$$E_3(n) = \frac{1}{3} \Delta \ln \left(\frac{\lambda'_n}{\lambda'_{n+3}} \right), \quad n = 1,$$

где n соответствует порядковым номерам длин волн, а индексы параметров Φ_N и E_N ($N=1,2,3$) — разнице порядковых номеров последующих и предыдущих длин волн.

Учитывая, что красные смещения $z_1(n) = \frac{\lambda_n}{\lambda_{n+1}} - 1$, $z_2(n) = \frac{\lambda_n}{\lambda_{n+2}} - 1$, $z_3(n) = \frac{\lambda_n}{\lambda_{n+3}} - 1$, а $z'_1(n) = \frac{\lambda'_n}{\lambda_{n+1}} - 1$ и т.д., где индексы ($N=1,2,3$) около $z(n)$ и $z'_1(n)$ соответствуют разнице $n+1-n=1$, $n+2-n=2$ и $n+3-n=3$, мы получим общую формулу для I и II групп длин волн:

$$\Phi_N(n) = \frac{1}{N} \Delta \ln [1 + z_N(n)] , \quad (1)$$

$$E_N(n) = \frac{1}{N} \Delta \ln [1 + z'_N(n)] . \quad (2)$$

В этих формулах: N — положительная разница порядковых номеров последующих и предыдущих длин волн, $z(n)$ — красные смещения квазаров, для которых одна из линий (CIII, CIV, Ly α или OVI) проходит через максимум пропускания светофильтров U, B, V, R , по очередности, $z'(n)$ — красные смещения квазаров, для которых линии CIII, CIV, Ly α и OVI по очередности проходят через максимум пропускания одного из светофильтров (U, B, V или R).

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ПЕРВОЙ ГРУППЫ $\Phi_N(n)$, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ЭФФЕКТИВНЫМ ДЛИНАМ ВОЛН СВЕТОФИЛЬТРОВ (U, B, V, R)

Порядковый номер	Свето-фильтр	Эффективная длина волны	$\Phi_1(n)$ $n=1, 2, 3$	$\Phi_2(n)$ $n=1, 2$	$\Phi_3(n)$ $n=1$
1	R	7000	0.231	0.225	0.213
2	V	5555	0.218	0.204	
3	B	4465	0.191		
4	U	3690			

В табл.1 и 2 отдельно для наших групп приводятся значения длин волн цветовой системы (U, B, V, R) и длин волн эмиссионных линий CIII, CIV, Ly α и линий поглощения OVI. Согласно работе [9], эффективные длины волн в цветовой системе (U, B, V) увеличены на $50\text{\AA}$, чтобы самые широкие эмиссионные

линии квазаров полностью вошли в полосу пропускания соответствующих светофильтров.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ВТОРОЙ ГРУППЫ $E_N(n)$, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ДЛИНАМ ВОЛН ЛИНИЙ CIII, CIV, Ly α И OVI

Порядковый номер	Линии	Длина волны	$E_1(n)$ n = 1, 2, 3	$E_2(n)$ n = 1, 2	$E_3(n)$ n = 1
1	CIII	1909	0.209	0.226	0.204
2	CIV	1549	0.241	0.203	
3	Ly α	1216	0.161		
4	OVI	1035			

Как следует из табл.1 и 2 параметры $\Phi_N(n)$ и $E_N(n)$, вычисленные по формулам (1) и (2), расположены в интервале значений 0.16+0.24.

Отдельно взятые средние значения обоих параметров составляют:

$$\overline{\Phi_N(n)} = \frac{1}{N} \Delta \ln [1 + z(n)] = 0.214 \pm 0.011 \quad (\text{I группа})$$

$$\overline{E_N(n)} = \frac{1}{N} \Delta \ln [1 + z'(n)] = 0.207 \pm 0.018 \quad (\text{II группа}).$$

Если исключить из I группы светофильтр R (поскольку существует незначительное количество квазаров, у которых указанные нами линии проходят через этот светофильтр), то мы получим $\Phi_N(n) = 0.204 \pm 0.009$.

Таким образом, по распределениям эффективных длин волн светофильтров (U, B, V) и по распределениям эмиссионных линий CIII, CIV, Ly α и линии поглощения OVI получаем величину, близкую к периодичности в формуле Карлсона [1,2]: $\Delta \ln (1 + z) = 0.206$.

Теперь обратимся к эмиссионной линии MgII (2798A). Нетрудно видеть, что логарифм отношения длины волны MgII к следующей длине волны CIII (1909A) равен 0.383, который почти в два раза (2×0.192) превосходит среднее значение полученной нами величины 0.206. Это означает, что и для эмиссионной линии MgII сохраняется обнаруженная нами закономерность.

Все вышеприведенные данные указывают на то, что полученное Карлсоном [1,2] соотношение $\Delta \ln (1 + z) = 0.206$ было предопределено использованием фотометрической системы (U, B, V, R) и существованием в спектрах квазаров сильных линий MgII, CIII, CIV, Ly α и OVI. Очевидно, что на основе обнаружен-

ной закономерности нельзя сделать какие-либо выводы космологического характера.

3. *Обсуждение результатов.* Тот факт, что вычисленные по формулам (1) и (2) средние параметры $\Phi_N(n)$ и $E_N(n)$ отличаются на величину 0.003 и они почти совпадают с периодичностью Карлсона [1,2], дает серьезные основания сделать следующие выводы.

1. Если бы квазары имели бы лишь одну сильную эмиссионную линию, то и в этом случае мы наблюдали бы дискретизацию значений красных смещений квазаров из-за прохождения этой линии по очереди через максимумы пропускания светофильтров (U, B, V, R).

2. С другой стороны, если бы наблюдения велись только одним светофильтром, то вследствие различных красных смещений квазаров, линии которых по очереди проходят через максимум пропускания данного светофильтра, мы снова обнаружили бы дискретизацию значений красных смещений квазаров.

3. Из-за небольших расхождений между вычисленными параметрами $\Phi_N(n)$, $E_N(n)$ следовало бы ожидать периодичность в дискретных распределениях красных смещений квазаров, которая, конечно, никакого отношения не имеет к действительному их пространственному распределению.

4. Обнаруженный Арпом и другими [8] разброс величины $\Delta \ln(1+z)$ от значения 0.206 для отдельных скоплений галактик, различных типов галактик или в отдельных направлениях Вселенной вполне ожидаем, так как, согласно данным табл.1 и 2, эффект наблюдательной селекции может быть обусловлен как отдельными линиями, так и светофильтрами.

Работа Арпа и других [8] сыграла роль катализатора для правильного понимания реально существующего положения вещей.

4. *Заключение.* Периодическое соотношение Карлсона [1,2]: $\Delta \ln(1+z) = 0.206$, полученное для красных смещений квазаров, полностью обусловлено наблюдательной селекцией и предопределено удивительным совпадением значений отношений эффективных длин волн светофильтров (U, B, V, R) и длин волн сильных линий MgII, CIII, CIV, Ly α , OVI.

В заключение выражаю благодарность Л.В.Мирзояну за постоянный интерес и моральную поддержку при выполнении настоящей работы и Г.А.Арутюняну за ценные советы.

ON EXPLANATION OF THE DISCRETIZATION
OF REDSHIFTS OF QUASARS

R.A.VARDANIAN

It is shown that relationship $\Delta \ln (1 + z) = 0.206$ suggested for presenting of discretization of redshifts of quasars is conditioned by the observational selection. It is predetermined by the using of relations of the effective wavelengths of the photometric system UBV $\bar{R}$ and also by the relations of the wavelengths of emission lines MgII, CIII, CIV, Ly α and absorption line OVI [1035A] of the quasars.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.G.Karlsson, Nature, Phys. Sci., 245, 68, 1973.
2. K.G.Karlsson, Astron. Astrophys., 58, 237, 1977.
3. Е.А.Корицкая, Б.В.Комберг, Астрон. ж., 47, 43, 1970.
4. D.Basu, Astrophys. Lett., 16, 53, 1975.
5. S.Depaguit, J.C.Pecker, J.P.Vigier, Astron. Nachr., 306, 7, 1985.
6. D.Basu, The Observatory, 94, 61, 1974.
7. D.Basu, Astron. J., 91, 226, 1986.
8. H.Arp, H.G.Bl, Y.Chu, X.Chu, Astron. Astrophys., 239, 33, 1990.
9. Р.А.Вардanian, Астрофизика, 34, 41, 1991.
10. Л.В.Мирзоян, Р.А.Вардanian, Астрофизика, 35, 211, 1991.
11. D.Scott, Astron. Astrophys., 242, 1, 1991.
12. D.Scott, The Space Distribution of Quasars, ASP Conference Series, Vol. 21, 264, 1991.
13. W.I.Newman, M.P.Hynes, E.Y.Terzian, NIAC, 312, 1, 1993.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 37, 1994 год

<i>Абрамян Г.В., Амбарян В.В., Гигоян К.С.</i> Исследование звезд поздних спектральных классов обзора FBS.I. Звезды спектральных классов M	73
<i>Абрамян Г.В., Гигоян К.С.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. V. Полоса $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$.	585
<i>Абрамян Г.В., Микаелян А.М.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. VII. Полоса $+61^{\circ} \leq \delta \leq +65^{\circ}$.	43
<i>Абрамян Г.В., Микаелян А.М.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. VIII. Полоса $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$.	197
<i>Абрамян Г.В., Микаелян А.М.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. IX. Полоса $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$ и дополнительные объекты предыдущих областей	411
<i>Абрамян М.Г., Кокобелян Х.Г.</i> Легкая подсистема внутри гравитирующего сфероида	601
<i>Айрапетян М.А.</i> (см. Варданян Р.А.)	403
<i>Акопян А.А.</i> Об эволюции астрофизических объектов	83
<i>Амбарян В.В.</i> (см. Абрамян Г.В.)	73
<i>Амбарян В.В.</i> (см. Мирзоян Л.В.)	59
<i>Амбарян В.В.</i> (см. Мирзоян Л.В.)	175
<i>Амбарян В.В.</i> (см. Мирзоян Л.В.)	425
<i>Амбарян В.В.</i> (см. Мирзоян Л.В.)	545
<i>Арутюнян А.Р.</i> (см. Вартамян Ю.И.)	499
<i>Арутюнян Г.Г., Папоян В.В.</i> Гравитационное поле сосредоточенной массы в теории Йордана-Бранса-Дикке	339
<i>Арутюнян Г.Г., Папоян В.В., Первушин В.Н., Шефтель М.Б.</i> Временная задача в тензорно-скалярной теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке	527
<i>Аршикян Т.Г.</i> О распределении пространственных скоростей пульсаров	245

<i>Ахвердян Л.Г.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	577
<i>Балаш Л.Г.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	425
<i>Булестекс Ж.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	175
<i>Варданян Р.А.</i> Определение двойственности у красных переменных звезд высокой светимости	235
<i>Варданян Р.А.</i> Об объяснении дискретизации красных смещений квазаров	683
<i>Варданян Р.А., Айрапетян М.А.</i> Зависимость цвета спиральных галактик Маркаряна от их наклонности	403
<i>Варданян Р.А., Каллоглян А.Т.</i> Статистическое исследование галактик с УФ-избытком по каталогу KISO	647
<i>Виртанян Ю.Л., Арутюнян А.Р., Григорян А.К.</i> Странная кварковая материя и модели странных звезд	499
<i>Виньято А.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	13
<i>Волков Е.</i> (см. <i>Сотникова Н.</i>)	615
<i>Гаген-Торн В.А., Дроздова Н.Н., Яковлева В.А.</i> В, V — фотометрия Mrk 421 (B2 1101+38) в 1982—1991 гг.	285
<i>Гарибджанян А.Т.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	425
<i>Гарибджанян А.Т.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	545
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i>)	73
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i>)	585
<i>Горбацикий В.Г.</i> Об эволюции системы межгалактических облаков	35
<i>Грибинская Т., Забицеровски М.</i> Гипотеза о системе печи в перигалактикон. Являются ли звезды и вселенная старше?	307
<i>Гречев С.И.</i> О нестационарном переносе излучения в спектральной линии в звездных атмосферах	447
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	499
<i>Григорян Л.Ш., Сиарян А.А.</i> Интегральные законы сохранения в БСТТ	167
<i>Григорян Л.Ш.</i> Биметрическая теория гравитации с динамической фоновой метрикой	515
<i>Григорян О.А., Садоян А.А.</i> Численный метод для изучения эволюции сферически-симметрических сверхплотных небесных тел	671
<i>Гюльбудагян А.Л., Оганян Г.Б., Ахвердян Л.Г.</i> О связи радиальных систем темных глобул со звездными ассоциациями	577
<i>Даниелян Э.Х.</i> К теории изотропного рассеяния излучения в плоском слое. О возможности полного аналитического решения проблемы	129
<i>Де Лаверни</i> (см. <i>Маньян С.</i>)	313

<i>Джавахишвили Г.Ш., Салуквадзе Г.Н.</i> Лучевые скорости компонентов кратных звездных систем типа Трапеции II	591
<i>Дзигвашвили Р.М.</i> (см. <i>Малисидзе Г.А.</i>)	631
<i>Дроздова Н.Н.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i>)	285
<i>Жоржелан И.М.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	175
<i>Забиевски М.</i> Необходимость измерений высокой точности фундаментальных постоянных	363
<i>Забиевски М.</i> (см. <i>Грабинска Т.</i>)	307
<i>Иванов М.А., Липовецкий С.С., Секерджицкий В.С.</i> К вопросу об энергетических характеристиках релятивистского Ферми-газа в магнитном поле	161
<i>Иванова Н.Л.</i> Спектрофотометрическое исследование SU Возничего	229
<i>Казарян М.А.</i> Спектрофотометрическое исследование галактик с УФ избытком	371
<i>Казарян М.А.</i> О переменности спектра одной галактики типа Сейферта	595
<i>Казарян М.А., Рафанелли П., Тамазян В.С., Туратто М.</i> Новые данные о переменности спектра КАЗ 163	5
<i>Каллоглян А.Т.</i> Двойные галактики в скоплениях галактик	393
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Варданян Р.А.</i>)	647
<i>Каллоглян А.Т., Нанни Д., Никогосян Е.Г., Виньято А.</i> Скопление галактик A98	13
<i>Кандалян Р.А.</i> Некоторые свойства ИК-радиосвязи ярких инфракрасных галактик	383
<i>Келемен Дж.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	425
<i>Кокобелян Х.Г.</i> (см. <i>Абрамян М.Г.</i>)	601
<i>Колесов А.К., Соболев В.В.</i> Непрерывные спектры сверхновых звезд в первый период вспышки	433
<i>Кун М.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	425
<i>Лавал А.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	175
<i>Ле Коарер Е.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	175
<i>Липовецкий С.С.</i> (см. <i>Иванов М.А.</i>)	161
<i>Магтесян А.П., Мовсисян В.Г.</i> Сегрегация галактик разных морфологических типов в группах	301
<i>Малисидзе Г.А., Дзигвашвили Р.М.</i> Об орбитах шаровых скоплений звезд в галактике	631
<i>Малков О.Ю.</i> Локальная скрытая масса	471
<i>Маньян С., де Лаверни Р.</i> Простая задача переноса излучения многоуровневыми атомами	313
<i>Марселан М.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	175

<i>Меликян Н.Д.</i> Новые H_{α} -эмиссионные объекты в области Цефея	219
<i>Меликян Н.Д.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	425
<i>Меликян Н.Д., Цветков М.К., Саркисян Р.А.</i> Одновременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения звезды EV Lac	569
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i>)	197
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i>)	43
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i>)	411
<i>Мирзоян Л.В., Амбарян В.В.</i> Подсистемы вспыхивающих звезд разного возраста в Орионе и Плеядах	59
<i>Мирзоян А.Л.</i> (см. <i>Мирзоян Л.В.</i>)	175
<i>Мирзоян Л.В., Амбарян В.В., Гарибджанян А.Т.</i> Спектральные наблюдения красных карликов II. Новые наблюдения вспыхивающих звезд области скопления Плеяды	545
<i>Мирзоян Л.В., Балаш Л.Г., Фронтон А., Гарибджанян А.Т., Амбарян В.В., Кун М., Келемен Дж., Меликян Н.Д.</i> Спектроскопическое исследование H_{α} -эмиссионных объектов в IC 1396	425
<i>Мирзоян Л.В., Булестекс Ж., Амбарян В.В., Марселан М., Мирзоян А.Л., Жоржелан И.М., Ле Коирер Е., Ливал А.</i> Фабри-Перо H_{α} -интерферометрические наблюдения некоторых III-областей. I. Sh2-152 и Sh2-153	175
<i>Мовсисян В.Г.</i> (см. <i>Магтесян А.П.</i>)	301
<i>Нагирнер Д.И.</i> Перенос излучения в цилиндре. I. Резольвента основного интегрального уравнения	111
<i>Нагирнер Д.И.</i> Перенос излучения в цилиндре. II. Частные задачи. Асимптотики	655
<i>Нанни Д.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	13
<i>Нацвалишвили Р.Ш.</i> О переменности TZ Ориона	367
<i>Никогосян А.Г.</i> К задаче об образовании эмиссионных линий квазаров черенковским механизмом	455
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Каллоглян А.Т.</i>)	13
<i>Оганесян Дж.Б.</i> Об остечении вещества у HD 46300 A-сверхгиганта класса светимости Ib	555
<i>Оганян Г.Б.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	577
<i>Папоян В.В.</i> (см. <i>Арутюнян Г.Г.</i>)	339
<i>Папоян В.В.</i> (см. <i>Арутюнян Г.Г.</i>)	527
<i>Первушин В.Н.</i> (см. <i>Арутюнян Г.Г.</i>)	527
<i>Рафанелли П.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	5
<i>Саакян Г.С.</i> Электрическое поле в радиационном канале пульсара	97

<i>Саакян Г.С., Чубарян Э.В.</i> К проблеме радиоизлучения пульсаров	255
<i>Саарян А.А.</i> Биметрическая формулировка скалярно-тензорных теорий гравитации и законы сохранения	147
<i>Саарян А.А.</i> (см. Григорян Л.Ш.)	167
<i>Саарян А.А.</i> Точные решения плоской космологической модели БСТТ	351
<i>Саарян А.А.</i> Плоская космологическая модель в БСТТ: Подход, основанный на качественной теории динамических систем	481
<i>Саванов И.С.</i> О возможном присутствии магнитных полей и содержании железа в атмосферах "Металлических" Аш — звезд	187
<i>Садоян А.А.</i> (см. Григорян О.А.)	671
<i>Салуквадзе Г.Н.</i> (см. Джвахишвили Г.Ш.)	591
<i>Саркисян Р.А.</i> (см. Меликян Н.Д.)	569
<i>Секерджицкий В.С.</i> (см. Иванов М.А.)	161
<i>Соболев В.В.</i> (см. Колесов А.К.)	433
<i>Соколов Н.А.</i> Определение эффективных температур В, А и F звезд классов светимости III — V по наклону спектра в Бальмеровском континууме	207
<i>Сотникова Н., Волков Е.</i> Модифицированная модель Оорта ансамбля молекулярных облаков в дисковой галактике	615
<i>Тамазян В.С.</i> (см. Казарян М.А.)	5
<i>Туратто М.</i> (см. Казарян М.А.)	5
<i>Фронто А.</i> (см. Мирзоян Л.В.)	425
<i>Цветков М.К.</i> (см. Меликян Н.Д.)	569
<i>Чубарян Э.В.</i> (см. Саакян Г.С.)	255
<i>Шефтель М.Б.</i> (см. Арутюнян Г.Г.)	527
<i>Яковлева В.А.</i> (см. Гаген-Торн В.А.)	285

INDEX OF AUTHORS

<i>Abrahamian H. V., Gigoyan K.S.</i> The first byurakan spectral sky survey. Late—type stars. V. Zone $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$	585
<i>Abrahamian H. V., Hambarian V. V., Gigoyan K.S.</i> Investigation of late spectral type stars of FBS survey. I. M type stars.	73
<i>Abrahamian M.G., Kokobelian Kh.G.</i> The light subsystem in the gravitating spheroid	601
<i>Abrahamian H. V., Mickaelian A.M.</i> The first byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. VII. Zone $+61^{\circ} \leq \delta \leq +65^{\circ}$.	43
<i>Abrahamian H. V., Mickaelian.</i> The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. VIII. Zone $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$	197
<i>Abrahamian H. V., Mickaelian A.M.</i> The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. IX. Zone $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$ and additional objects of the previous regions	411
<i>Airapetian M.A.</i> (see <i>Vardanian R.A.</i>)	403
<i>Akopyan A.A.</i> On the evolution of astrophysical objects	83
<i>Arshakian T.G.</i> On the distribution of space velocities of pulsars	245
<i>Balazs L.G.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	425
<i>Boulesteix J.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	175
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Sahakian G.S.</i>)	255
<i>Coarer E.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	175
<i>Danielian E.Kh.</i> On the theory of isotropic scattering radiation in the plane slab. On the possibility of complete analytical solution of the problem.	129
<i>De Laverny P.</i> (see <i>Magnan C.</i>)	313
<i>Drozdova N.N.</i> (see <i>Hagen-Thorn V.A.</i>)	285
<i>Dzignvashvili R.M.</i> (see <i>Malasidze G.A.</i>)	631
<i>Fronto A.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	425
<i>Garibjanian A.T.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	425
<i>Garibjanian A.T.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	545
<i>Georgelin Y.M.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	175
<i>Gigoyan K.S.</i> (see <i>Abrahamian H. V.</i>)	73
<i>Gigoyan K.S.</i> (see <i>Abrahamian H. V.</i>)	585
<i>Gorbatsky V.G.</i> On the evolution of the intergalactic clouds system	35
<i>Grabinska T., Zabierowski M.</i> The hypothesis of the Fornax system at perigalacticon. Are the stars and the Universe older?	307

<i>Grachev S.I.</i> On nonstationary radiative transfer in a spectral line in stellar atmospheres	447
<i>Grigoryan A.K.</i> (see <i>Vartanyan Yu.L.</i>)	499
<i>Grigorian H., Sadoyan A.</i> A numerical method for investigation of spherical symmetric superdense body evolution	671
<i>Grigorian L.Sh., Saharian A.A.</i> Integral conservation laws in BSTT	167
<i>Grigorian L.Sh.</i> Bimetric theory of gravitation with dynamical background metric tensor	515
<i>Gyulbudaghian A.L., Ohanian G.B., Hakhverdian L.G.</i> About the connection of the systems of dark globules with the stellars associations	577
<i>Hagen-Thorn V.A., Drozdova N.N., Yakovleva V.A.</i> B, V-photometry of Mrk 421 (B2 1101+38) during 1982—1991	285
<i>Hakhverdian L.G.</i> (see <i>Gyulbudaghian A.L.</i>)	577
<i>Hambarian V.V.</i> (see <i>Abrahamian H.V.</i>)	73
<i>Hambarian V.V.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	59
<i>Hambarian V.V.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	175
<i>Hambarian V.V.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	425
<i>Hambarian V.V.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	545
<i>Harutyunyan A.R.</i> (see <i>Vartanyan Yu.L.</i>)	499
<i>Haroutyunian G., Papoyan V.</i> Gravitational field of the isolated mass in Yordan-Brans-Dicke theory	339
<i>Haroutyunian G., Papoyan V., Pervushin V., Scheftel M.</i> Time-depended problem in Jordan-Brans-Dicke tensor-scalar theory of gravity	527
<i>Ivanov M.A., Lipovetski S.S., Sekerjitski V.S.</i> On the problem of energetic characteristics of relativistic Fermi-gas in magnetic field	161
<i>Ivanova N.L.</i> Spectrophotometric investigation of SU Aurigae	229
<i>Javakhishvily G.Sh., Salukvadze G.N.</i> Radial velocities of the components of Trapezium type multiple stellar systems. II.	591
<i>Kalloghlian A.T.</i> Double galaxies in clusters of galaxies	393
<i>Kalloghlian A.T.</i> (see <i>Vardanian R.A.</i>)	647
<i>Kalloghlian A.T., Nanni D., Nikoghossian E.H., Vignato A.</i> Galaxy cluster Abell 98	13
<i>Kandalian R.A.</i> Some properties of the IR-radio relationship of luminous infrared galaxies	383
<i>Kazarian M.A.</i> Spectrophotometry of the galaxies with UV excess	371
<i>Kazarian M.A.</i> On the variability of the spectrum of one seyfert type Galaxy	595
<i>Kazarian M.A., Rafanelli P., Tamazian V.S., Turatto M.</i> New data on spectral variability of Kaz 163	5
<i>Kelemen J.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	425

<i>Kokobelian Kh.G.</i> (see <i>Abrahamian M.G.</i>)	601
<i>Kolesov A.K., Sobolev V.V.</i> Supernova continuous spectra at the first times after the explosion	433
<i>Kun M.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	425
<i>Laval A.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	175
<i>Lipovetski S.S.</i> (see <i>Ivanov M.A.</i>)	161
<i>Magnan C., De Laverny P.</i> A simple problem of radiative transfer by multilevel atoms	313
<i>Mahtessian A.P., Movsessian V.H.</i> Segregation of galaxies of different morphological types within groups of galaxies	301
<i>Malasidze G.A., Dzigvashvili R.M.</i> On the orbits of the globular star clusters in the Galaxy	631
<i>Malkov O.Yu.</i> Local missing mass	471
<i>Marcelin M.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	175
<i>Melikian N.D.</i> New H_{α} - Emission Stars in the Cep Region	219
<i>Melikian N.D.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	425
<i>Melikian N.D., Tsvetkov M.K., Sarkissian R.H.</i> Simultaneous photoelectric and spectral observations of EY Lac	569
<i>Mickaelian A.M.</i> (see <i>Abrahamian H.V.</i>)	43
<i>Mickaelian A.M.</i> (see <i>Abrahamian H.V.</i>)	197
<i>Mickaelian A.M.</i> (see <i>Abrahamian H.V.</i>)	411
<i>Mirzoyan A.L.</i> (see <i>Mirzoyan L.V.</i>)	175
<i>Mirzoyan L.V., Balazs L.G., Fronto A., Garibjanian A.T., Hambarian V.V., Kun M., Kelemen J., Melikian N.D.</i> Spectroscopic study of H_{α} —emission objects in IC 139	425
<i>Mirzoyan L.V., Boulesteix J., Hambarian V.V., Marcelin M., Mirzoyan A.L., Georgelin Y.M., Coarer E.Le, Laval A.</i> Fabry-Perot H_{α} — Interferometric observations of some HII — regions.1. SH2-152 and SH2-153	175
<i>Mirzoyan L.V., Hambarian V.V., Garibjanian A.T.</i> Spectral observations of red dwarfs II new observations of flare stars in the Pleiades region	545
<i>Mirzoyan L.V., Hambarian V.V.</i> Flare Star Subsystems of Different Ages in Orion and Pleiades	59
<i>Movsessian V.H.</i> (see <i>Mahtessian A.P.</i>)	301
<i>Nagirner D.I.</i> Radiative transfer in a cylinder. I. The resolvent of the basic integral equation	111
<i>Nagirner D.I.</i> Radiative transfer in a cylinder. II. Special problems. Asymptotics	655

<i>Nanni D.</i> (see <i>Kalloghlian A.T.</i>)	13
<i>Natsylshvili R.Sh.</i> On the Variability of TZ Orion	367
<i>Nikoghossian A.G.</i> On the problem of quasars emission lines formation by Cherenkov mechanism	455
<i>Nikoghossian E.H.</i> (see <i>Kalloghlian A.T.</i>)	13
<i>Ohanesyan J.B.</i> On the mass loss from HD46300 A-supergiant of the Ib luminosity class.	555
<i>Ohanian G.B.</i> (see <i>Gyulbudaghian A.L.</i>)	577
<i>Papoyan V.</i> (see <i>Haroutyunian G.</i>)	339
<i>Papoyan V.</i> (see <i>Haroutyunian G.</i>)	527
<i>Pervushin V.</i> (see <i>Haroutyunian G.</i>)	527
<i>Rafanelli P.</i> (see <i>Kazarian M.A.</i>)	5
<i>Sadoyan A.</i> (see <i>Grigorian H.</i>)	671
<i>Sahakian G.S.</i> The Electrical field in Pulsar's radiation canal	97
<i>Sahakian G.S., Chubarian E.V.</i> On the problem of radoradiation of pulsars	255
<i>Saharian A.A.</i> (see <i>Grigorian L.Sh.</i>)	167
<i>Saharian A.A.</i> Bimetric formulation of scalar-tensor theories of gravitation and conservation laws	147
<i>Saharian A.A.</i> Exact solution of the flat cosmological model in BSTT	351
<i>Saharian A.A.</i> Flat cosmological model in BSTT: a dynamical system approach	481
<i>Salukvadze G.N.</i> (see <i>Javakhtishvili G.Sh.</i>)	591
<i>Sarkissian R.H.</i> (see <i>Melikian N.D.</i>)	569
<i>Savanov I.S.</i> On the possible existence of magnetic fields and Iron abundances in the atmospheres of "metallic" Am- stars.	187
<i>Scheftel M.</i> (see <i>Haroutyunian G.</i>)	527
<i>Sekerjitski V.S.</i> (see <i>Ivanov M.A.</i>)	161
<i>Sobolev V.V.</i> (see <i>Kolesov A.K.</i>)	433
<i>Sokolov N.A.</i> Determination of the effective temperatures of B, A and F-type stars of the luminosity classes III — V from the slope of the spectra in the Balmer continuum	207
<i>Sotnikova N., Volkov E.</i> Modified Oort model for the molecular clouds ensemble in disk galaxy	615
<i>Tamazian V.S.</i> (see <i>Kazarian M.A.</i>)	5
<i>Turatto M.</i> (see <i>Kazarian M.A.</i>)	5
<i>Tsvetkov M.K.</i> (see <i>Melikian N.D.</i>)	569
<i>Vardanian R.A.</i> Determination of the doubleclivity of high luminosity red variable stars	235
<i>Vardanian R.A., Airapetian M.A.</i> The dependence of colour of Markarian spiral galaxies on their space orientation	403

INDEX OF AUTHORS

699

<i>Vardanian R.A.</i> On explanaton of the discretization of redshifts of quasars	683
<i>Vardanian R.A., Kalloghlian A.T.</i> An statistical investigation of galaxies with UV-excess according to KISO Catalog	647
<i>Vartanyan Yu.L., Harutyunyan A.R., Grigoryan A.K.</i> Strange quark matter and strange stars models	499
<i>Vignato A.</i> (see <i>Kalloghlian A.T.</i>)	13
<i>Volkov E.</i> (see <i>Sotnikova N.</i>)	615
<i>Yakovleva V.A.</i> (see <i>Hagen-Thorn V.A.</i>)	285
<i>Zabierowski M.</i> (see <i>Grabinska T.</i>)	307
<i>Zabierowski M.</i> The needness of the high precision measurements in the fundamental constants Branch	363

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 1

Новые данные о переменности спектра КАЗ 163	
<i>М.А.Казарян, П.Рафанелли, В.С.Тамазян, М.Туратто</i>	5
Скопление галактик А98	
<i>А.Т.Каллоглян, Д.Нанни, Е.Г.Никогосян, А.Виньято</i>	13
Об эволюции системы межгалактических облаков	
<i>В.Г.Горбацкий</i>	35
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные .	
объекты. VII. Полоса $+61^{\circ} \leq \delta \leq +65^{\circ}$.	
<i>Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян</i>	43
Подсистемы вспыхивающих звезд разного возраста в Орионе и Плеядах	
<i>Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян</i>	59
Исследование звезд поздних спектральных классов обзора FBS.I.	
Звезды спектральных классов М	
<i>Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян</i>	73
Об эволюции астрофизических объектов	
<i>А.А.Акопян</i>	83
Электрическое поле в радиационном канале пульсара	
<i>Г.С.Саакян</i>	97
Перенос излучения в цилиндре. I. Резольвента основного интегрального уравнения	
<i>Д.И.Нагирнер</i>	111
К теории изотропного рассеяния излучения в плоском слое. О возможности полного аналитического решения проблемы	
<i>Э.Х.Даниелян</i>	129
Биметрическая формулировка скалярно-тензорных теорий гравитации и законы сохранения	
<i>А.А.Саарян</i>	147
К вопросу об энергетических характеристиках релятивистского Ферми-газа в магнитном поле	
<i>М.А.Иванов, С.С.Липовецкий, В.С.Секерджицкий</i>	161
Интегральные законы сохранения в БСТТ	
<i>Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян</i>	167

Выпуск 2

Фабри-Перо H_{α} -интерферометрические наблюдения некоторых HII-областей. I. Sh2-152 И Sh2-153 <i>Л.В.Мирзоян, Ж.Булестекс, В.В.Амбарян, М.Марселан, А.Л.Мирзоян, И.М.Жоржелан, Е. Ле Коарер, А. Лавал</i>	175
О возможном присутствии магнитных полей и содержании железа в атмосферах "Металлических" Ам-звезд <i>И.С.Саванов</i>	187
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. VIII. Полоса $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ <i>Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян</i>	197
Определение эффективных температур В, А И F звезд классов светимос- ти III — V по наклону спектра в Бальмеровском континууме <i>Н.А.Соколов</i>	207
Новые H_{α} — эмиссионные объекты в области Цефея <i>Н.Д.Меликян</i>	219
Спектрофотометрическое исследование SU Возничего <i>Н.Л.Иванова</i>	229
Определение двойственности у красных переменных звезд высокой светимости <i>Р.А.Варданян</i>	235
О распределении пространственных скоростей пульсаров <i>Т.Г.Аршакаян</i>	245
К проблеме радиоизлучения пульсаров <i>Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян</i>	255
В, V — фотометрия Mrk 421 (B2 1101+38) в 1982—1991 гг. <i>В.А.Гаген-Торн, Н.Н.Дроздова, В.А.Яковлева</i>	285
Сегрегация галактик разных морфологических типов в группах <i>А.П.Магтесян, В.Г.Мовсисян</i>	301
Гипотеза о системе печи в перигалактикон. Являются ли звезды и все- ленная старше? <i>Т.Грабинска, М.Забиевски</i>	307
Простая задача переноса излучения многоуровневыми атомами <i>С.Маньян, Р. де Лаверни</i>	313
Гравитационное поле сосредоточенной массы в теории Йордана-Бранса- Диккес <i>Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян</i>	339
Точные решения плоской космологической модели БСТТ <i>А.А.Саарян</i>	351
Необходимость измерений высокой точности фундаментальных постоянных <i>М.Забиевский</i>	363
Краткие сообщения О Переменности TZ Ориона <i>Р.Ш.Нацвалишвили</i>	367

Выпуск 3

Спектрофотометрическое исследование галактик с УФ-избытком	<i>М.А.Казарян</i>	371
Некоторые свойства ИК-радио связи ярких инфракрасных галактик	<i>Р.А.Кандалян</i>	383
Двойные галактики в скоплениях галактик	<i>А.Т.Каллоглян</i>	393
Зависимость цвета спиральных галактик Маркаряна от их наклонности	<i>Р.А.Варданян, М.А.Айрапетян</i>	403
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. IX. Полоса $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$ и дополнительные объекты предыдущих областей	<i>Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян</i>	411
Спектроскопическое исследование H_{α} -эмиссионных объектов в IC 1396	<i>Л.В.Мирзоян, Л.Г.Балаш, А.Фронтто, А.Т.Гарибджанян, В.В.Амбарян, М.Кун, Дж.Келемен, Н.Д.Меликян</i>	425
Непрерывные спектры сверхновых звезд в первый период вспышки	<i>А.К.Колесов, В.В.Соболев</i>	433
О нестационарном переносе излучения в спектральной линии в звездных атмосферах	<i>С.И.Грачев</i>	447
К задаче об образовании эмиссионных линий квазаров Черенковским механизмом	<i>А.Г.Никогосян</i>	455
Локальная скрытая масса	<i>О.Ю.Малков</i>	471
Плоская космологическая модель в БСТТ: Подход, основанный на качественной теории динамических систем	<i>А.А.Саарян</i>	481
Странная кварковая материя и модели странных звезд	<i>Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян</i>	499
Биметрическая теория гравитации с динамической фоновой метрикой	<i>Л.Ш.Григорян</i>	515
Временная задача в тензорно-скалярной теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке	<i>Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян, В.Н.Первушин, М.Б.Шефтель</i>	527

Выпуск 4

Спектральные наблюдения красных карликов II. Новые наблюдения вспыхивающих звезд области скопления Плеяды	<i>Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян</i>	545
Об остечении вещества у HD 46300 A—сверхгиганта класса светимости Ib	<i>Дж.Б.Оганесян</i>	555
Одновременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения звезды EV Lac	<i>Н.Д.Меликян, М.К.Цветков, Р.А.Саркисян</i>	569
О связи радиальных систем темных глобул со звездными ассоциациями	<i>А.Л.Гюльбудагян, Г.Б.Оганян, Л.Г.Ахвердян</i>	577
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. V. Полоса $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$.	<i>Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян</i>	585
Лучевые скорости компонентов кратных звездных систем типа Трапеции II	<i>Г.Ш.Джавахишвили, Г.Н.Салуквадзе</i>	591
О переменности спектра одной галактики типа Сейферта	<i>М.А.Казарян</i>	595
Легкая подсистема внутри гравитирующего сфероида	<i>М.Г.Абрамян, Х.Г.Кокобелян</i>	601
Модифицированная модель Оорта ансамбля молекулярных облаков в дисковой галактике	<i>Н.Сотникова, Е.Волков</i>	615
Об орбитах шаровых скоплений звезд в галактике	<i>Г.А.Маласидзе, Р.М.Дзигваццвили</i>	631
Статистическое исследование галактик с УФ—избытком по каталогу KISO	<i>Р.А.Варданян, А.Т.Каллоглян</i>	647
Перенос излучения в цилиндре. II. Частные задачи. Асимптотики	<i>Д.И.Нагирнер</i>	655
Численный метод для изучения эволюции сферически-симметрических сверхплотных небесных тел	<i>О.А.Григорян, А.А.Садоян</i>	671
Об объяснении дискретизации красных смещений квазаров	<i>Р.А.Варданян</i>	683

CONTENTS

Number 1

New data on spectral variability of Kaz 163	
<i>M.A.Kazarian, P.Rafanelli, V.S.Tamazian, M.Turatto</i>	5
Galaxy cluster Abell 98	
<i>A.T.Kalloghlian, D.Nanni, E.H.Nikoghossian, A.Vignato</i>	13
On the evolution of the intergalactic clouds system	
<i>V.G.Gorbatsky</i>	35
The first byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. VII. Zone $+61^{\circ} \leq \delta \leq +65^{\circ}$.	
<i>H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian</i>	43
Flare Star Subsystems of Different Ages in Orion and Pleiades	
<i>L.V.Mirzoyan, V.V.Hambarian</i>	59
Investigation of late spectral type stars of FBS survey. I. M type stars.	
<i>H.V.Abrahamian, V.V.Hambarian, K.S.Gigoyan</i>	73
On the evolution of astrophysical objects	
<i>A.A.Akopyan</i>	83
The Electrical field in Pulsar's radiation canal	
<i>G.S.Sahakian</i>	97
Radiative transfer in a cylinder. I. The resolvent of the basic integral equation	
<i>D.I.Nagirner</i>	111
On the theory of isotropic scattering radiation in the plane slab. On the possibility of complete analytical solution of the problem.	
<i>E.KH.Danielian</i>	129
Bimetric formulation of scalar-tensor theories of gravitation and conservation laws	
<i>A.A.Saharian</i>	147
On the problem of energetic characteristics of relativistic Fermi-gas in magnetic field	
<i>M.A.Ivanov, S.S.Lipovetski, V.S.Sekerjitski</i>	161
Integral conservation laws in BSTT	
<i>L.SH.Grigorian, A.A.Saharian</i>	167

Number 2

Fabry-Perot H_{α} — Interferometric observations of some HII — regions.1. SH2-152 and SH2-153 <i>L.V.Mirzoyan, J.Boulesteix, V.V.Hambarian, M.Marcelin, A.L.Mirzoyan, Y.M.Georgelin, E. Le Coarer, A. Laval</i>	175
On the possible existence of magnetic fields and Iron abundances in the atmospheres of "metallic" Am- stars. <i>I.S.Savanov</i>	187
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. VIII. Zone $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ <i>H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian</i>	197
Determination of the effective temperatures of B, A and F-type stars of the luminosity classes III — V from the slope of the spectra in the Balmer continuum <i>N.A.Sokolov</i>	207
New H_{α} — Emission Stars in the Cep Region <i>N.D.Melikian</i>	219
Spectrophotometric investigation of SU Aurigae <i>N.L.Ivanova</i>	229
Determination of the doubleclarity of high luminosity red variable stars <i>R.A.Vardanian</i>	235
On the distribution of space velocities of pulsars <i>T.G.Arshakian</i>	245
On the problem of radoradiation of pulsars <i>G.S.Sahakian, E.V.Chubarian</i>	255
B, V photometry of Mrk 421 (B2 1101+38) during 1982—1991 <i>V.A.Hagen-Thorn, N.N.Drozdova, V.A.Yakovleva</i>	285
Segregation of galaxies of different morphological types within groups of galaxies <i>A.P.Mahtessian, V.H.Movsessian</i>	301
The hypothesis of the Fornax system at perigalacticon. Are the stars and the Universe older? <i>T. Grabinska, M. Zabierowski</i>	307
A simple problem of radiative transfer by multilevel atoms <i>C. Magnan, P. de Laverny</i>	313
Gravitational field of the isolated mass in Yordan-Brans-Dicke theory <i>G.Haroutyunian, V.Papoyan</i>	339
Exact solution of the flat cosmological model in BSTT <i>A.A.Saharian</i>	351
The needness of the high precision measurements in the fundamental constants Branch <i>M.Zabierowski</i>	363
Notes	
On the Variability of TZ Orion <i>R.Sh.Natsvlishvili</i>	367

Number 3

Spectrophotometry of the galaxies with UV excess	<i>M.A.Kazarian</i>	371
Some properties of the IR-radio relationship of luminous infrared galaxies	<i>R.A.Kandalian</i>	383
Double galaxies in clusters of galaxies	<i>A.T.Kalloghlian</i>	393
The dependence of colour of Markarian spiral galaxies on their space orientation	<i>R.A.Vardanian, M.A.Airapetian</i>	403
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. IX. Zone $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$ and additional objects of the previous regions	<i>H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian</i>	411
Spectroscopic study of H_{α} —emission objects in IC 139	<i>L.V.Mirzoyan, L.G.Balazs, A.Fronto, A.T.Garibjanian, V.V.Hambarian, M.Kun, J.Kelemen, N.D.Melikian</i>	425
Supernova continuous spectra at the first times after the explosion	<i>A.K.Kolesov, V.V.Sobolev</i>	433
On nonstationary radiative transfer in a spectral line in stellar atmospheres	<i>S.I.Grachev</i>	447
On the problem of quasars emission lines formation by Cherenkov mechanism	<i>A.G.Nikoghossian</i>	455
Local missing mass	<i>O.Yu.Malkov</i>	471
Flat cosmological model in BSTT: a dynamical system approach	<i>A.A.Saharian</i>	481
Strange quark matter and strange stars models	<i>Yu.L.Vartanyan, A.R.Harutyunyan, A.K.Grigoryan</i>	499
Bimetric theory of gravitation with dynamical background metric tensor	<i>L.Sh.Grigorian</i>	515
Time-depended problem in Jordan-Brans-Dicke tensor-scalar theory of gravity	<i>G.Haroutyunian, V.Papoyan, V.Pervushin, M.Scheftel</i>	527

Number 4

Spectral observations of red dwarfs II new observations of flare stars in the Pleiades region	<i>L.V.Mirzoyan, V.V.Hambarian, A.T.Garibjanian</i>	545
On the mass loss from HD46300 A—supergiant of the Ib luminosity class.	<i>J.B.Ohanesyan</i>	555
Simultaneous photoelectric and spectral observations of EY Lac	<i>N.D.Melikian, M.K.Tsvetkov, R.H.Sarkissian</i>	569
About the connexion of the systems of dark globules with the stellar associations	<i>A.L.Gyulbudaghian, G.B.Ohanian, L.G.Hakhverdian</i>	577
The first byurakan spectral sky survey. Late—type stars. V. $\text{Zone } +65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$	<i>H.V.Abrahamian, K.S.Gigoian</i>	585
Radial velocities of the components of Trapezium type multiple stellar systems. II.	<i>G.Sh.Javakhishvily, G.N.Salukvadze</i>	591
On the variability of the spectrum of one seyfert type Galaxy	<i>M.A.Kazarian</i>	595
The light subsystem in the gravitating spheroid	<i>M.G.Abramian, KH.G.Kokobelian</i>	601
Modified Oort model for the molecular clouds ensemble in disk galaxy	<i>N.Sotnikova, E.Volkov</i>	615
On the orbits of the globular star clusters in the Galaxy	<i>G.A.Malasidze, R.M.Dzighvashvili</i>	631
An statistical investigation of galaxies with UV—excess according to KISO Catalog	<i>R.A.Vardanian, A.T.Kalloghlian</i>	647
Radiative transfer in a cylinder. II. Special problems. Asymptotics	<i>D.I.Nagirner</i>	655
A numerical method for investigation of spherical symmetric superdense body evolution	<i>H.Grigorian, A.Sadoyan</i>	671
On explanaton of the discretization of redshifts of quasars	<i>R.A.Vardanian</i>	683

CONTENTS

Spectral observations of red dwarfs II new observations of flare stars in the Pleiades region	<i>L.V.Mirzoyan, V.V.Hambarian, A.T.Garibjanian</i>	545
On the mass loss from HD46300 A-supergiant of the Ib luminosity class.	<i>J.B.Ohanesyan</i>	555
Simultaneous photoelectric and spectral observations of EY Lac	<i>N.D.Melikian, M.K.Tsvetkov, R.H.Sarkissian</i>	569
About the connexion of the systems of dark globules with the stellars associations	<i>A.L.Gyulbudaghian, G.B.Ohanian, L.G.Hakhverdian</i>	577
The first byurakan spectral sky survey. Late—type stars.V. Zone $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$	<i>H.V.Abrahamian, K.S.Gigoian</i>	585
Radial velocities of the components of Trapezium type multiple stellar systems. II.	<i>G.Sh.Javakhishvily, G.N.Salukvadze</i>	591
On the variability of the spectrum of one seyfert type Galazy	<i>M.A.Kazarian</i>	595
The light subsystem in the gravitating spheroid	<i>M.G.Abramian, KH.G.Kokobelian</i>	601
Modified Oort model for the molecular clouds ensemble in disk galaxy	<i>N.Sotnikova, E.Volkov</i>	615
On the orbits of the globular star clusters in the Galaxy	<i>G.A.Malasidze, R.M.Dzigvashvili</i>	631
An statistical investigation of galaxies with UV—excess according to KISO Catalog	<i>R.A.Vardanian, A.T.Kalloghlian</i>	647
Radiative transfer in a cylinder. II. Special problems. Asymptotics	<i>D.I.Nagirner</i>	655
A numerical method for investigation of spherical symmetric superdense body evolution	<i>H.Grigorian, A.Sadoyan</i>	671
On explanaton of the discretization of redshifts of quasars	<i>R.A.Vardanian</i>	683

50 gr

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЛЕГКАЯ ПОДСИСТЕМА ВНУТРИ ГРАВИТИРУЮЩЕГО СФЕРОИДА <i>М.Г.Абрамян, Х.Г.Кокобелян</i>	601 ⁴
МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ООРТА АНСАМБЛЯ МОЛЕКУ- ЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В ДИСКОВОЙ ГАЛАКТИКЕ <i>Н.Сотникова, Е.Волков</i>	615
ОБ ОРБИТАХ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД В ГАЛАКТИКЕ <i>Г.А.Маласидзе, Р.М.Дзигвашвили</i>	631
СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ ПО КАТАЛОГУ KISO <i>Р.А.Варданян, А.Т.Каллоглян</i>	647
ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРЕ. II. ЧАСТНЫЕ ЗАДАЧИ. АСИМПТОТИКИ <i>Д.И.Нагирнер</i>	655
ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ СФЕРИЧЕ- СКИ-СИММЕТРИЧЕСКИХ СВЕРХПЛОТНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ <i>О.А.Григорян, А.А.Садоян</i>	671
ОБ ОБЪЯСНЕНИИ ДИСКРЕТИЗАЦИИ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ <i>Р.А.Варданян</i>	683