

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 43

АВГУСТ, 2000

ВЫПУСК 3

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ И СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ
ЗВЕЗД ТИПА UX Ori И РОДСТВЕННЫХ ИМ ОБЪЕКТОВ

В.П.Гринин, А.М.Козлова 329

ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА ЭМИССИОННОЙ
КРАСНОЙ КАРЛИКОВОЙ ЗВЕЗДЕ V 775 HER

И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова 339

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД С
ИНФРАКРАСНЫМ ИЗБЫТКОМ (ЭМИССИЕЙ)

Р.Х. Оганесян, М.А.Ерицян 353

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ
ИСТОЧНИКОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ
СПЕКТРОВ FBS. ЗВЕЗДЫ. IV

К.С.Гигоян, А.М. Микаелян 361

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ТРЕХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М.А. Казарян, Эльма С.Парсамян, Лаура Паррао 369

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.Седракан 377

О ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОННО-
ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ В ОКРЕСТНОСТИ ПУЛЬСАРОВ

М.А.Ахалкаци, Г.З.Мачабели 387

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ОБЛАКЕ
В ЗМЕЕ

А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской 397

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)

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

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Գ.Կարաչենց (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

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

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

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

©. Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2000

УДК: 524.3:520.82

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ И СКОРОСТИ
ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗД ТИПА UX Ori И РОДСТВЕННЫХ
ИМ ОБЪЕКТОВВ.П.ГРИНИН^{1,2}, О.В.КОЗЛОВА¹

Поступила 17 февраля 2000

Выполнен анализ скоростей вращения молодых звезд типа UX Ori и родственных им объектов. Показано, что существует слабо выраженная, но статистически значимая корреляция между $v \sin i$ и амплитудами фотометрической переменности рассматриваемых звезд. Она отражает тот факт, что переменность блеска звезд этого типа определяется в основном изменениями колонковой плотности околозвездной пыли на луче зрения. Последняя в свою очередь зависит от ориентации околозвездных дисков и максимальна в тех случаях, когда диски ориентированы по отношению к наблюдателю с ребра или под небольшим углом к лучу зрения.

1. *Введение.* Переменность блеска является одним из наиболее ярких наблюдательных проявлений молодости звезд. Причины, порождающие ее, могут быть весьма разнообразны. Например, мощные и продолжительные вспышки звезд типа FU Ori объясняют интенсивной аккрецией околозвездного вещества ($\dot{M}_a \approx 10^{-5} - 10^{-6} M_\odot/\text{год}$), при которой светимость аккреционного диска превышает светимость самой звезды [1]. С нестационарной аккрецией газа связывают также и менее мощные вспышечно-подобные события, наблюдаемые у звезд типа Т Тельца. Источниками дополнительного излучения в этом случае являются горячие пятна, образующиеся в местах контакта падающего газа с поверхностью звезды [2,3].

Другой причиной переменности блеска молодых звезд является переменная околозвездная экстинкция. По данным Строма и др. [4] около 70% молодых звезд окружены пылевыми дисками. В процессе эволюции околозвездного вещества, роста планетозималей и формирования протопланет распределение околозвездного вещества становится все более неоднородным. В результате мгновенное значение колонковой плотности пыли на луче зрения может быстро меняться со временем. По этой причине данный тип переменности в той или иной мере характерен, по-видимому, для многих молодых звезд, окруженных газопылевыми дисками.

В наиболее отчетливой форме он наблюдается у звезд типа UX Ori, известных также в астрофизической литературе как звезды с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска. Большую часть этого подкласса молодых

звезд составляют звезды промежуточных масс Ae/Be Хербига, причем в основном спектральных классов A [5,6]. Спорадические минимумы блеска этих звезд, достигающие 2-3 звездных величин, обусловлены поглощением излучения звезд околозвездными пылевыми облаками, пересекающими время от времени луч зрения. В эти моменты наблюдается рост линейной поляризации, обусловленный тем обстоятельством, что по мере ослабления прямого излучения звезды увеличивается вклад излучения, рассеянного околозвездной пылью [7-9]. Это излучение возникает в значительно большем объеме околозвездного пространства по сравнению с тем, который может быть закрыт от наблюдателя пылевыми облаками. Поэтому при покрытии звезды пылевым облаком интенсивность поляризованного рассеянного излучения остается неизменной или меняется незначительно, тогда как прямое (неполяризованное) излучение звезды ослабляется при прохождении сквозь облако. Ослабления блеска звезд типа UX Ori сопровождаются рядом других интересных явлений, таких, как эффект "поголубения", увеличение эквивалентных ширин эмиссионных линий и изменение их профилей, которые также естественным образом вписываются в модель переменной околозвездной экстинкции [7,10].

В ходе патрульных наблюдений линейной поляризации и блеска звезд типа UX Ori выяснилось, что в глубоких минимумах, когда доминирует рассеянное излучение, его поляризация оказывается весьма высокой, порядка 5-7%. Это означает, что околозвездная пылевая оболочка не только сильно сплюснута, но и "оптимальным" образом ориентирована по отношению к наблюдателю: ребра или под небольшим углом к лучу зрения. На основании этого в [8] было высказано предположение, что фотометрическая активность звезд типа UX Ori тесно связана с их пространственной ориентацией и максимальна в тех случаях, когда угол i между осью симметрии околозвездного диска и лучом зрения близок к $\pi/2$. Это предположение было поддержано результатами статистического анализа профилей линии H_α [11,12]: оказалось, что большая часть двухкомпонентных профилей, расширенных вращением околозвездных газовых оболочек (соосных с пылевыми дисками), наблюдается у фотометрически активных звезд Ae/Be Хербига, тогда как профили типа Р Лебеда, указывающие на истечение вещества, наблюдаются преимущественно у фотометрически спокойных звезд. Поле скоростей такого типа согласуется с современными моделями дисковой аккреции на молодые объекты, согласно которым часть вещества из аккреционного диска ускоряется при взаимодействии с магнитосферой звезды и образует биконический звездный ветер (см. обзор Кирилла [13] и цитированные в нем работы). Недавно Натта и др. [14], проанализировав массы пылевых оболочек звезд Ae Хербига, полученные на основе наблюдений в миллиметровом диапазоне, подтвердили вывод о том, что основным фактором, определяющим уровень активности звезд, является ориентация их пылевых оболочек относительно луча зрения.

Естественно предположить, что оси вращения молодых звезд и окружающих их околозвездных дисков совпадают. Поэтому, если фотометрическая активность звезд зависит от ориентации их околозвездных дисков относительно наблюдателя, то скорости вращения фотометрически активных звезд должны быть в среднем выше, чем у фотометрически спокойных звезд тех же спектральных типов. Такой анализ был недавно выполнен в статьях Грэди и др. [15] и Хербста и Шевченко [16], и его результаты оказались противоречивыми: согласно [15] скорости вращения $\nu \sin i$ звезд Ae/Be Хербига с признаками звездного ветра (т.е. фотометрически малоактивных), действительно, в среднем меньше, чем у фотометрически активных звезд тех же спектральных типов, тогда как в [16] никакой корреляции между амплитудами изменений блеска звезд и скоростями их вращения не обнаружено.

Цель данной статьи состоит в том, чтобы установить причины этих разногласий и выяснить, есть ли на самом деле связь между фотометрической активностью звезд Ae/Be Хербига и скоростями их вращения.

2. *Выбор объектов и анализ данных.* С этой целью мы проанализировали списки звезд, использованные в указанных выше статьях, и в целях большей однородности исходного материала отобрали только звезды Ae/Be Хербига спектральных классов A (точнее, от B8 до F0) с известными $\nu \sin i$ и амплитудами фотометрической активности Δm . Согласно [14] подобная селекция по спектральным типам необходима, поскольку диапазон светимостей звезд Хербига при переходе от ранних Be-звезд к поздним Ae-звездам перекрывает почти три порядка, что существенным образом сказывается на свойствах пылевых оболочек, окружающих эти звезды. Возможно, именно по этой причине ранние Be-звезды Хербига вообще не показывают заметной фотометрической активности (см. ниже).

2.1. *Амплитуды фотометрической активности звезд.* В табл.1 приведены основные характеристики отобранных звезд: спектральный тип, амплитуда переменности в полосе V и скорость вращения $\nu \sin i$, а также источники, из которых они взяты. Звездочкой отмечены пять объектов из списка [16], амплитуды переменности которых заметно отличаются от приведенных в указанной статье. В случае TOi амплитуда переменности по данным [16] составляет рекордную для звезд этого типа величину: $5.^m7$ и, по-видимому, сильно завышена за счет двух выбросов на кривой блеска этой звезды (см. рис.13 в [16]). Природа подобных выбросов, наблюдаемых иногда на кривых блеска переменных звезд, не вполне ясна, и есть основания предполагать, что часть из них обусловлена помехами в процессе наблюдений. Поэтому при оценке амплитуд фотометрической активности молодых звезд такие выбросы следует отбрасывать. Мы сделали такую коррекцию для TOi и еще для одной звезды Ae/Be Хербига - RR Tau, на кривой блеска которой также зарегистрированы два вспышечноподобных выброса [17].

Таблица 1

СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗД ТИПА UX Ori И РОДСТВЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

N	Звезда	Сп. тип	ΔM	Источник	$v \sin i$ км/с	Источник
1	WW Vul	A0-A3	2.15	1	150	3
2	VV Ser	A0	3.20*	1	85	10
3	BF Ori	A5	3.05	4	60	2
4	UX Ori	A3	3.93	4	140	3
5	CQ Tau	A8	2.24	4	90	3
6	RR Tau	B8-A3	3.75*	1	140	3
7	SV Cep	A0	1.46	1	180	2
8	VX Cas	A0-A3	1.19	1	150	2
9	MWC 480	A2	0.05	1	85	11
10	HD 179218	B9	0.02	1	60	2
11	AB Aur	A0	1.25*	6	80	5
12	HD 150193	A0	1.28	4	85	3
13	HD 163296	A8	1.70	4	120	9
14	HD 250550	B9	2.32	4	70	10
15	HK Ori	A	2.21*	6	175	10
16	KK Oph	A0	3.83	4	85	10
17	LkHa 208	F0	0.85	4	85	10
18	T Ori	A3	3.70*	4	130	5
19	V 586 Ori	A2	1.77	4	160	5
20	HD 36112	A8	0.18	7	60	7
21	HD 190073	A0	0.00	1	10	8

Примечание к таблице. 1 - база данных КраО; 2 - настоящая статья; 3 - Гринин и др. [22]; 4 - Хербст и Шевченко [16]; 5 - Бем и Катала [25]; 6 - Хербиг и Белл [18]; 7 - Бескровная и др. [26]; 8 - Чунтонов (частное сообщение); 9 - Финкенцеллер [27]; 10 - Хилленбрант [28]; 11 - Козлова и Гринин [29].

В случае АВ Aшг и НК Ori амплитуды переменности взяты из каталога Хербига и Белл [18], поскольку известно, что в прошлом эти звезды были значительно активнее, чем в современную эпоху. В случае VV Ser амплитуда переменности также заметно выше, чем по данным [16]. Это связано с тем, что в 1998г. у этой звезды наблюдался исключительно глубокий минимум [19], во время которого блеск звезды упал до рекордно низкого уровня (около 14.^m8). Значение Δm в табл.1 получено с учетом этого результата.

3. *Скорости вращения.* Из списка [16] была исключена звезда V380 Ori, спектр которой, как показал еще Хербиг [20], богат сильными эмиссионными линиями, блендирующими фотосферные линии поглощения. Это затрудняет не только оценку скорости вращения звезды, но и определение ее спектрального типа.

Мы исключили также звезду Ae Хербига TY Cга, поскольку она является главным компонентом тесной двойной системы с очень коротким орбитальным периодом (около 3^d). Вращение таких звезд обычно синхронизовано с

орбитальным вращением, а в случае TY Cgr вращение является даже субсинхронным [21]. Поэтому, хотя данная система является затменной и, следовательно, ее орбита и окружающий пылевой диск не могут быть сильно наклонены по отношению к лучу зрения (что подтверждает и довольно высокий уровень фотометрической активности этой звезды), малая скорость вращения главного компонента TY Cgr (менее 15 км/с) будет в статистическом анализе давать ложный эффект и соответствовать объектам, наблюдаемым с полюса.

Скорость вращения BF Ori в табл.1 представляет собой среднее значение, основанное на данных [22] (40 км/с) и [28] (80 км/с). Мы включили в табл.1 три звезды типа UX Ori: WW Vul, VX Cas и SV Ser, фотометрическая активность которых довольно хорошо изучена и скорости вращения недавно определены в [22] и в настоящей статье по спектрам, полученным с помощью Nordic Optical Telescope. При этом значения $v \sin i$ оценивались путем подгонки наблюдаемых спектров синтетическими спектрами, расширенными вращением звезды. Чтобы избежать ошибок, обусловленных присутствием в спектрах звезд линий поглощения, возникающих в околосветных газовых оболочках, скорости вращения оценивались по слабым абсорбционным линиям, наименее блендированным шелл-компонентами.

Кроме указанных выше трех звезд типа UX Ori в табл.1 включены три фотометрически спокойных звезды Ae Хербига: MWC 480, HD 190073 и HD 179218, которые также отсутствуют в [16]. Скорость вращения MWC 480 определена недавно в [29] по линиям Si II 6347 и 6371 Å. Значения $v \sin i$ для HD 190073 и HD 179218 были любезно предоставлены нам Г.А.Чунтоновым. Следует отметить, что эти две звезды лишь недавно включены Малфайт и др. [23] в списки звезд Ae/Be Хербига. Относительно MWC 480 известно (Мэннингс и Сарджент [24]), что эта звезда окружена протопланетным диском, плоскость которого наклонена под большим углом (около 60°) к лучу зрения.

4. *Результаты.* На рис.1 представлены скорости вращения звезд из табл.1 вместе с соответствующими амплитудами фотометрической переменности. Видно, что чем больше амплитуда изменений блеска звезды, тем в среднем больше значение $v \sin i$. Коэффициент корреляции между этими двумя параметрами равен 0.38. Соответствующий критерий значимости этой корреляции равен 0.9.

По-видимому, трудно ожидать более высокой корреляции между этими двумя величинами, поскольку, во-первых, скорости вращения самих звезд характеризуются довольно большим разбросом. Это следует из анализа скоростей вращения нормальных А-звезд главной последовательности, эволюционными предшественниками которых являются Ae-звезды Хербига. Как известно, среди них есть как звезды с быстрым вращением, так и медленно вращающиеся Ар-звезды. Во-вторых, угол раствора околосветных дисков

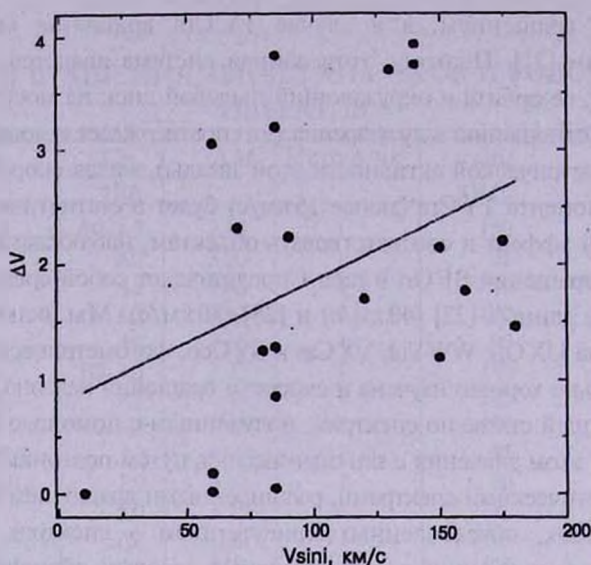


Рис.1. Скорости вращения $v \sin i$ звезд типа UX Ori и родственных им объектов и амплитуды их фотометрической переменности по данным табл.1. Коэффициент корреляции между этими двумя параметрами равен 0.38 при уровне значимости около 0.9.

звезд типа UX Ori не является малым. По оценкам Натта и др. [30], основанным на фотометрических данных спутника Hipparcos, он составляет в среднем около 60 градусов. Это означает, что фотометрически активным объектом может быть звезда, ось вращения которой наклонена к лучу зрения под углом $\approx 30^\circ$ и, соответственно, наблюдаемая скорость вращения которой вдвое меньше ее истинного значения. Кроме того, большой разброс точек на рис.1 может быть частично обусловлен разбросом значений массы околосветных пылевых дисков, который, как показано в [14], достигает одного порядка величины.

5. Обсуждение. Таким образом, результаты нашего анализа подтверждают вывод Грэди и др. [15] о существовании корреляции между скоростями вращения звезд Ae/Be Хербига $v \sin i$ и уровнем их фотометрической активности. Причина противоположного вывода, сделанного в статье Хербста и Шевченко [16], понятна и из проведенного выше анализа использованного этими авторами исходного наблюдательного материала. Он весьма неоднороден в том смысле, что включает звезды всех спектральных типов, в том числе и ранние Be-звезды Хербига, среди которых практически нет фотометрически активных объектов, но зато есть звезды с большими скоростями вращения.

Низкий уровень фотометрической активности ранних Be-звезд Хербига был впервые отмечен еще Финкензеллером и Мундтом [31] и подтвержден на большем статистическом материале в [5]. Поскольку эти звезды также окружены пылевыми оболочками, о чем свидетельствуют их ИК-избытки

излучения, то этот наблюдательный факт не вполне понятен с точки зрения модели околозвездной переменной экстинкции и на первый взгляд даже ей противоречит.

На самом деле, как мы предполагаем, отсутствие глубоких минимумов блеска у ранних Ве-звезд Хербига обусловлено их высокой светимостью и, как следствие этого, отсутствием пыли в ближайших окрестностях звезд. Например, радиус зоны испарения пыли для таких звезд порядка 10 а.е., что превышает размер планетной системы вокруг Солнца. С другой стороны, как показывает анализ синхронных наблюдений линейной поляризации и блеска звезд типа UX Opi [9], глубокие минимумы этих звезд обусловлены в основном близкими прохождениями пылевых облаков от звезды на расстояниях порядка 2-3 а.е. Это позволяет понять, почему нет алголеподобных минимумов у ранних Ве-звезд Хербига: пылевые облака, приближаясь к такой звезде, испаряются еще находясь на большом расстоянии от звезды.

6. Заключение. Проведенный выше анализ скоростей вращения звезд типа UX Opi и родственных им объектов показывает наличие слабой, но статистически значимой корреляции между скоростью вращения звезд и уровнем их фотометрической активности: чем больше амплитуда изменений блеска, тем в среднем больше скорость вращения звезды. Такая корреляция согласуется с моделью переменной околозвездной экстинкции и отражает тот факт, что фотометрически наиболее активные звезды этого типа - это такие, которые наблюдаются непосредственно сквозь околозвездные газопылевые диски.

Авторы искренне благодарны Г.А.Чунтонову и Л.Хилленбрант за предоставление неопубликованных данных о скоростях вращения ряда звезд Ae/Ве Хербига и Б.Хербсту за возможность ознакомиться с материалами статьи [16] до публикации. Мы также благодарны Д.Н.Шаховскому за помощь при подготовке настоящей статьи и М.А.Погодину за полезные замечания. Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 99-02-18520 и государственной программы "Астрономия".

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

² Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия

PHOTOMETRIC ACTIVITY AND ROTATION VELOCITIES OF THE UX Ori TYPE STARS AND RELATED OBJECTS

V.P.GRININ, O.V.KOZLOVA

The rotation velocities of the UX Ori type stars and related objects are analysed. It is shown that the weak, but statistically real correlation exists between $v \sin i$ and amplitudes of the photometric variability of the investigated stars. This correlation agrees with the suggestion that the brightness variability of these stars is caused by the variations of the column density of circumstellar (CS) dust and maximal in those cases when CS disks are oriented edge-on or have a small inclination angle relatively to the line-of-sight.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Hartmann, S.J.Kenyon*, *Astrophys. J.*, **299**, 462, 1985.
2. *В.П.Гринин*, *Астрофизика*, **16**, 243, 1980.
3. *J.Bouvier, C.Bertout*, *Astron. Astrophys.*, **158**, 149, 1989.
4. *S.E.Strom, S.Edwards, M.F.Skrutskie*, in "Protostars and Planets, III", Eds. E.H.Levy, Lunine (Tucson, Univ. Arisona Press), 1993, p.837.
5. *P.S.Thé*, in "The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars", Eds. P.S.Thé, M.P.Hetz and G.P.L. van den Herod, PASPC, **Q, 2**, 1994.
6. *W.Herbst. et al.*, *Astron. J.*, **108**, 1906, 1994.
7. *В.П.Гринин*, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 65, 1988.
8. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikhulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov*, *Ap&SS*, **186**, 283, 1988.
9. *V.P.Grinin*, *PASPC*, **62**, 63, 1994.
10. *V.P.Grinin, P.S.The, D.de Winter et al.*, *Astron. Astrophys.*, **292**, 165, 1994.
11. *V.P.Grinin*, *Astron. Astrophys. Trans.*, **3**, 17, 1992.
12. *В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина*, *Астрон. ж.*, **73**, 194, 1996.
13. *A.Königl*, in "Disks and Outflows Around Young Stars", Eds. S.Beckwith, J.Staude, A.Quetz, A.Natta, 1996, p.282.
14. *A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, H.Ungerechts*, *Astrophys. J.*, **491**, 885, 1997.
15. *C.Grady, M.R.Pérez, A.Talavera et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **120**, 157, 1996.
16. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, *Astron. J.*, **112**, 765, 1998.
17. *A.N.Rostopchina, V.P.Grinin, A.Okazaki et al.*, *Astron. Astrophys.*, **327**, 145, 1997.
18. *G.H.Herbig, R.K.Bell*, "Third Catalogue of Emission-line stars of the Orion

Population", Lick Observ. Bull. N 1111, 1989.

19. *А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской*, Астрон. ж. (в печати).
20. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., Suppl. Ser., 4, 337, 1960.
21. *B.W.Casey, R.D.Mathieu, N.B.Suntzeff et al.*, Astron. J., 105, 2276, 1993.
22. *V.P.Grinin et al.*, 2000 (in preparation).
23. *K.Malfait, E.Bogaert, C.Waelkense*, Astron. Astrophys., 331, 211, 1998.
24. *V.Mannings, A.Sargent*, Astrophys. J., 490, 792, 1998.
25. *T.Bohm, C.Catala*, Astron. Astrophys., 301, 155, 1996.
26. *N.G.Beskrovnaja, M.A.Pogodin, A.S.Miroshnichenko, P.S.The et al.*, Astron. Astrophys., 343, 163, 1999.
27. *U.Finkenzeller*, Astron. Astrophys., 151, 340, 1985.
28. *L.Hillenbrant*, Private communication.
29. *O.V.Kozlova, V.P.Grinin*, Submitted to Astron. Astrophys., 2000.
30. *A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings*, in "Protostars and Planets, IV", 2000 (in press).
31. *U.Finkenzeller, R.Mundt*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 55, 109, 1984.

УДК: 524.3

ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА ЭМИССИОННОЙ КРАСНОЙ КАРЛИКОВОЙ ЗВЕЗДЕ V 775 HER

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ, О.В.КОЗЛОВА

Поступила 7 марта 2000

Принята к печати 26 марта 2000

Впервые проведены квазисовременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения активной запятенной звезды V 775 Her, которые показали возрастание эквивалентной ширины чистой эмиссии в линии H_α с понижением блеска звезды. Такое возрастание происходило за счет увеличения электронной концентрации в активных областях и показывает связь активных областей с холодными пятнами. Фотометрическая переменность системы полностью описывается в рамках зональной модели. Запятенные области занимают до 42% полной поверхности звезды при разности температур спокойной фотосферы и пятна около 900 К. Впервые оценено отношение масс компонент системы V 775 Her.

1. *Введение.* Запятенность - очень распространенное явление среди холодных звезд низкой светимости. Осевое вращение такой неравномерно запятенной звезды и медленные, с характерным временем порядка нескольких месяцев, изменения конфигурации пятен вызывают фотометрическую переменность типа BY Dra - вращательную модуляцию блеска и медленные изменения среднего блеска звезды. В настоящее время известно более 122 объектов этого типа [1]. Звезда V 775 Her (HD 175742 = BD + 23° 3500 = SAO 86592) спектрально-двойная активная звезда с видимыми линиями только одного компонента (SB1) спектрального класса K0Ve [2]. Джой и Вильсон [3] обнаружили у звезды сильную эмиссию в линиях H и K Call. Бопп и др. [4] отметили, что линия H_α у V 775 Her полностью залита эмиссией, которая переменна. Залитую переменную эмиссией линию отмечали также Фекел и др. [5] и Штрассмайер и др. [6]. Лиу и Тан отметили существенные изменения в области H_α с характерными временами от часов [7] до суток [8, 9]. Фотометрическую переменность звезды обнаружили независимо Бопп и др. [4] и Генри [10]. Дальнейшие наблюдения были выполнены Боппом и др. [11], Аканом [12] и Калюжным [13]. Обширные ряды наблюдений получили Родоно и Кутиспото [14].

В настоящей работе нами впервые проведены квазисовременные наблюдения V 775 Her в фотометрической системе *UBVRI* и линии H_α . Целью работы является единообразное построение моделей запятенности

звезды по всему массиву существующих фотометрических наблюдений и выявление связи запятненных областей с активными образованиями в звездной хромосфере.

2. *Наблюдения и результаты.* 2.1. *Фотометрия.* Все наблюдения проводились нами на 1.25-метровом рефлекторе АЗТ-11 Крымской обсерватории, оснащенный *UBVRI* фотометром - поляриметром Пииролы [15-18]. В качестве звезды сравнения мы использовали BD + 24°3586 ($V=8.^m55$, $U-B=1.^m25$, $B-V=1.^m25$, $V-R=0.^m89$, $V-I=1.^m45$), а в качестве контрольной звезды - BD + 23°3502 ($V=10.^m39$, $U-B=-0.^m01$, $B-V=0.^m15$, $V-R=0.^m15$, $V-I=0.^m15$). В каждую ночь мы проводили по три цикла измерений BD + 24°3586 - V775 Нег - BD + 23°3502 - BD + 24°3586. При каждом наведении на звезду снималось по 4 отсчета в пяти полосах одновременно, время накопления одного отсчета составляло 10 с. Ошибки определения блеска V775 Нег и ее показателей цвета не превышают при такой методике $0.^m01$.

Наблюдения V775 Нег регулярно проводились И.Ю.Алексеевым с 1991 по 1999гг. Результаты наблюдений в 1991 - 1996 гг. были опубликованы нами в работах [19-23]. Кривые блеска звезды в фильтре *V*, свернутые по фазе с эфемеридой Боппа и др. [4]

$$JD = 2443338.94 + 2.898 E. \quad (1)$$

приведены на рис.1.

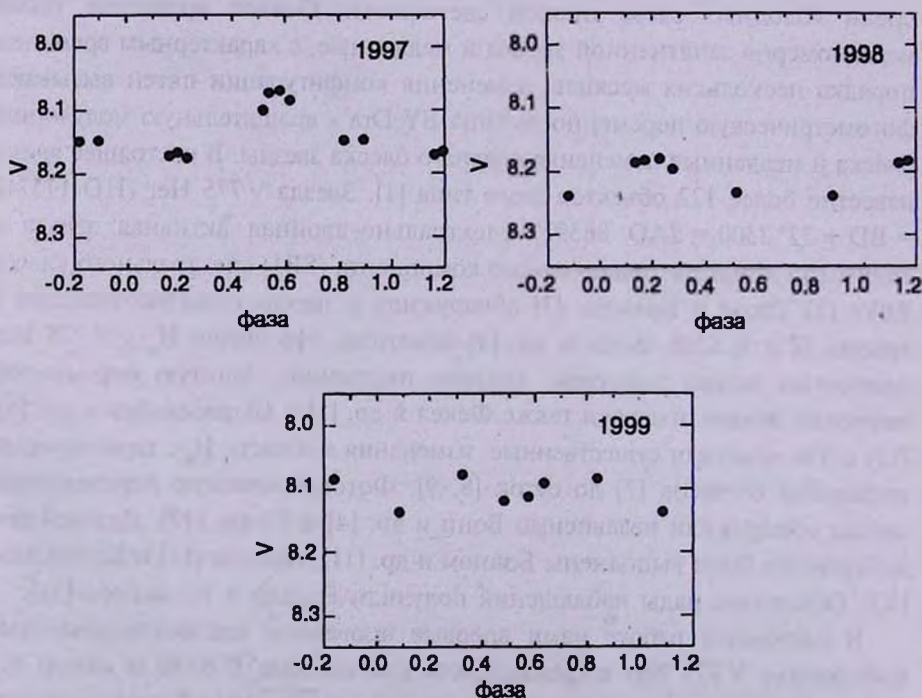


Рис.1 Кривые блеска V 775 Нег в полосе *V*.

В сезон 1997г. на кривой блеска наблюдался хорошо выраженный максимум при фазе около 0.6. В 1999г. кривая блеска имела неправильную форму. Амплитуда вращательной модуляции ΔV составляла $0.^m10$ и $0.^m06$ при близких значениях среднего блеска - $8.^m12$ и $8.^m11$ соответственно. В 1998г. кривая блеска хорошо аппроксимировалась синусоидой. Ее амплитуда вращательной модуляции была равна $0.^m06$ при существенно пониженном - $8.^m21$ - среднем блеске. Общие результаты наших наблюдений V 775 Her, в 1997 - 1999гг. - число наблюдательных ночей, средний блеск звезды $\langle V \rangle$ и амплитуда вращательной модуляции ΔV , значения показателей цвета и фаза минимального блеска в каждый сезон - представлены в табл.1.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ UBVRI НАБЛЮДЕНИЙ V 775 HER

Эпоха	Число ночей	$\langle V \rangle$	ΔV	U - B	B - V	V - R	V - I	Фаза
1997.6	9	8.12	0.10	0.64	0.91	0.78	1.32	0.2
1998.8	6	8.21	0.06	0.62	0.90	0.78	1.28	0.7
1999.8	6	8.11	0.06	0.63	0.88	0.76	1.26	0.1

Сводные кривые блеска V 775 Her, показывающие фотометрическое поведение звезды на длительных промежутках времени, были построены Родано и Кутиспото [14], Алексеевым [20] и Алексеевым и Бондарь [21]. В настоящей работе эта кривая дополнена нами до 1999г. (рис.2). Из рисунка мы видим, что амплитуда вращательной модуляции звезды изменялась от $0.^m15$ в 1989г. до $0.^m05$ в 1995г. Средний блеск переменной при этом изменялся на $0.^m43$, что хорошо согласуется с фотографическими измерениями блеска, начиная с 1900г. [21]. Наибольший блеск звезды за

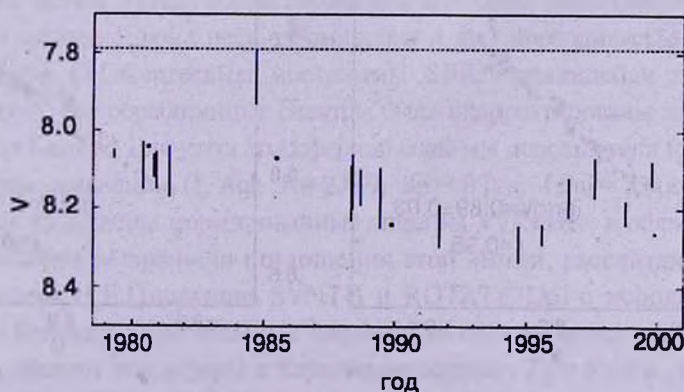


Рис.2 Сводная кривая блеска V 775 Her в полосе V.

все время наблюдений $V_{\text{abs}} = 7.^{\text{m}}79 \pm 0.^{\text{m}}01$ (пунктирная линия на рис.2) достигался в 1984г. [13]. Это значение подтверждается и фотографическими данными [21]. При расчетах запятненности мы будем считать его уровнем блеска незапятненной фотосферы. Соответственно, абсолютная звездная величина V775 Нег при расстоянии 24 пк составляет $M_V = 5.^{\text{m}}89$.

Показатели цвета звезды, полученные нами из наблюдений и взятые из литературы, изменялись незначительно. На рис.3 показаны изменения блеска звезды в полосах *UBRI* в зависимости от блеска в полосе *V*, построенные по нашим наблюдениям 1991 - 1999гг. Из рисунка видно, что эти изменения линейно зависят от блеска в полосе *V*, что характерно для переменных типа BY Dra. Соответствующие угловые коэффициенты линейной регрессии равны: $dU/dV = 1.18 \pm 0.05$, $dB/dV = 1.09 \pm 0.03$, $dR/dV = 0.89 \pm 0.03$ и $dI/dV = 0.71 \pm 0.03$. Из этих линейных зависимостей, принимая значение

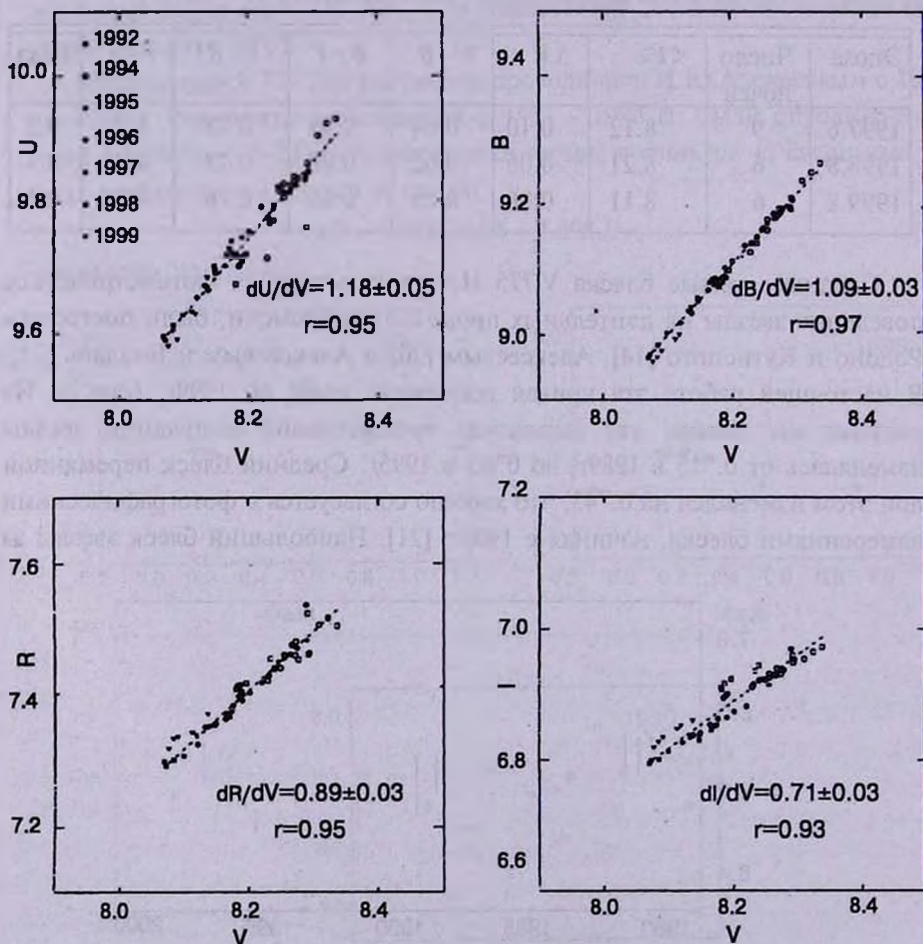


Рис.3 Двухцветные диаграммы для V 775 Нег.

максимальной яркости звезды $V_{\text{abs}} = 7.^m79 \pm 0.^m01$, мы можем оценить также и показатели цвета звезды в наиболее ярком состоянии, которое при расчетах будем считать свободным от пятен: $U-B = 0.^m61 \pm 0.^m01$, $B-V = 0.^m85 \pm 0.^m01$, $V-R = 0.^m73 \pm 0.^m01$, $V-I = 1.^m18 \pm 0.^m01$. Эти цвета несколько краснее, чем характерные значения для класса K0V [24], и больше соответствуют классу KIV. Эффективная температура, оцениваемая из показателей цвета по калибровке Джонсона, составляет около 5000 K и неплохо согласуется с оценкой по спектральному классу, приведенной Штрассмайером и др. [6].

2.2. Спектроскопия. В течение девяти ночей в августе - сентябре 1999г. О.В.Козловой были проведены спектральные наблюдения V 775 Her в области линии H_α . Спектры были получены на 2.6-метровом телескопе ЗТШ Крымской обсерватории с разрешением $R=20000$ с помощью кудэ спектрографа и ПЗС камеры. Общие сведения о полученных спектрах даны в табл.2.

Полученные с помощью ПЗС камеры изображения спектров очищались от

Таблица 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ V 775 HER

ccd	JD	Экспозиция	Фаза	S/N
49033	2451411.4035	19:00	0.529	110
49057	2451412.4044	25:00	0.874	100
49063	2451413.2557	20:00	0.168	110
49217	2451415.4128	30:00	0.913	110
49761	2451431.2689	30:00	0.384	90
49804	2451433.2401	20:00	0.064	150
49834	2451434.2353	20:00	0.408	100
49875	2451435.2486	20:00	0.757	60
49877	2451436.2281	20:00	0.099	150

космических частиц, а затем корректировались за плоское поле. Обработка самих спектров (вычитание фона неба, нормировка и др.) проводилась с помощью разработанной С.Г.Сергеевым программы SPE, являющейся для КрАО общепринятой. Все обработанные спектры были скорректированы за движение Земли вокруг Солнца. Для учета атмосферной воды мы использовали наблюдения яркой звезды сравнения (ζ Aql: $V=2.^m99$, $Sp=B9Ve$, $V \sin i = 330$ км/с).

На рис.4 приведены нормированные спектры V775 Her в области линии H_α и синтетические профили поглощения этой линии, рассчитанные нами по программам Н.Е.Пискунова SYNTH и ROTATE [25] с использованием данных из Венской базы атомных параметров спектральных линий VALD [26,27] для модели атмосферы с характеристиками $T_{\text{eff}}=5000$ K, $\log g=4.5$, $V \sin i = 15$ км/с, $V_{\text{micro}} = 0.5$ км/с, $V_{\text{macro}} = 1.5$ км/с.

Из рисунка следует, что на всех спектрах линия H_{α} практически полностью залита эмиссией со слабым абсорбционным ядром. Такой характер спектров полностью согласуется с результатами предыдущих наблюдений [4-9, 28, 29].

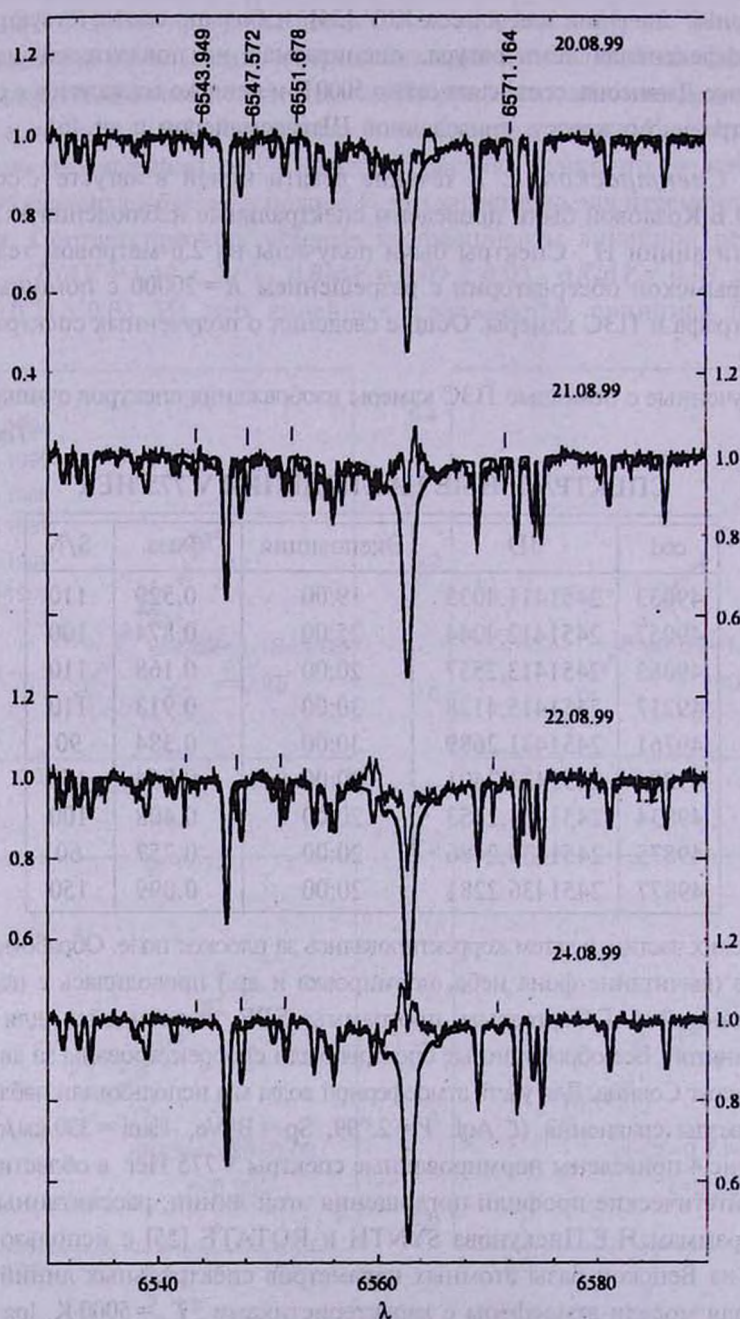


Рис.4а Профили линии H_{α} в спектре V 775 Her в августе 1999г. Вертикальными черточками показано положение линий FeI.

Экер и др. [28] отметили в спектре звезды слабую эмиссионную деталь, сдвинутую от центральной длины волны в красную сторону примерно на 3 Å. Такая деталь присутствует и в наших спектрах. Как видно из рис.4, она периодически изменяет свое положение относительно центральной длины волны в диапазоне от -90 до 83 км/с. Таким образом, мы можем приписать ее вторичному компоненту системы. На некоторых спектрах также хорошо

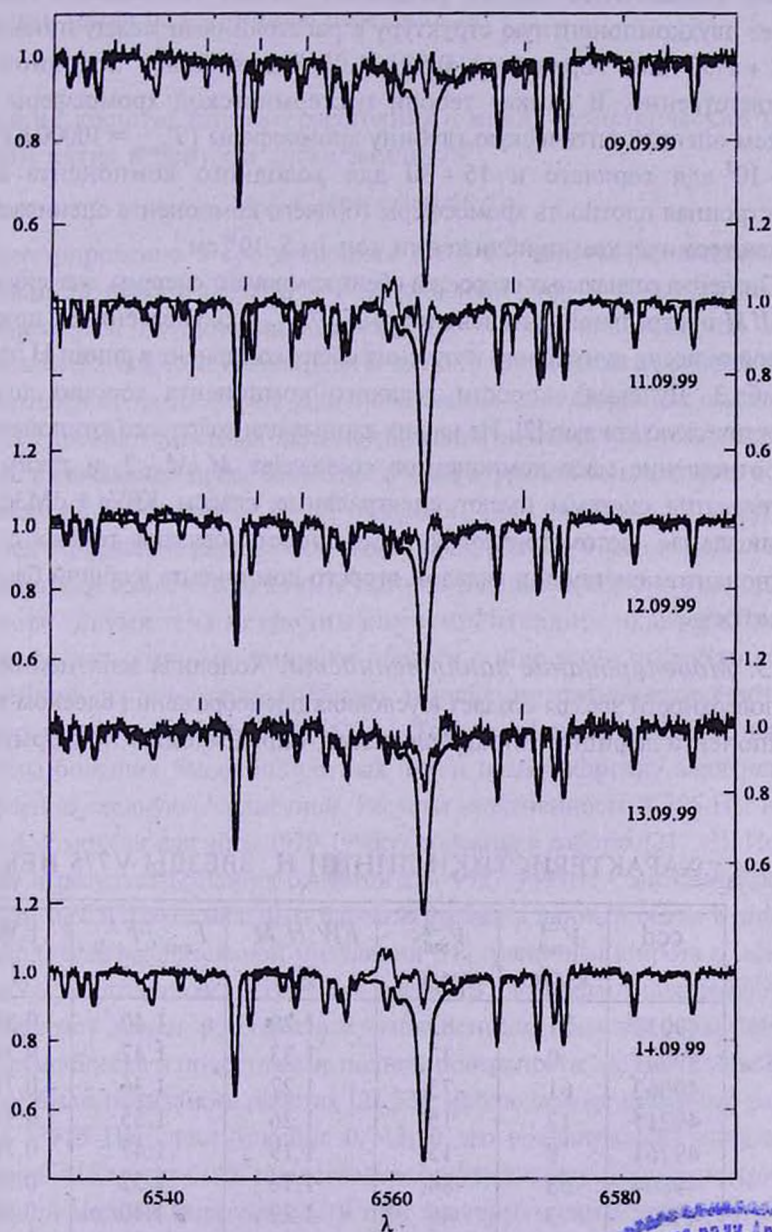


Рис. 4b То же для сентября 1999г.



видны слабые линии поглощения, смещенные относительно линий синтетического спектра. Анализ смещений показывает, что это линии нейтрального железа FeI 6543.949, 6547.572, 6551.678, 6571.164 Å, которые также принадлежат более холодному компоненту.

Вклад излучения вторичного компонента в чистую эмиссию H_α не превышает 25%. В спектрах за 20 и 22 августа и за 11 и 14 сентября, где линии компонентов хорошо разделены, видно, что эмиссия обеих звезд имеет двухкомпонентную структуру с расстояниями между пиками $\Delta\lambda_{\text{peak}} \sim 1.38 + 1.52$ для горячей и $0.92 + 1.05$ Å для более холодной звезды соответственно. В рамках теории изотермической хромосферы [30] мы можем оценить оптическую глубину хромосферы ($T_{\text{chrom}} = 10000$ K) как $0.5 + 1.6 \cdot 10^3$ для горячего и $15 + 30$ для холодного компонента системы. Электронная плотность хромосферы горячего компонента оценивается в том же изотермическом приближении как $1 + 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Значения радиальных скоростей обеих компонент системы, значения ширины $FWHM$ центральной интенсивности $F_{\text{max}}/F_{\text{cont}}$ и эквивалентной ширины для чистой эмиссии суммарного излучения обеих компонент в линии H_α приведены в табл.3. Лучевые скорости главного компонента хорошо ложатся на теоретическую кривую [2]. Из наших данных для холодного компонента видно, что отношение масс компонентов составляет $M_1/M_2 \sim 2$, и таким образом компоненты системы имеют спектральные классы K0Ve + dM3e. Значит, наблюдаемая фотометрическая переменность связана только с главным компонентом системы, и вкладом второго компонента в общий блеск можно пренебречь.

3. *Моделирование запятненности.* Холодная запятненная область на поверхности звезды создает в условиях пренебрежения блеском холодного компонента дефицит потока излучения, определяемый по формуле

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНИИ H_α ЗВЕЗДЫ V775 HER

ccd	V_{rad}^{-1} км/с	V_{rad}^{-2} км/с	$FWHM$ Å	$F_{\text{max}}/F_{\text{cont}}$	EW Å
49033	-21	83	1.20	1.40	0.58
49057	0	33	1.33	1.47	0.74
49063	61	-73	1.27	1.36	0.71
49217	12	15	1.26	1.55	0.94
49761	8	15	1.19	1.47	0.70
49804	58	-84	1.16	1.52	0.90
49834	3	48	1.22	1.40	0.66
49875	-20	79	1.09	1.39	0.61
49877	61	-90	1.25	1.46	0.95

$$\Delta_{m\lambda} = -2.5 \log \left((1 - (a_\lambda I + b_\lambda J)) / (1 - u^{ph}/3) \right). \quad (2)$$

В это соотношение входят два температурных параметра

$$a_\lambda = 1 - u_\lambda^{ph} - (1 - u_\lambda^{sp}) \cdot \beta_\lambda, \quad (3)$$

$$b_\lambda = u_\lambda^{ph} - u_\lambda^{sp} \beta_\lambda \quad (4)$$

и два геометрических - выраженная в долях видимого диска звезды площадь проекции пятен на картинную плоскость I :

$$\pi I = \int \cos \alpha \sin \theta d\theta d\phi \quad (5)$$

и средний косинус углового расстояния α между геометрическим центром тяжести пятен и центром диска звезды J :

$$\pi J = \int \cos^2 \alpha \sin \theta d\theta d\phi. \quad (6)$$

Интегрирование в соотношениях (5) и (6) ведется по видимой части запятненной поверхности (θ и ϕ - полярный угол и долгота точки). u_λ - коэффициенты потемнения к краю, β_λ - отношение яркостей пятна и спокойной фотосферы. Разность величин Δm_λ отсчитывается от уровня блеска незапятненной фотосферы. Для нахождения характеристик запятненных областей из многоцветных фотометрических наблюдений нам необходимо сделать изначальное предположение о конфигурации запятненных областей.

Алексеев и Гершберг [31-33] показали, что совокупность запятненных областей на красной карликовой звезде спектрального класса GIV - dM4.5 и со скоростями вращения до 25 км/с можно представить с достаточной степенью точности двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от $\pm 0^\circ$ до $\pm (0^\circ + \Delta\phi)$ с линейной по долготе плотностью заполнения пятнами от единицы до некоторого числа $f_{\min}$, причем $0 < f_{\min} < 1$. Такая модель не требует привлечения гипотезы больших высокоширотных пятен и дает картину запятненности, качественно сходную с солнечной. Расчеты запятненности V 775 Her в рамках зональной модели для эпох 1979-1996 гг. описаны в работах [21, 33]. Исходные данные и результаты наших расчетов для 1997-1999 гг. - эпоха наблюдений, разность между максимальным блеском звезды в данный сезон и значением $V_{\text{абс}}$, амплитуда вращательной модуляции ΔV , граничная широта ϕ_0 и ширина $\Delta\phi$ поясов запятненности в градусах, параметр плотности заполнения пятнами $f_{\min}$, контраст пятен β_v , площади запятненных областей в минимуме и максимуме блеска в процентах от полной поверхности звезды - даны в табл. 4.

Как было показано в работах [21, 33], наблюдаемые сезонные вариации блеска V 775 Her, достигающие $0.^m43$, и его вращательная модуляция от $0.^m01$ до $0.^m15$ могут быть представлены в рамках четырехпараметрической зональной модели запятненности при значениях параметра ϕ_0 от 0 до 16° , величинах $\Delta\phi$ от 12° до 29° и значениях $f_{\min}$ от 0.0 до 0.9. Максимальная

Таблица 4

ЗАПЯТНЕННОСТЬ V775 HER В 1997 - 1999ГГ.

Эпоха	$\Delta V_{\max}$ m	ΔV m	α_0 градусы	$\Delta\alpha$ градусы	$f_{\min}$	β_V	$S_{\max}$ %	$S_{\min}$ %
1997.6	0.28	0.10	3	20	0.67	0.31	15.7	13.0
1998.8	0.39	0.06	7	24	0.84	0.30	19.2	17.6
1999.8	0.29	0.06	1	18	0.79	0.31	14.5	12.8

степень запятненности звезды при этом наблюдалась в 1991г. и составляла 42% полной поверхности звезды. Величина контраста пятен $\beta_V = 0.27 \pm 0.33$ соответствует разности температур фотосферы и пятна в 860 ± 980 К. Параметры запятненных областей в 1997-1999гг. вполне типичны для найденных в [21,33] пределов.

4. *Связь пятен с активными областями.* На рис.5 приведены кривая блеска V775 Her в 1999г. и зависимость параметров чистой эмиссии в линии H_α (эквивалентная ширина EW , полуширина $FWHM$ и относительная интенсивность линии $F_{\max}/F_{\text{cont}}$) от фазы вращения звезды. Мы видим, что минимальный блеск звезды, который соответствует наиболее запятненной стороне, сопровождается ростом эквивалентной ширины чистой эмиссии. Такой рост происходит прежде всего из-за усиления относительной интенсивности линии, т.е. в рамках теории изотермичной хромосферы, за счет увеличения электронной плотности. Это указывает на присутствие в хромосфере звезды активных областей, которые концентрируются вблизи наиболее запятненных участков.

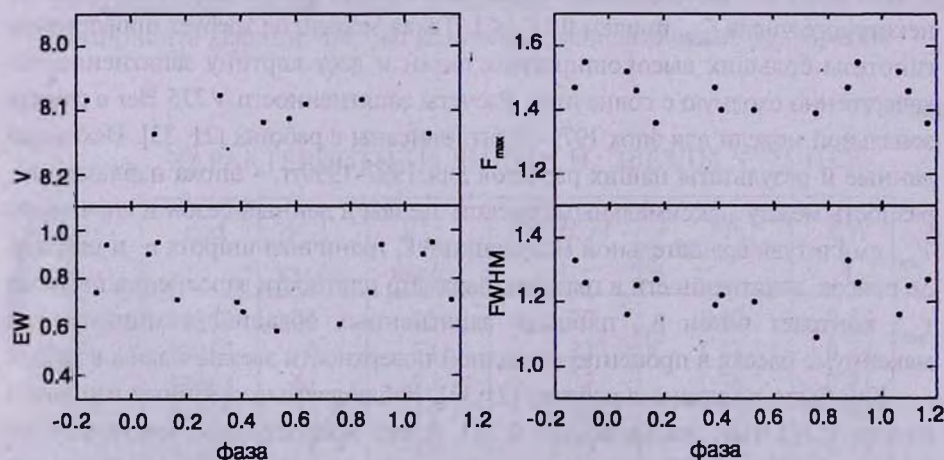
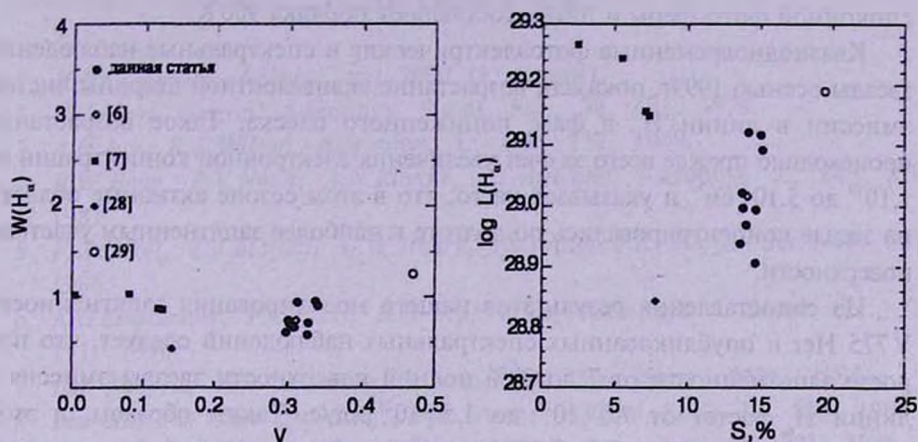


Рис.5 Зависимость блеска V775 Her и параметров эмиссии в линии H_α от фазы вращения звезды.


 Рис.6 Зависимость эмиссии в линии H_α от блеска звезды.

На рис.6 мы рассматриваем зависимость эмиссии в линии H_α от блеска V 775 Her по нашим наблюдениям и данным из литературы [6, 7, 28, 29]. Величина V на обоих графиках измеряется от наиболее яркого состояния звезды, которое мы считаем свободным от пятен. В левой части рисунка показана зависимость эквивалентная ширина чистой эмиссии - блеск. Как видно из рисунка, при сильной фотометрической переменности звезды (понижение блеска на $0.^m5$) эквивалентная ширина эмиссии в H_α практически не изменяется с разбросом от 0.4 до 1.3 Å. Правая часть рисунка учитывает изменения уровня континуума в области 6563 Å и представляет зависимость хромосферной эмиссии V 775 Her в линии H_α с ее степенью запятненности. Мы видим, что по всем данным, кроме [7], при росте запятненности звезды от 7 до 20% от полной поверхности звезды, ее хромосферная эмиссия в линии H_α также растет от $7.0 \cdot 10^{28}$ до $1.5 \cdot 10^{29}$ эрг/с. Соответственно, хромосфера V 775 Her переизлучает в линии H_α в среднем 0.5-0.8% энергии, задерживаемой пятнами в полосе V .

5. Заключение. Таким образом, проведенные нами квазиодновременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения активной запятненной звезды V 775 Her, а также моделирование ее запятненности показали:

Впервые оценено отношение масс компонент системы V 775 Her $M_1/M_2 \sim 2$. Таким образом, вторичный компонент имеет спектральный класс dM3e, и мы можем пренебречь его вкладом в блеск системы и связывать всю переменность типа BY Dra с запятненностью горячей звезды.

Фотометрическая переменность системы полностью объясняется четырехпараметрической зональной моделью, разработанной ранее Алексеевым и Гершбергом [32, 33]. При этом запятненные области могут занимать до 42% полной поверхности звезды, а разность температур

спокойной фотосферы и пятна составляют порядка 900 K.

Квазисовременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения звезды осенью 1999г. показали возрастание эквивалентной ширины чистой эмиссии в линии H_α в фазе пониженного блеска. Такое возрастание происходило прежде всего за счет увеличения электронной концентрации от $1 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и указывает на то, что в этом сезоне активные области на звезде концентрировались по долготе к наиболее запятненным участкам поверхности.

Из сопоставления результатов нашего моделирования запятненности V775 Her и опубликованных спектральных наблюдений следует, что при росте запятненности от 7 до 20% полной поверхности звезды эмиссия в линии H_α растет от $7.0 \cdot 10^{28}$ до $1.5 \cdot 10^{29}$ эрг/с. Таким образом, в этой линии высвечивается 0.5 - 0.8% энергии излучения звезды в полосе V, задерживаемой пятнами.

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

SPOTS AND ACTIVE REGIONS ON THE EMISSION RED DWARF STAR V775 HER

I.Yu.ALEKSEEV, O.V.KOZLOVA

For the first time the quasisimultaneous electrophotometric and spectroscopic observations of the active spotted star V775 Her were carried out. They show a growth of the H_α clear emission equivalent width with the stellar brightness decreasing. Such growth is the result of the electron density increasing in active regions and shows correlation between the active regions and the cool spots. The photometric variability of the system can be described completely by a zonal spottedness model. The spotted regions comprise up to 42% of the total stellar surface and the temperature difference between the quiet photosphere and the spot is about 900 K. For the first time the ratio of masses of the V775 Her system components is estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 2000 (в печати).
2. M.Imbert, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **38**, 401, 1979.
3. A.H.Joy, R.E.Wilson, Astrophys. J., **109**, 232, 1949.
4. B.W.Bopp, P.V.Noah, A.N.Klimke, J.L.Africano, Astrophys. J., **249**, 210, 1981.
5. F.C.Fekel, T.J.Moffett, G.W.Henry, Astrophys. J. Suppl. Ser., **60**, 551, 1986.
6. K.G.Strassmeier, F.C.Fekel, B.W.Bopp et al, Astrophys. J. Suppl. Ser., **72**, 191, 1990.
7. Liu Xue-Fu, Tan Hui-Song, Inform. Bull. Var. Stars., **2606**, 1984.
8. Liu Xue-Fu, Tan Hui-Song, Bull. Amer. Astron. Soc., **17**, 588, 1985.
9. Liu Xue-Fu, Tan Hui-Song, Chin. Astron. Astrophys., **10**, 221, 1986.
10. G.W.Henry, Inform. Bull. Var. Stars., **1927**, 1981.
11. B.W.Bopp, J.L.Africano, R.E.Stencel et al, Astrophys. J., **275**, 691, 1983.
12. M.S.Akan, Astrophys. Space Sci., **169**, 159, 1990.
13. J.Kaluzny, Inform. Bull. Var. Stars., **2627**, 1984.
14. M.Rodonó, G.Cutispoto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **95**, 55, 1992.
15. V.Pirola, Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki. **6**, 151, 1984.
16. V.Pirola in: "Polarized radiation of circumstellar origin", G.V.Coyne, A.M.Magalhaes, A.F.J.Moffat et al. (Eds). Vatican observatory, **735**, 1988.
17. С.Ю.Калмин, Кинемат. физ. неб. тел., **11**, № 3, 82, 1995.
18. С.Ю.Калмин, Д.Н.Шаховской, Кинемат. физ. неб. тел., **11**, № 3, 85, 1995.
19. И.Ю.Алексеев, Н.И.Шаховская, Известия Крым. астрофиз. обсерв., **89**, 93, 1995.
20. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., **73**, 86, 1996.
21. И.Ю.Алексеев, Н.И.Бондарь, Астрон. ж., **75**, 742, 1998.
22. И.Ю.Алексеев, в: "Труды IV съезда ЕААО", М., 110, 1998.
23. И.Ю.Алексеев, Известия Крым. астрофиз. обсерв., **95**, 83, 1999.
24. H.L.Johnson, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **4**, 193, 1966.
25. Н.Е.Пискунов, в: "Магнетизм звезд", Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк (Ред.). Санкт-Петербург, Наука, **92**, 1992.
26. N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabshikova et al, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **112**, 525, 1995.
27. N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabshikova et al, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **138**, 119, 1999.
28. Z.Eker, D.S.Hall, C.M.Anderson, Astrophys. J. Suppl. Ser., **96**, 581, 1995.
29. D.Montes, M.J.Fernandes-Figueroa, E.De Castro, J.Sanz-Forcada, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **125**, 263, 1997.
30. L.E.Cram, D.J.Mullan, Astrophys. J., **234**, 579, 1979.
31. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., **73**, 579, 1996.
32. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., **73**, 589, 1996.
33. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрофизика, **39**, 67, 1996.

УДК: 524.3-62

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД С ИНФРАКРАСНЫМ ИЗБЫТКОМ (ЭМИССИЕЙ)

Р.Х.ОГАНЕСЯН, М.А.ЕРИЦЯН

Поступила 1 февраля 2000

Принята к печати 20 марта 2000

Представлены результаты исследования поляриметрических и ИК (IRAS) - наблюдений для 12 В-А-Ф звезд. Показано, что для звезд 66 Oph, SU Cas, HD 206773, EW Lac и HD 216411 параметры поляризации ($P\%$ и θ°) заметно отличаются в разных цветах (U, B, V, R). Представлены диаграммы цвет-цвет зависимости $[12]-[60]$ от $[12]-[25]$, $V-[12]$ от $B-V$ и $[12]-[25]$ от $V-[12]$. Показано, что звезды SU Cas, α CrB, γ Ser, γ Oph, QR Vul и HD 183362 обладают пылевыми оболочками типа Веги. Звезды 66 Oph и EW Lac по ИК-показателям цветов похожи на 51 Oph (В 9.5 Ve), а звезды HD 206773, HD 208682, HD 216411 и HD 179761 подобны звездам HD 9672, β Pic и HR 4796, имеющим более протяженные оболочки.

1. Введение. Наблюдения непрерывных спектров звезд в ИК-диапазоне показали, что у многих из них спектры состоят из двух составляющих: спектра фотосферического излучения звезды в близком ИК-диапазоне и спектра избыточного излучения околосредной пыли в более длинноволновой области. Соотношения ИК-излучения этих двух компонентов имеют большой диапазон значений. Звезды с такими спектрами, как показали наблюдения и как указано в [1], принадлежат как ранним (О-В-А), так и поздним (F-G-K-M и C) спектральным классам.

Избыточное ИК-излучение может быть как сильным, так и слабым, в зависимости от строения околосредных пылевых оболочек. Околосредные оболочки формируются у молодых горячих звезд, у планетарных туманностей, у III зон, а также у звезд как с эмиссионными линиями, так и без них. О существовании околосредных газо-пылевых оболочек можно судить не только по поглощению в далеком УФ-диапазоне и наличию ИК-эмиссии, но и по поляриметрическим наблюдениям оптического диапазона в U, B, V и R цветах. Если поляриметрические наблюдения показывают изменение параметров поляризации ($P\%$ и θ°) в зависимости от длин волн λ (U, B, V, R), это говорит о наличии собственной поляризации звезды. Т.е. либо вокруг таких звезд имеются газо-пылевые оболочки, либо они окружены пылевыми облаками маленького размера с большей плотностью по сравнению с плотностью межзвездной среды.

В данной работе с помощью электрополяриметра нами получены

параметры поляризации $P\%$ и θ° для 12 звезд спектральных классов $B-A-F$, а также исследованы их IRAS-показатели цвета [12]-[25], [12]-[60], $B-V$ и $V-[12]$. С помощью этих показателей цвета построены двухцветные диаграммы $B-V$ и $V-[12]$, $V-[12]$ и [12]-[25], [12]-[25] и [12]-[60].

2. *Поляриметрические наблюдения.* Поляриметрические наблюдения проводились с 9 августа по 9 сентября 1999г. с помощью электрополяриметра, установленного на 0.5-метровом телескопе системы Кассегрена (АЗТ - 14А) БАО (описание электрополяриметра приведено в [12] и других поляриметрических работах, выполненных в БАО). При этом из исследуемых 12-и звезд 8 являются спектрального класса В, 2 звезды - А0 и 2 - типа F.

Результаты поляриметрии приведены в табл.1, где указаны даты наблюдений, HD-номера, спектральные классы исследуемых звезд, а также

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Дата 1999	HD	R		V		B		U	
		$P\%$	θ°	$P\%$	θ°	$P\%$	θ°	$P\%$	θ°
9.VIII	161868	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-
	164284	0.77	101	0.68	111	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-
	17463	2.40	43	2.29	45	1.84	41	1.70	51
	206773	0.98	25	1.44	31	1.56	36	≤ 0.5	-
	208682	≤ 0.3	-	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-
14.VIII	179761	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-
	216411	3.66	140	3.76	144	3.44	137	3.57	145
	217050	2.54	87	2.69	87	-	-	-	-
31.VIII	164284	-	-	-	-	≤ 0.2	-	-	-
1.IX	139006	-	-	-	-	≤ 0.2	-	-	-
7.IX	142860	≤ 0.2	-	≤ 0.2	-	0.2	-	-	-
8.IX	192685	≤ 0.2	-	0.2	-	0.2	-	0.2	-
9.IX	183362	-	-	-	-	≤ 0.2	-	-	-

используемые в наблюдениях светофильтры с параметрами поляризации $P\%$ и θ° . Наблюдения проводились для девяти звезд в $UBVR$ -цветах, для одной - в R и V и для двух - в цвете B . Ошибки измерений параметров поляризации $P\%$ и θ° соответственно имеют значения $\sigma_p \approx 0.1\%$ и $\sigma_\theta \approx 3\%$.

По эффективным длинам волн $UBVR$ -светофильтров были построены зависимости поляризации от длины волны λ . Как видно из табл.1 и рис.1, поляризации $P\%$ 5-и звезд претерпели некоторые изменения от λ_{UBVR} , т.е

звезды HD 17463, HD 164264, HD 206773, HD 216411 и, возможно, HD 217050 имеют собственную поляризацию.

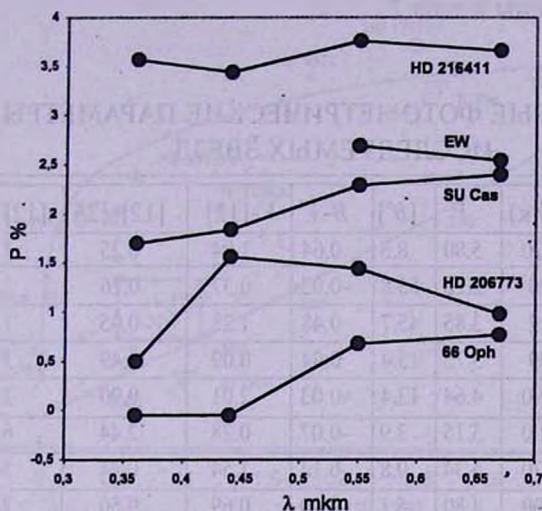


Рис.1. Зависимости поляризации $P\%$ от длин волн λ (U, B, V, R) для 5-и исследуемых звезд.

3. *Данные IRAS для исследуемых звезд.* Все 12 звезд имеют ИК-эмиссию. Данные для исследования показателей цвета для них, такие, как ИК-поток (в Ян) на IRAS-полосах (12, 25 и 60 мкм), их звездные величины в V -лучах и показатели цвета $B-V$ были взяты из [1]. При этом ИК-показатели цвета для длин волн IRAS (12, 25 и 60 мкм) определены нами по формуле, приведенной в [1].

$$m_{\lambda} = 2.5 \log(K_{\lambda} f_{\nu} [0.^m.00]) / f_{\nu}, \quad (1)$$

где m_{λ} - звездные величины на IRAS эффективных длинах волн (12, 25 и 60 мкм), $f_{\nu} [0.^m.00]$ - потоки в Ян, соответствующие нулевой звездной величине на IRAS длинах волн (по данным [3]), K_{λ} - исправляющий цифровой коэффициент для черного тела, имеющего температуру 10000 К и f_{ν} - наблюдавшиеся IPSC-поток в Ян.

О калибровке IRAS-поток для каждой длины волны, приведенных к звездным величинам, подробно описано в [1], поэтому мы приводим полученные нами окончательные формулы, выраженные в звездных величинах $[\lambda]$ для каждой длины волны:

$$[12] = -2.5 \log f_{12}(\text{Ян}) + 4.^m.03. \quad (2)$$

$$[25] = -2.5 \log f_{25}(\text{Ян}) + 2.^m.44. \quad (3)$$

$$[60] = -2.5 \log f_{60}(\text{Ян}) + 0.^m.49. \quad (4)$$

$$[100] = -2.5 \log f_{100}(\text{Ян}) + 0.^m.82. \quad (5)$$

На основании формул (2) - (4) были получены показатели цвета [12]-[25] и [12]-[60]. Эти показатели цвета вместе с другими фотометрическими параметрами приведены в табл.2.

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

HD	Спектр	$d(\text{пк})$	V	$[b^0]$	$B-V$	$V-[12]$	$[12]-[25]$	$[12]-[60]$	$T_c(\text{K})$
17463	F5Ib	820	5.80	8.5	0.64	1.84	0.25	3.28	130.0
139006	A0 V	20	2.23	53.8	-0.02	0.37	0.26	1.30	150.0
142860 _D	F6 V	12	3.85	45.7	0.48	1.28	-0.05	1.11	-
161868	A0 V	39	3.75	15.4	0.04	0.09	0.49	3.45	80.0
164284	B2 Vesh	190	4.64	13.4	-0.03	2.01	0.90	2.03	230.0
179761	B8 II/III	300	5.15	3.9	-0.07	0.28	2.44	6.23	110.0
183362	B3 Vesh	370	6.34	9.8	-0.14	1.54	0.44	3.32L	950.0
192685 _D	B3 V	200	4.80	5.1	-0.20	0.69	0.50	2.63	750.0
206773	B0 Vpnn	670	6.87	3.6	0.23	3.84	0.60	4.08L	380.0
208682 _D	B2 Vesh	350	5.86	8.4	-0.06	1.12	1.16	3.48	400.0
216411	B1 Ia	1700	7.18	0.4	0.61	2.75	1.78	7.35L	150.0
217050	B3 IIIpesh	410	5.43	10.0	-0.09	1.96	1.09	2.01	390.0

В первом столбце табл.2 указаны номера звезд по каталогу HD. Во втором столбце даны спектральные классы наблюдавшихся звезд по данным работы [1]. В третьем столбце приведены расстояния от нас до звезд. В четвертом указаны звездные величины в цвете V по [1]. В пятом - галактические широты $[b^0]$, а в 6-9 столбцах соответственно представлены показатели цвета $B-V$ по [1], $V-[12]$, $[12]-[25]$ и $[12]-[60]$ (определенные нами по (2), (3) и (4)). В последнем столбце приведены цветовые температуры исследуемых звезд по данным [1].

В 9-ом столбце табл.2 возле показателя цвета три звезды (HD 183362, HD 206773 и HD 216411) отмечены буквой L, которая указывает, что у этих звезд имеются ошибки измерений в потоках, больше 3σ . На рис.2 эти звезды обозначены подчеркнутыми точками (•). Квадратик на этом рисунке указывает место тех Ве-звезд, ИК- эмиссия которых, в основном, обусловлена только газовой составляющей, т.е. свободно-свободными переходами электронов.

Из рис.2 также видно, что только одна звезда (HD164284 = 66 Oph) попадает в этот квадратик. У остальных 11 звезд ИК-эмиссия вызвана присутствием пылевой оболочки или диска. Для сравнения были приведены

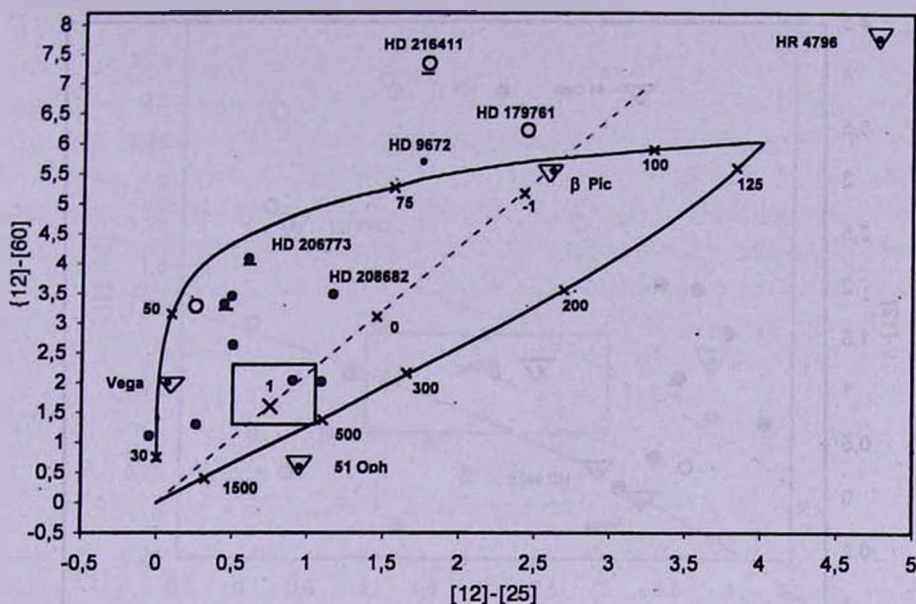


Рис.2. По IRAS-показателям цветов [12] - [60] и [12] - [25] на двухцветной диаграмме изображено распределение 12 звезд спектральных классов В-А-F. Сверхгиганты (I-II) отмечены окружностями, карлики (III-V) - точками. Сплошная линия представляет черное тело с температурой 10^4 K, на излучение которого наложена более холодная компонента, температуры которой обозначены крестиками. Пунктирной линии соответствует положение $F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$, где некоторые из значений α отмечены. Для сравнения приведены также общезвестные звезды с пылевыми оболочками (треугольники). Квадрат указывает местоположения тех Be-звезд, ИК-эмиссия которых обусловлена только газовой составляющей.

показатели цвета [12]-[60], [12]-[25] α Лyr, 51 Oph и β Pic (определенные нами по данным IRAS [1] потоков, а также HR 4796 и HD 9672 (треугольники σ) (из рис.2 работа [4]).

На рис.3 представлена цвет-цвет диаграмма для V -[12] и B - V показателей цвета. Из этого рисунка видно, что 5 звезд (HD 17463 = SU Cas, 139006 = α CrB, HD 142860 = γ Ser, HD 161868 = γ Oph и HD 179761) спектральных классов F5 I b, A0V, F6 V, A0 V и B8 II/III, соответственно, являются звездами типа Веги, и их показатели цвета B - V и V -[12] обусловлены только излучением фотосфер звезд.

Что касается остальных 4 звезд, HD 206773, HD 208682, HD 216411 и HD 17976, из остальных семи, то их показатели цвета (рис.2) указывают на то, что эти звезды, возможно, окружены газо-пылевой оболочкой, ИК-эмиссия которых, в основном, является следствием свободно-связанных переходов электронов пылевой составляющей. Эти звезды подобны звездам HD 9762 [4], β Pic и, возможно, HR 4796 D, имеющим большие ИК-избытки [5,6] и более протяженные оболочки [4]. На рис.3 и 4 приведены цвет-цвет диаграммы показателей цвета V -[12], B - V и [12]-[25] и V -[12] соответственно, откуда видно, что только 66 Oph и EW Lac, так же, как и из рис.2, имеют сравнительно большую газовую оболочку. Из этих рисунков видно также, что звезда HD 208682 D по своим показателям подобна звезде

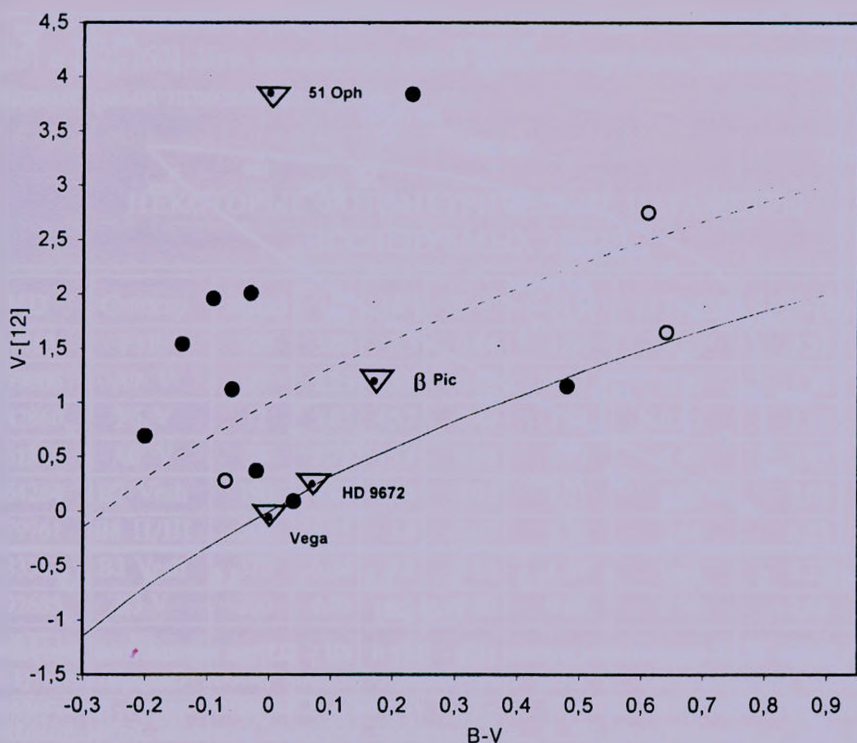


Рис.3. Показатели цвета ($V-[12]$) и ($B-V$) на диаграмме цвет-цвет для 12-и В-А-Ф звезд. Для сравнения приведены те же показатели цвета для α Lyr, β Pic и 51 Oph (обозначены так же, как на рис.2). Сплошная линия представляет отношение $B-V$, $V-[12]$, соответствующее уравнению (1) из работы [1]. Звезды над пунктирной линией на длине 12 мкм имеют ИК - эмиссию.

51 Oph. Просмотр табл.2 показывает, что звезды HD 17463, HD 139006, HD 142860 и HD 161868 находятся на больших галактических широтах и соответственно на близких расстояниях, 20, 20, 12 и 39 пк, поэтому поглощение их излучения является только околозвездным. Что касается двойной звезды 179761 ($d=300$ пк), то ее избыток цвета $E_{(B-V)} = +0^m.01$ слишком мал, поэтому ее ИК-эмиссия также имеет околозвездное происхождение.

4. **Заключение.** Анализ результатов исследуемых 12 звезд по поляризметрическим (U, B, V, R) цветам и ИК-эмиссионным IRAS-данным [1] позволяет сделать следующие выводы:

1. Зависящая от λ ($UBVR$) поляризация претерпела изменения у пяти звезд (66 Oph, SU Cas, HD 206773 и HD 216411 и, возможно, EW Lac). Это говорит об их собственной поляризации.

2. У остальных 7 звезд поляризация находится в пределах ошибок измерений. Это еще не говорит об отсутствии собственных газо-пылевых оболочек, поскольку при сферической симметрии оболочки поляризации не должно быть.

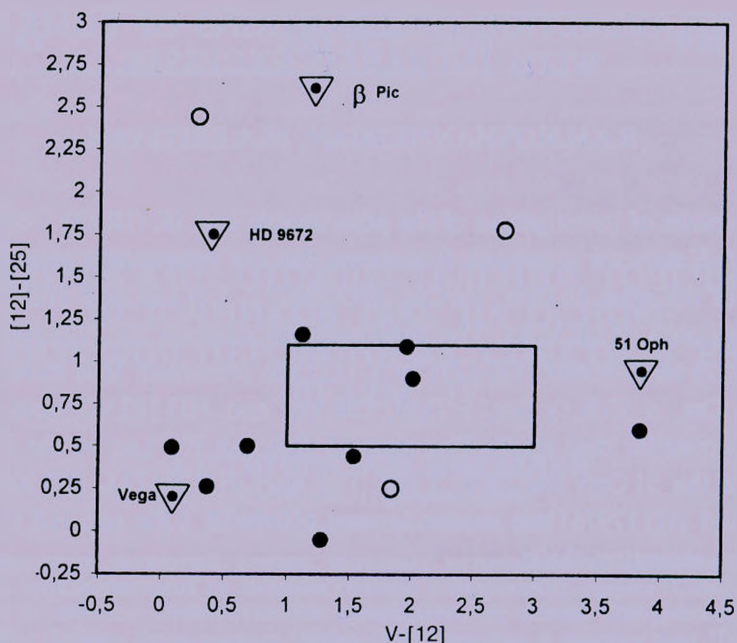


Рис.4. Диаграмма цвет-цвет для показателей цвета $[12]-[25]$ и $V-[12]$ 12-и звезд. Обозначения такие же, что и на рис.2.

3. ИК-эмиссия у звезд 66 Oph и EW Lac, в основном, обусловлена свободно-свободными переходами электронов. По характеру ИК-показателей цвета они похожи на звезду типа B9e 51 Oph.

4. Звезды SU Cas, α Cr B, γ Ser, γ Oph, QR Vul и HD 183362 обладают пылевыми оболочками типа Веги.

5. Звезды HD 206773, HD 208682, HD 216411 и HD 179761 окружены газо-пылевой оболочкой, ИК-эмиссия которой, в основном, обусловлена свободно-связанными переходами электронов.

Авторы искренне благодарны Е.Р.Оганесян за помощь, оказанную в корректировке текста.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения.

THE POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF SOME STARS
WITH INFRARED EXCESSES

R.KH.HOVHANNESSIAN, M.A.ERITSYAN

The results of investigation of the polarimetric and IR (IRAS) - observations of 12 B-A-F stars are presented. It is shown that the polarimetric parameters ($P\%$ and θ°) of the stars 66 Oph, Su Cas, HD 206773, EW Lac and HD 216411 are depending on λ (U,B,V,R). The colour-colour diagram for [12]-[60] to [12]-[25], V-[12] to B-V and [12]-[25] to V-[12] are presented. It is shown that the stars SU Cas, α CrB, γ Ser, γ Oph, OR Vul and HD 183362 have the Vega type circumstellar dust shells. The stars 66 Oph and EW Lac by the IR colours look likes the 51 Oph star (B 9, 5 Ve). The stars HD 206773, HD 208682, HD 216411 and HD 179761 are similar to stars HD 9672, β Pic and HR 4796 which have more extention shells.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.D.Oudmaijer, W.E.C.J. van der Veen, L.B.F.M. Waters, N.R.Trans, C.Waelkners, E.Engelman, Astron. Astrophys. Suppl Ser., 96, 625, 1992.
2. М.А.Ерицян, Р.Х.Оганесян, Астрофизика, 41, 311, 1998.
3. IRAS Explanatory Supplement to the Cataloges and Atlases, Eds. C.A.Beichman, G.Neugebauer, H.J.Habing, P.E.Clegg, T.J.Chester, 1985, NASA RP-1190.
4. Дж.Б.Оганесян, Астрофизика, 40, 365, 1997.
5. M.Jura, B.Zackerman, E.E.Becklin, R.C.Smith, Astrophys. J., 418, L37, 1993.
6. I.C.Augerou, A.M.Lagrange, D.Mouillet, J.C.B.Papaloizou, P.a.Grorod, Astron. Astrophys. 348, 557, 1999.

УДК: 524.3

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОВ FBS. ЗВЕЗДЫ. IV.

К.С.ГИГОЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 1 февраля 2000

Принята к печати 2 марта 2000

Приводится четвертый список точечных источников из каталога IRAS PSC, оптически отождествленных со звездами поздних спектральных классов. Список содержит данные о 41 объекте. Отождествления проводились на основе Оцифрованного Обзора Неба (DSS), Первого Бюраканского Обзора (FBS), голубых и красных карт Паломарского Обзора Неба (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм в области $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$ и $05^h 10^m \leq \alpha \leq 18^h 10^m$. Из 41 объекта, приведенных в IRAS PSC как неотожествленные источники инфракрасного излучения, 9 ассоциированы с известными звездами существующих каталогов, а 32 источника оставались неизвестными в оптическом диапазоне, из которых 1 является также источником глубокого IRAS обзора (IRAS SSC). Определены оптические координаты, их отклонения от ИК-координат, звездные величины V , показатели цвета CI и предварительные спектральные подклассы. Объекты имеют оптические звездные величины в пределах $8^m.5 - 14^m.5$. Для 32 объектов приводятся карты отождествления из DSS.

1. *Введение.* В работах [1-3] опубликована 171 звезда поздних спектральных классов, отождествленная с точечными источниками IRAS PSC [4] с помощью низкодисперсионных спектров FBS [5] и голубых и красных изображений POSS на высоких галактических широтах. Как уже указывалось в работах [1, 6], аналогичные работы проводятся на основе прямых оптических изображений, соответствующих ИК источникам участков неба, и, в основном, основываются на потоках на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм, т.е. по распределению объектов на IRAS [12-25] / [25-60] диаграмме по "Оккупационным" зонам [7-9].

Отождествления, основанные на низкодисперсионных пластинках FBS, имеют определенные преимущества, так как спектры позволяют опознать вероятных оптических двойников ИК источников с большой уверенностью. В работе [6] подробно описана данная программа, рассчитанная на отождествление и исследование всех источников IRAS PSC в области $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$ на высоких галактических широтах ($|b| \geq 15^\circ$), где проводился обзор FBS.

2. *Наблюдательный материал.* Работа проводилась в области $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$, $05^h 10^m \leq \alpha \leq 18^h 10^m$. Для проведения данной работы

использовались ИК потоки из IRAS PSC [4] на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм для источников соответствующей области, изображения DSS [10], и низкодисперсионные пластинки FBS (Kodak II-F, IIAF, IIA-F) отснятые Маркаряном, Липовецким и Степаняном в 1967-1980гг. В данной области в каталоге IRAS PSC имеется 66 неотожествленных источников с ИК потоками, характерными для звезд. После 1989г. из этих 66 источников было отождествлено 24. 42 источника оставались неотожествленными, из которых 41 нам удалось отождествить с помощью низкодисперсионных спектров FBS со звездами средних и поздних подклассов М. Природа одного объекта остается неизвестной.

3. Отождествления объектов. После оптических отождествлений была проведена кросс-идентификация исследуемых IRAS источников с помощью базы данных SIMBAD (Set of Identifications, Measurements and Bibliography of Astronomical Data)[11], с использованием удаленного доступа к астрономическим базам данных в Страсбурге по интернету. При этом оптическая позиция (оптические координаты определены с помощью DSS) отождествленного источника была выбрана как центр поиска с радиусом в 3 минуты дуги (так как в известных каталогах точность координат невысокая).

Выяснилось, что из 41 звезды 9 являются известными объектами существующих каталогов (основная часть объектов это - объекты из AGK [12]). Только 32 из 41 звезды оказались ранее неизвестными.

4. Список объектов. В табл.1 приводится список 41 оптически отождествленного ИК источника. В последовательных столбцах табл.1 приводятся: 1 - IS номер источника, отождествленного со звездой, 2 - IRAS обозначение источника, 3 и 4 - оптические координаты для эпохи 2000г., 5 и 6 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC ($\Delta\alpha = \alpha_{\text{опт}} - \alpha_{\text{ик}}$ и $\Delta\delta = \delta_{\text{опт}} - \delta_{\text{ик}}$), 7 - видимая звездная величина V , определенная с POSS на основании калибровки "диаметр - звездная величина" [13], 8 - показатель цвета CI , определенный тем же способом, 9 - приблизительный спектральный подкласс объекта (оцененный нами по характеру распределения энергии в низкодисперсионном спектре FBS), 10 - источники литературы, где приводятся оптические объекты, ассоциированные с ИК источниками.

После таблицы приведены другие названия объектов и комментарии к некоторым из них. В конце работы приведены карты отождествления из DSS для новых 32 объектов.

5. Заключение. В данной работе оптически отождествлен 41 источник каталога IRAS PSC со звездами поздних спектральных классов. 9 из них известны из разных оптических каталогов, однако не были ассоциированы с соответствующими ИК источниками. Отождествление с помощью низко-

Таблица 1

СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ IRAS ИСТОЧНИКОВ

No IS	IRAS название	Оптические координаты α_{2000} δ_{2000}	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_v	CI	Сп. класс	Лит.
172	05116 + 6508	16 ^m 36'.2 11' 25"	-2'.8	-9".8	11.2	1.4	?	
173	05125 + 6652	17 39.8 55 40	-2.5	-11.0	13.4	2.3	?	
174	05141 + 6509	19 08.6 12 32	3.4	9.0	11.5	1.4	?	
175	05257 + 6510	30 42.8 12 42	1.8	-10.0	10.8	2.0	?	
176	05322 + 6723	37 29.1 25 34	1.0	-10.0	12.5	1.9	M 8-9	[14]
177	05425 + 6636	47 46.4 37 07	3.4	-12.0	11.4	1.5	M 2-3	
178	05482 + 6634	53 20.2 35 25	-0.6	-12.0	13.0	1.5	M 6-7	
179	05485 + 6721	53 43.6 21 33	-4.8	-20.0	13.0	1.5	M 5-6	[12]
180	05509 + 6840	56 24.1 41 03	-0.4	-17.0	9.2	2.2	M 0-1	
181	05512 + 6626	56 22.8 27 06	0.6	-6.0	11.6	1.2	M 5-6	
182	05567 + 6513	01 46.0 14 42	2.0	38.0	10.3	0.7	M 3-4	
183	06001 + 6632	05 17.0 32 15	2.6	-12.0	10.8	2.0	M 8-9	
184	06013 + 6733	06 34.0 33 10	1.0	-8.0	14.5	4.5	C	[15]
185	06043 + 6512	09 16.5 11 47	0.0	-8.0	9.7	3.1	M 0-1	
186	06055 + 6744	10 51.0 44 12	-0.8	-9.0	13.0	1.5	M 0-1	
187	06089 + 6839	14 24.8 38 50	1.1	-9.0	13.0	1.5	M 1-2	
188	06143 + 6819	19 40.8 17 55	-0.1	-10.0	10.7	2.1	M 6-7	
189	06147 + 6755	19 58.9 53 44	-0.5	-10.0	8.5	2.2	M 0-1	[12]
190	06202 + 6746	25 31.7 44 40	-0.9	-13.0	9.6	3.0	M 0-1	
191	06319 + 6856	37 20.8 53 34	-0.6	-10.0	11.8	2.0	M 6-7	[16]
192	06363 + 6804	41 37.1 01 19	-0.1	-12.0	9.6	3.0	M 0-1	
193	06515 + 6533	56 34.5 29.15	4.4	-10.0	9.2	2.2	M 0-1	
194	07003 + 6815	05 36.9 10 59	1.8	-9.0	10.3	2.5	C	[15]
195	07350 + 6545	39 46.0 39 07	-6.0	-5.0	9.2	2.2	M 1-2	
196	07497 + 6526	54 26.7 18 55	-0.9	-7.0	10.8	2.1	M 8-9	[16]
197	08034 + 6612	08 09.3 03 37	-1.9	-8.0	10.8	2.1	M 5-6	
198	08488 + 6818	59 27.5 07 30	0.3	-11.0	12.0	2.0	M 4-5	
199	08521 + 6724	56 36.4 13 19	-1.5	-8.0	10.3	1.2	M 0-1	
200	10093 + 6847	13 12.5 32 57	-2.0	-1.0	10.2	1.1	M 0-1	
201	10176 + 6812	21 25.9 57 31	0.4	-6.0	14.0	1.8	M 5-6	
202	11422 + 6504	45 01.7 47 37	0.0	-6.0	14.3	1.5	M 5-6	
203	13575 + 6705	58 52.1 50 50	2.0	-15.0	11.2	1.6	M 0-1	
204	15252 + 6822	25 37.2 13 35	0.7	62.0	8.6	1.0	M 0-1	[12]
205	15408 + 6515	41 26.6 05 35	1.0	2.0	9.2	1.7	M 2-3	
206	15506 + 6650	51 08.7 41 15	1.0	-1.0	11.8	1.9	M 6-7	
207	16148 + 6532	15 12.1 25 05	0.5	-4.0	13.0	1.5	M 6-7	
208	16279 + 6852	27 59.9 46 07	6.0	4.0	----	----	?	[12]
209	16317 + 6603	31 58.6 57 30	0.9	-4.0	11.8	1.9	M 5-6	
210	16499 + 6533	50 11.7 28 05	1.6	-2.0	10.8	2.1	M 0-1	
211	17548 + 6849	54 29.2 48 58	-4.6	-20.0	11.5	1.4	M 5-6	
212	17599 + 6843	59 41.3 43 48	0.5	-5.0	11.8	1.9	M 5-6	

Краткие замечания к отдельным объектам в табл.1 и другие названия:

05116 + 6508, 05125 + 6652, 05141 + 6509, 05257 + 6510 - спектральный класс не приводится, т.к. объекты выходят за пределы полосы FBS.

05322 + 6723 = RAFGL 778 [14]. На пластинке FBS $m_v \approx 14 - 14.5$ величины.

05485 + 6721 = AG + 67290 [12]. Согласно SIMBAD B = 10.9, V = 9.4.

06001 + 6632 = На пластинке FBS $m_v \approx 13.5 - 14$ величины. Четко выделяются полосы поглощения TiO.

06013 + 6733 = C 3269 [5]. На пластинке FBS виден очень короткий спектр (6700 - 6900 Å). Вероятно, вокруг звезды существует плотная газо-пылевая оболочка. Согласно SIMBAD V = 12.5.

06143 + 6819 = На пластинке FBS звезда 12-13 величины. Четко выделяются полосы поглощения TiO.

06147 + 6755 = AG + 67308 [12]. Согласно SIMBAD B = 11.3, V = 10.7.

06319 + 6856 = StM 86-67 [16]. Четко выделяются полосы поглощения TiO. Согласно SIMBAD V = 13.5.

07003 + 6815 = GCGCS 1500 [15]. Яркая углеродная звезда N класса. Согласно SIMBAD V = 11.3.

07497 + 6526 = StM 86-86 [16]. В каталоге V = 13.5.

15252 + 6822 = AG + 68631 [12]. Согласно SIMBAD B = 9.4, V = 8.2.

16148 + 6532 = Полосы TiO видны очень отчетливо.

16279 + 6852 = AG + 68 678 [12]. Из-за большой яркости объекта на пластинке FBS спектральный класс не удается определить. Согласно SIMBAD B = 4.94, V = 4.97.

17599 + 6843 = SSC 17599 + 6843 [4].

дисперсионных спектров FBS позволяет с большой уверенностью непосредственно отобрать соответствующий оптический объект в области ИК источника.

Программа отождествлений будет продолжена в сторону высоких склонений в области $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$ с целью создания полной выборки IRAS звезд в этой области. Объекты будут исследованы для выяснения их физической природы и обнаружения звезд с широкими околозвездными оболочками.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

OPTICAL IDENTIFICATIONS OF THE IRAS POINT SOURCES ON THE BASE OF THE FBS LOW-DISPERSION SPECTRA. STARS. IV.

K.S.GIGOYAN, A.M. MICKAELIAN

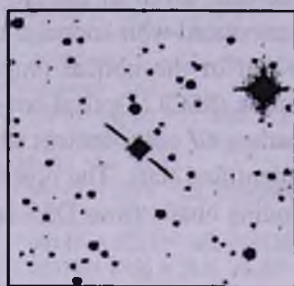
The fourth list of point sources from the IRAS PSC catalog identified with late-type stars is presented. The list contains data on 41 objects. The identifications have been carried out on the base of the Digital Sky Survey (DSS), First

Byurakan Survey (FBS), blue and red charts of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS), and infrared fluxes in 12, 25, 60 and 100 mm bands in the region $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ and $05^{\text{h}} 10^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}} 10^{\text{m}}$. 9 out of 41 objects, given in the IRAS PSC as unidentified sources of infrared radiation, are associated with known stars of existing catalogs, and 32 sources remained unknown in the optical range, including 1 IRAS Serendipitous Survey Catalogue source (SSC). Optical coordinates, their deviations from the IR ones, V magnitudes, CI color indices and preliminary spectral subtypes are determined for the identified stars. The objects have optical magnitudes in the range $8^{\text{m}}.5 - 14^{\text{m}}.5$. Finding charts from DSS are given for 32 objects.

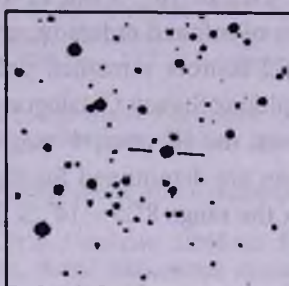
ЛИТЕРАТУРА

1. *А.М.Микаелян*, *Астрофизика*, **40**, 5, 1997.
2. *К.С.Гигоян, А.М.Микаелян*, *Астрофизика*, **42**, 53, 1999.
3. *А.М.Микаелян, К.С.Гигоян*, *Астрофизика*, **43**, 2000, в печати.
4. IRAS Point Source Catalog, Version 2. On The Optical Disk. "Selected Astronomical Catalogs". Supplied by NASA, Vol.1, 1989.
5. *В.Е.Маркarian, В.А.Липовetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, *Comm. Spec. Astrophys. Observ.*, **62**, 5, 1989.
6. *А.М.Микаелян*, *Астрофизика*, **38**, 625, 1995.
7. *W.E.C.J. van der Veen, H.J.Habing*, *Astron. Astrophys.*, **194**, 125, 1988.
8. *H.J.Walker, M.Cohen*, *Astron. J.*, **95**, 1801, 1988.
9. *K.V.Lyengar, S.K.Ghash, T.N.Rengarajan et al.*, *Astron. Astrophys.*, **221**, 250, 1989.
10. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, *ASP Conf. Ser.*, **61**, 34, 1994.
11. *H.Andernach, R.Hanish, F.Murtagh*, *ESO Preprint*, No. 1033, 1994.
12. *Astronomical Gesellschaft Katalog*, *Hamburger Sternwarte*, 1975.
13. *I.R.King, M.J.Raff*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **89**, 120, 1977.
14. *S.D.Price, T.L.Murdock*, *Revised AFGL Four-Color Infrared Sky Survey Catalogue*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **53**, 413, 1983.
15. *C.B.Stephenson*, *Publ. Warner And Swasey Observ.*, v.3, No2, 1989.
16. *C.B.Stephenson*, *Astrophys. J.*, **301**, 927, 1986.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



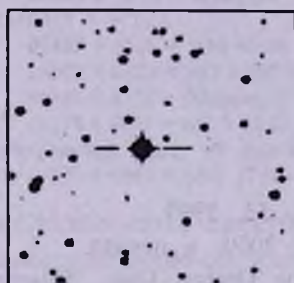
05116+6508



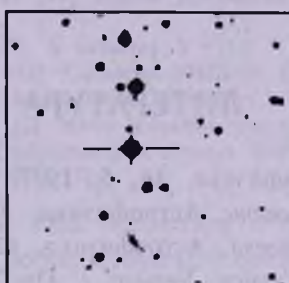
05125+6652



05141+6509



05257+6510



05425+6636



05482+6634



05509+6840



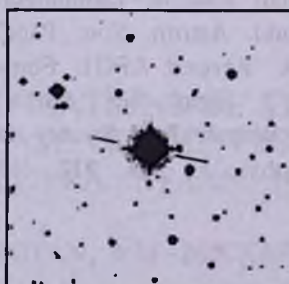
05512+6626



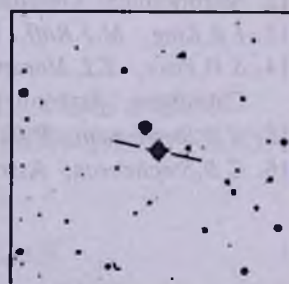
05567+6513



06001+6632



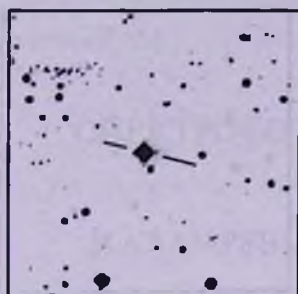
06043+6512



06055+6744

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ. ЗВЕЗДЫ. IV 367

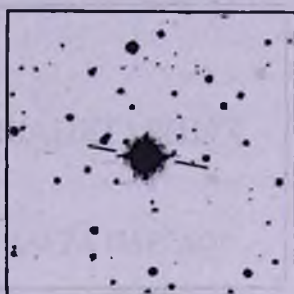
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ (Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



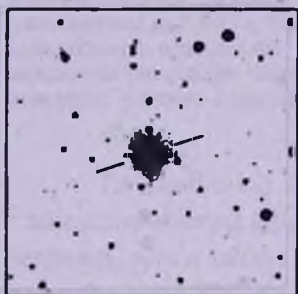
06089+6839



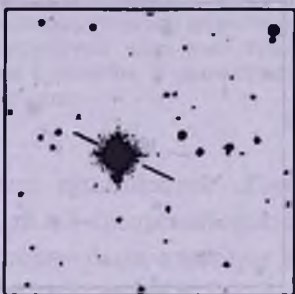
06143+6819



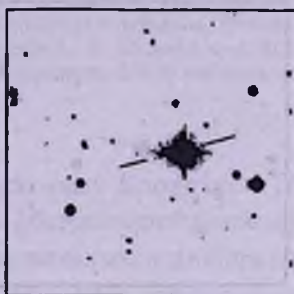
06202+6746



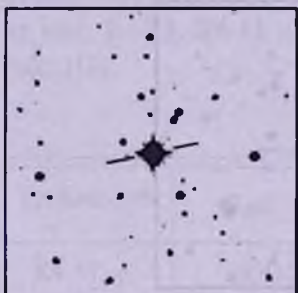
06363+6804



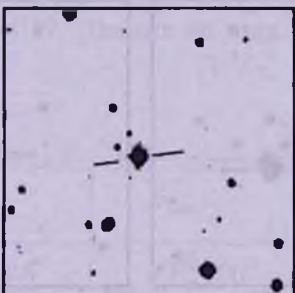
06515+6533



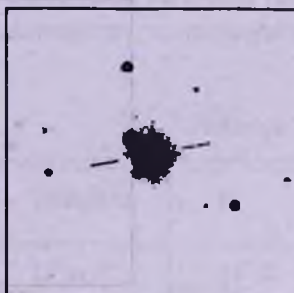
07350+6545



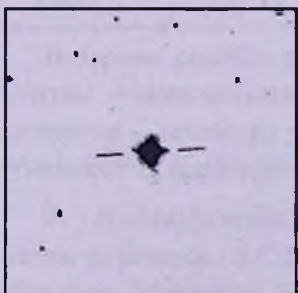
08034+6612



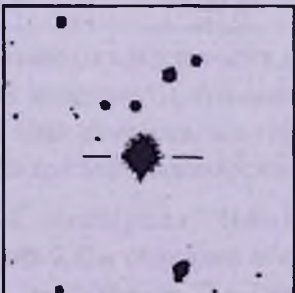
08488+6818



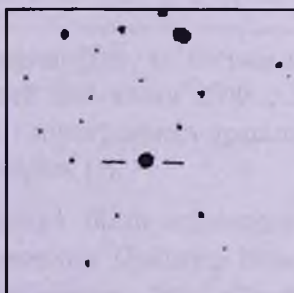
08521+6724



10093+6847



10176+6812



11422+6504

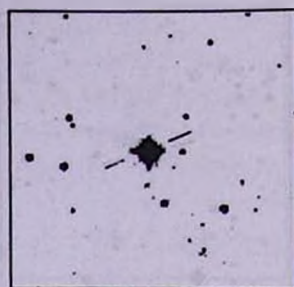
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



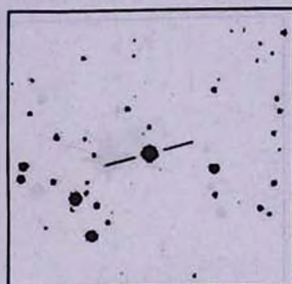
13575+6705



15408+6515



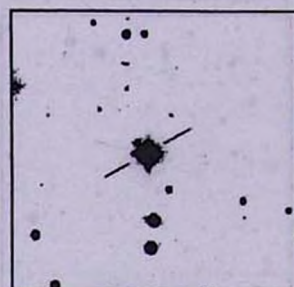
15506+6650



16148+6532



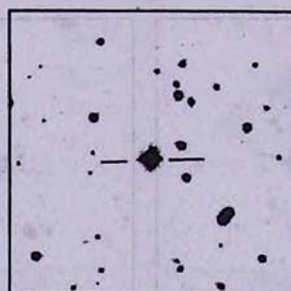
16317+6603



16499+6533



17548+6849



17599+6843

УДК: 524.37

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ТРЕХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М.А.КАЗАРЯН¹, ЭЛЬМА С.ПАРСАМЯН², ЛАУРА ПАРРАО³

Поступила 5 апреля 2000

Приводятся результаты спектрального исследования трех возможных планетарных туманностей К4-53, К4-55 и К4-57. Показано, что К4-53 и К4-55 являются планетарными туманностями, а К4-57 с большой вероятностью может быть отнесена к таковым. Методом Амбарцумяна определены температуры ядер этих туманностей. В области $\lambda \leq 912\text{\AA}$ определены оптические толщины L_c -квантов. В планетарной туманности К4-55 наблюдается аномально высокое содержание азота.

1. *Введение.* Среди туманностей, обнаруженных Когоутеком [1] с помощью камеры Шмидта и 4-градусной призмы обсерватории Hamburg-Bergedorf, есть и такие, которые были отнесены к возможным планетарным туманностям. Из списка таких туманностей для более детального исследования и выяснения их истинной природы, нами были выбраны три из них: К4-53, К4-55 и К4-57. Данные об этих туманностях приведены в табл.1[1].

Таблица 1

Туманности	α_{2000}	δ_{2000}	Размеры	H
К4-53	20 ^h 42 ^m 15 ^s .6	+37°40'31"	22" x 19"	11 ^m .5
К4-55	20 45 10.0	+44 39 16	33 x 22	11.5
К4-57	22 48 34.9	+58 29 04	5	11

В первом столбце приведены обозначения туманностей, во втором и третьем - экваториальные координаты туманностей для эпохи 2000г., в четвертом - величины угловых размеров, в пятом - интегральная яркость туманностей, оцененная на красных паломарских картах [1].

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения были проведены одним из авторов (Э.С.П.) на 2.12м телескопе обсерватории Guillermo Haro, (Кананеа, Мексика). Был использован The Landessternwarte Faint Object Spectrograf and Camera (LFOS) в фокусе Кассегрена. LFOS был специально сконструирован в Гейдельберге (Германия) для поисков и идентификации в

оптическом диапазоне рентгеновских инсточников, обнаруженных на ROSAT. Приемная аппаратура имеет фокальный редуктор, две гризмы, очувствленные в синем и красном диапазоне длин волн. Синяя гризма покрывает спектральную область от $\lambda 4500$ до $\lambda 7000\text{Å}$, с дисперсией 5.5 Å/pixel , а красная - от $\lambda 4500\text{Å}$ до $\lambda 9000\text{Å}$, с дисперсией 7.5 Å/pixel . Был использован детектор - Thomson 376x584 CCD. В настоящих наблюдениях мы использовали синюю гризму и щель ($3' \times 360''$) с ориентацией N-S, дающую разрешение примерно 15Å . Для стандартизации потоков была использована стандартная спектрофотометрическая звезда +BD40⁰4032[2]. В табл.2 приведены данные об условиях наблюдений этих туманностей.

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ УСЛОВИЯХ НАБЛЮДЕНИЙ

Туманности	Дата	Эксп. (мин)	Колич. спектр.
K4-53	5.07.1995	40	1
K4-55	5.07.1995	40	1
K4-57	7.07.1995	40	1

3. *Результаты наблюдений.* В спектрах туманностей наблюдался ряд эмиссионных линий, характерных для планетарных туманностей: [SII] $\lambda\lambda 6731, 6717$, [NII] $\lambda\lambda 6584, 6548$, [OIII] $\lambda\lambda 5007, 4959$, H_α , H_β , HeII $\lambda 4686$ и др. (рис.1-3). Вследствие малой чувствительности приемной аппаратуры в коротковолновой области, линии короче H_β на спектрах не измерялись. Из-за низкого разрешения, линии H_α , [NII] $\lambda\lambda 6584, 6548$

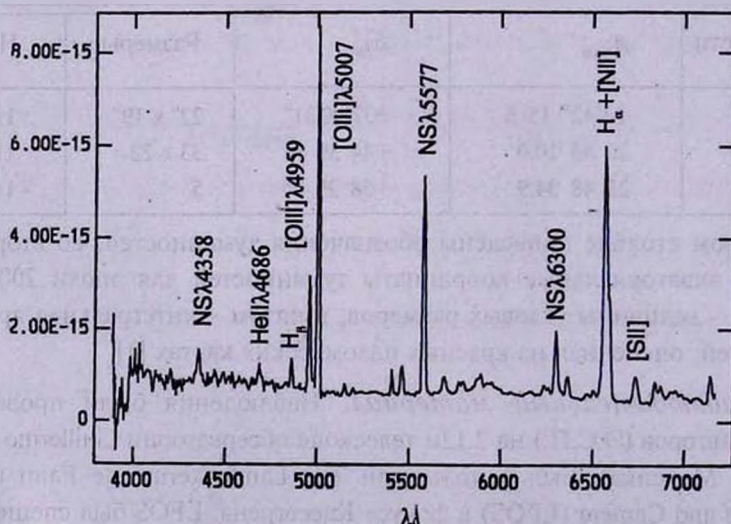


Рис.1. Спектрограмма туманности K4-53.

сливались. По той же причине линия H_γ сливается с линией неба $\lambda 4358$. В этих туманностях наблюдаются непрерывные спектры, принадлежащие их ядрам. Во всех трех туманностях линии гелия $HeII \lambda 4686$ яркие и широкие по сравнению с линиями, принадлежащими только туманностям, как, например, N_1 , N_2 . В этих туманностях наблюдаются также широкие линии $NII \lambda\lambda 5688-5680$ и $[CII] \lambda 5151$. Такие широкие линии обычно наблюдаются у звезд Вольфа-Райе (WR). В то же время не исключено, что в образовании этих линий свой вклад вносят и туманности. Линия $SII \lambda 6092$, которая наблюдалась в туманностях K4-55 и K4-57, с большой вероятностью, принадлежит их ядрам. Судя по интенсивности линий $NII \lambda\lambda 5688-5680$, ядро туманности K4-55 можно отнести к азотной последовательности (WRN).

Величины эквивалентных ширин и относительные интенсивности наблюдавшихся линий приведены в табл.3. В случае blends дана их суммарная интенсивность. Для сравнения приведены сводные данные из общего каталога планетарных туманностей Аккер и др. [3]. В каталоге [3] для линий $[OIII] \lambda\lambda 5007, 4959$, теоретическое отношение интенсивностей которых равно 3, приводятся значения интенсивностей обеих линий, что позволяет судить о

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ

Ион	λ_0	K4-53			K4-55			K4-57		
		W_λ (A)	$I_\lambda/I_{H\beta}$	$I_\lambda/I_{H\beta}$ [3]	W_λ (A)	$I_\lambda/I_{H\beta}$	$I_\lambda/I_{H\beta}$ [3]	$W_\lambda(A)$	$I_\lambda/I_{H\beta}$	$I_\lambda/I_{H\beta}$ [3]
[SII]	6731	36.0	0.48	1.08	44.9	1.07	2.88	8.5	0.13	0.35
[SII]	6717						4.25			
[NII]	6584	478.9	7.02	8.4	845.8	21.81	57.0	663.3	10.32	8.34
H α	6563						8.0			
[NII]	6548									
[SII]	6092				+	+		12.8	0.25	
[NII]	5680	13.9	0.52		6.6	0.67		+	+	
[CII]	5151	+	+		+	+		7.3	0.35	
[OIII]	5007	252.4	11.8	8.12	56.5	10.87	14.0	28.7	1.87	0.91
[OIII]	4959	80.6	4.06		18.7	4.01		10.3	0.79	
H β	4861	27.9	1.00	1.00	3.4	1.00	1.00	9.8	1.00	1.00
HeII	4686	11.8	1.32		2.1	0.96		6.5	0.95	

погрешностях полученных нами данных, т.е. насколько вычисленные значения отличаются от теоретического. Как видно из табл.3, отклонения наших наблюдений для этих линий меняются в пределах 3-13%, что является удовлетворительной точностью.

4. *Температуры ядер и оптические толщины туманностей.* Благодаря тому, что одновременно со спектрами планетарных туманностей были получены и спектры ядер, удалось оценить температуры самих ядер. Во всех изученных спектрах линии H_β и $HeII\ \lambda 4686$ не являлись блендами, благодаря чему стало возможным определить температуры ядер изучаемых туманностей методами Занстра и Амбарцумяна [4].

В табл.4 приведены результаты вычислений, где $T(H_\beta)$ - температура ядра, определенная методом Занстра по линии H_β , а $T(4686)$ - методом Амбарцумяна по линии $HeII$.

Таблица 4

ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР И ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ ТУМАННОСТЕЙ

Туманность	$T(H_\beta)$	$T(\lambda 4686)$	τ_c
K4-53	21900°K	60000°K	0.03
K4-55	16600	50000	0.01
K4-57	18600	57500	0.05

Как следует из табл.4, приведенные температуры довольно сильно отличаются друг от друга, в частности, температуры определенные по линии гелия $\lambda 4686$ значительно выше температур, определенных по линии водорода. Эти различия можно объяснить следующим образом: формулы, приведенные в [4], были получены при предположении, что L_c -кванты ($\lambda \leq 912A$) полностью поглощаются в оболочках ядер и в их туманностях (метод Занстра), а L_c -кванты с $\lambda \leq 228$ полностью поглощаются ионизованным гелием (метод Амбарцумяна). В исследуемых нами туманностях, по всей вероятности, имеет место второе предположение. Первое предположение (метод Занстра) не имеет место, так как L_c -кванты в области $\lambda \leq 912A$ свободно уходят из оболочек ядер и туманностей, т.е. оптическая толщина L_c -квантов в этой области $\tau_c < 1$. В табл.4 приведены также значения оптических толщин τ_c , L_c -квантов для оболочек ядер и туманностей вместе взятых. При вычислении τ_c , было принято, что температура $T(\lambda 4686)$ является наиболее близкой к реальной. При таком предположении формула для определения τ_c будет иметь вид:

$$(1 - e^{-\tau_c}) \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q(H_\beta) A(H_\beta) \frac{[x(H_\beta)]^3}{e^{x(H_\beta)} - 1},$$

$$\text{где } x = \frac{h\nu}{KT_{4686}}, \quad x_0 = \frac{h\nu_0}{KT_{4686}}, \quad x(H_\beta) = \frac{h\nu_{H_\beta}}{KT_{4686}},$$

ν и ν_0 – частоты лаймановского континуума и его предела. Коэффициент $q(H_\beta)$, при электронной температуре $T_e = 10^4 \text{ K}$, равен 10.97, а $A(H_\beta)$ определяется из наблюдений.

5. Обсуждение результатов. Как было отмечено выше, ядра туманностей K4-53, K4-55, K4-57 являются звездами типа WR, из них K4-55 принадлежит к азотной последовательности. Присутствие в этих туманностях линии HeII $\lambda 4686$ свидетельствует о высокой степени возбужденности в оболочках ядер и в туманностях. Наличие этой линии в туманностях позволяет определить, близкие к истинной, температуры ядер туманностей, что в свою очередь позволило определить оптическую толщину – τ_c в области лаймановского континуума ($\lambda \leq 912 \text{ \AA}$). Полученные низкие значения температур ядер, определенные по линии H_β методом Занстра, говорят о том, что подавляющее большинство L_c – квантов в области $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ уходит из туманности. Оптические толщины $-\tau_c$, L_c – квантов в этой области оказались малыми (табл.4).

В туманности K4-55, как видно из рис.2, наблюдается аномально интенсивная линия азота [NII] $\lambda 6584$, которая блендировалась с линиями H_α и [NII] $\lambda 6548$. В каталоге [3] приводятся значения интенсивностей отдельных линий [NII] $\lambda 6584 \text{ \AA}$ и H_α в туманности K4-55. Отношения

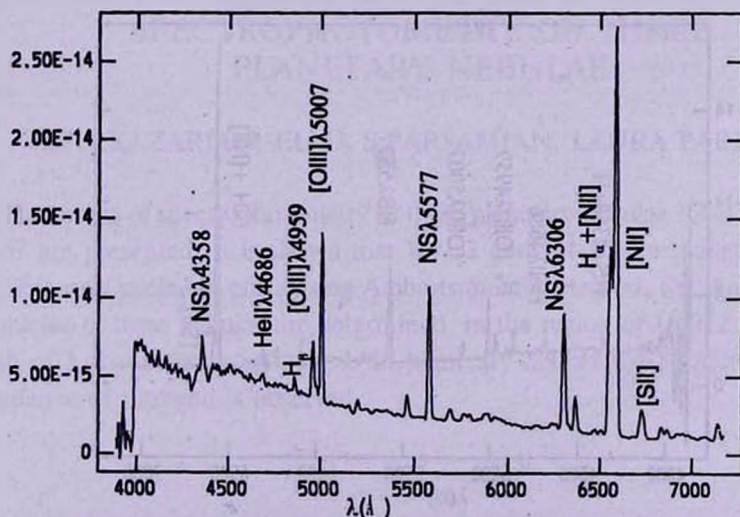


Рис.2 Спектрограмма туманности K4-55.

интенсивностей этих линий дают аномально высокое значение - 7.1. Суммарное значение относительных интенсивностей - $[\text{NII}] + \text{H}_\alpha$, согласно нашим наблюдениям (табл.3), примерно в 4 раза превосходит это значение. Такое различие трудно объяснить переменностью туманности, вероятнее всего это результат погрешностей наблюдений. Однако не подлежит сомнению, что содержание азота в туманности аномально высокое. Такое же аномально высокое содержание азота наблюдалось и в планетарной туманности KJp8 [5]. Туманности KJp8 и K4-55 на диаграммах зависимостей $\log I(\text{H}\alpha) / \log I([\text{NII}])$ от $\log I(\text{H}\alpha) / \log I([\text{SII}])$ и $\log I([\text{OIII}]) / \log I(\text{H}\alpha)$ от $\log I([\text{NII}]) / \log I(\text{H}\alpha)$ (см. рис.4,5 [5]) попадают в область SNRs (остатков сверхновых). Как отмечено в работе [6], это означает, что в ионизации этих туманностей и их волокон доминирующую роль играют частицы высоких энергий. Результаты, полученные относительно KJp8 в работе Лопеса и др. [7] подсказывают, что туманность K4-55 также представляет интерес для детального исследования и может относиться к тому же редкому типу планетарных туманностей, к которым относится KJp8.

Результаты изучения туманностей K4-53 и K4-55 не оставляют сомнения в принадлежности этих объектов к планетарным туманностям. Что касается K4-57, ядро которой типично для планетарных туманностей, а относительные интенсивности N_1 , N_2 близки по своим величинам к диффузным туманностям, одновременно является компактным объектом, похожим на звездообразные планетарные туманности. С большой вероятностью, K4-57 можно отнести к планетарным туманностям.

6. Заключение. Спектральные исследования туманностей K4-53, K4-

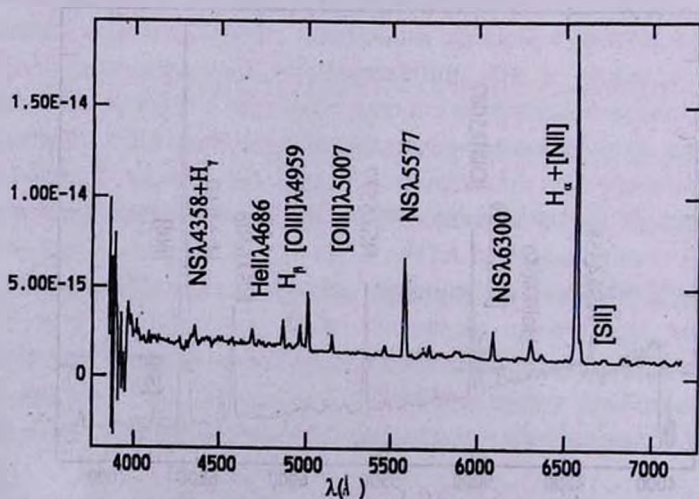


Рис.3. Спектрограмма туманности K4-57.

55 и K4-57 показали, что:

1. K4-53 и K4-55 являются планетарными туманностями. Что касается K4-57, относительные интенсивности N_1 , N_2 которой характерны для диффузных туманностей, а внешне она имеет звездообразный вид, то ее, с большой вероятностью, можно отнести к планетарным туманностям.

2. Ядра туманностей K4-53, K4-55 и K4-57 являются звездами типа WR, причем ядро K4-55 относится к азотной последовательности.

3. При предположении о том, что L_c - кванты в области $\lambda \leq 228$ Å полностью поглощаются ионизованным гелием, определены близкие к реальным температуры ядер этих туманностей (метод Амбарцумяна [4]).

4. Определены оптические толщины L_c -квантов в области $\lambda \leq 912$ Å, которые свидетельствуют о том, что подавляющее большинство L_c - квантов уходят из туманности.

5. Наблюдается аномально высокое содержание азота в туманности K4-55, что делает ее уникальным объектом.

Один из авторов (Э.С.П) приносит благодарность ночным ассистентам обсерватории Guillermo Haro (Кананеа, Мексика) за помощь при наблюдениях.

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

³Институт астрономии национального автономного университета Мексики (IAUNAM).

SPECTROPHOTOMETRY OF THREE PLANETARY NEBULAE

M.A.KAZARIAN, ELMA S.PARSAMIAN, LAURA PARRAO

The results of spectrophotometry of three planetary nebulae K4-53, K4-55 and K4-57 are presented. It is shown that K4-53 and K4-55 are planetary nebulae, K4-57 is very probable one. Using Ambartsumian's method, the temperatures of the nuclei of these nebulae are determined. In the region of $\lambda \leq 912$ Å the optical depth of L_c -quantum is estimated. In planetary nebula K4-55 abnormally high abundance of nitrogen is observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Kohoutek*, Astron. Astrophys **16**, 291, 1972.
2. *R.P.S.Stone*, Astrophys. J., **218**, 767, 1977.
3. *A.Acker, F.Ochsenbeim, B.Stenholm et. al.*, Strasbourg-Eso Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Part II, 1992.
4. *В.В.Соболев*, Теоретическая астрофизика, Наука, М., 1967.
5. *М.А.Казарян, Э.С.Парсаян, Л.Паррао*, Астрофизика, **41**, 367, 1998.
6. *F.Sabbadin, S.Minello, A.Bianchini*, Astron. Astrophys. **60**, 147, 1977.
7. *J.A.Lopez, R.Vazquez, L.F.Rodriguez*, Astrophys. J., **455**, L63, 1995.

УДК: 524.354.4

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН

Поступила 8 апреля 2000

В этой работе исследовано влияние эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами на распределение нейтронных вихрей в вращающейся нейтронной звезде. Показано, что генерируемые токами увлечения протонные вихревые кластеры создают магнитную структуру нейтронного вихря. Подсчитана средняя индукция магнитного поля в нейтронном вихре. Наличие магнитного поля у нейтронного вихря существенно меняет радиус вихревой зоны. Ширина безвихревой зоны у поверхности ядра нейтронной звезды увеличивается, достигая макроскопических значений порядка нескольких метров. Этот результат существенно меняет прежние представления о распределении нейтронных вихрей в нейтронной звезде.

1. *Введение.* Системы, в которых существуют два вида конденсата и, соответственно, два вида сверхтекучего движения, исследуются уже больше двадцати лет [1-12]. Такой системой является раствор атомов He^3 в жидкости He^4 ниже точки фазового перехода He^3 в сверхтекучее состояние. Уравнения трехскоростной гидродинамики, описывающие свойства этого раствора, были получены еще в конце пятидесятых годов [1]. Андреев и Башкин дополнительно учли в этих уравнениях "увлечение" конденсата He^3 конденсатом He^4 и показали, что каждое из сверхтекучих движений сопровождается переносом обоих компонентов раствора [2].

Другой системой с двумя сверхтекучими конденсатами является "пре"- фаза нейтронной звезды [3]. Эта фаза возникает в моделях нейтронных звезд с жестким уравнением состояния, когда центральная плотность вещества выше ядерной [13]. При центральной плотности звезды $\rho_c \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$ эта фаза составляет все ядро нейтронной звезды с радиусом порядка 10 км, а при $\rho_c \approx 10^{15} \text{ г/см}^3$ она представляет собой сферический слой толщиной порядка 1 км, заключающий в себе гиперонное или кварковое ядро звезды. Так как средняя плотность нуклонов в "пре"- фазе порядка ядерной плотности, то протоны и нейтроны участвуют в сильном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию протонных и нейтронных куперовских пар [14-17], и к появлению сверхпроводящего протонного и сверхтекучего нейтронного конденсатов. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми - газ, обеспечивающий локальную нейтральность системы. Фактически, связь протонных и нейтронных конденсатов, обусловленная их сильным взаимодействием, должна быть

учтена при рассмотрении протонно - нейтронного сверхтекучего раствора. В работе [6] впервые была выдвинута идея о том, что учет этого взаимодействия приводит к возникновению нового типа нейтронных вихрей, несущих определенный поток магнитной индукции. В работах [4,7,9] были получены уравнения Гинзбурга - Ландау, из которых следовало наличие токов увлечения протонов нейтронами и нейтронов протонами. В частности, в работе [7] было найдено также уравнение Лондонов, из которого действительно следовала возможность существования нейтронных вихрей с определенным потоком магнитной индукции, содержащейся в обычных протонных вихрях. Если нейтронные вихри появляются из - за вращения нейтронной звезды, то протонные вихри, как показано в работах [6,7], могут появиться из - за магнитных полей, созданных токами увлечения нейтронных вихрей. Обобщение трехскоростной гидродинамики с учетом электрических токов и магнитных полей было предложено в работе [5] и завершено в [11,12].

В работах [7,11] в лондоновском приближении была рассмотрена магнитная гидродинамика вращающегося сверхтекучего раствора в "пре"- фазе нейтронной звезды. Были найдены условия возникновения и исследованы свойства протонных вихревых кластеров в окрестности центра нейтронного вихря. Однако в этих работах не было рассмотрено распределение "сложных" нейтронных вихрей внутри нейтронной звезды.

Цель настоящей работы - на основе трехскоростной магнитной гидродинамики изучить распределение несущих магнитный поток нейтронных вихрей внутри "пре"- фазы звезды, и, в частности, исследовать свойства безвихревой зоны нейтронной звезды.

2. Уравнение Лондонов для индукции $\vec{B}$. Рассмотрим вращающуюся нейтронную звезду с центральной плотностью материи выше ядерной плотности. В рамках простой модели такая звезда, при $\rho_c \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$, состоит из двух частей: "пре"- фазы, имеющей радиус порядка 10 км, и твердой коры толщиной порядка нескольких сот метров [13]. Средняя плотность нейтронов $n_n \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}$, средняя плотность протонов $n_p \approx 10^{36} \text{ см}^{-3}$. Вещество коры, состоящее из ядер и электронов, находится в нормальном состоянии. Вращение коры приводит к вращению двухкомпонентной сверхтекучей жидкости и к твердотельному вращению нормальных электронов со скоростью $\vec{v}_e = [\vec{\Omega}, \vec{r}]$, где $\vec{\Omega}$ - угловая скорость вращения звезды.

Плотность потоков массы сверхтекучих протонов и нейтронов $\vec{j}_1'$ и $\vec{j}_2'$ в лабораторной системе координат имеет следующий вид [4]:

$$\begin{aligned}\vec{j}_1' &= \rho_{11} \vec{v}_1 + \rho_{12} \vec{v}_2, \\ \vec{j}_2' &= \rho_{22} \vec{v}_2 + \rho_{12} \vec{v}_1,\end{aligned}\tag{1}$$

где $\rho_{11} + \rho_{12} = \rho_1$ - плотность протонов, $\rho_{22} + \rho_{12} = \rho_2$ - плотность нейтронов,

ρ_{12} - плотность увлечения, $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$ - соответственно сверхтекучие скорости протонов и нейтронов. Электрический ток протонов можно записать в следующем виде:

$$\bar{J}_1 = \frac{e}{m_p} (\rho_{11} \bar{v}_1 + \rho_{12} \bar{v}_2) = \bar{J}_{11} + \bar{J}_{12}, \quad (2)$$

e и m_p - заряд и инертная масса протона. Второе слагаемое в формуле (2) представляет собой ток увлечения протонов нейтронами, возникающий из-за взаимодействия протонного и нейтронного сверхтекучих конденсатов. Ток увлечения $\bar{J}_{12}$ является заданным током проводимости, пока не появляется достаточное количество нормальной части протонов, приводящей к уменьшению плотности увлечения [6]. Ток $\bar{J}_{11}$ представляет собой обычный меисснеровский ток протонов. Магнитная индукция $\bar{B}$ определяется из уравнения Максвелла:

$$\text{rot } \bar{B} = \frac{4\pi}{c} \left(\bar{J}_{11} + \bar{J}_{12} - \frac{e}{m_p} \rho_1 \bar{v}_e \right). \quad (3)$$

Подставляя (1) и (2), и учитывая, что [4]

$$\text{rot } \bar{v}_1 = -\frac{e}{m_p c} \bar{B} + \kappa_1 \bar{i}_1 \sum_i \delta(\bar{r} - \bar{r}_i), \quad (4)$$

$$\text{rot } \bar{v}_2 = \kappa_2 \bar{i}_2 \sum_j \delta(\bar{r} - \bar{r}_j), \quad (5)$$

получаем

$$\bar{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} = \Phi_0 \bar{i}_1 \sum_i \delta(\bar{r} - \bar{r}_i) + \Phi_1 \bar{i}_2 \sum_j \delta(\bar{r} - \bar{r}_j) - \frac{2m_p c}{e} \frac{\rho_1}{\rho_{11}} \bar{\Omega}, \quad (6)$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}, \quad \Phi_1 = \frac{m_p \rho_{12}}{m_n \rho_{11}} \Phi_0, \quad \lambda^2 = \frac{m_p^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}. \quad (6')$$

Здесь $\bar{i}_1$ и $\bar{i}_2$ - единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихрей, $\bar{r}_i$ и $\bar{r}_j$ - соответственно радиус-векторы центров протонных и нейтронных вихрей, $\hbar$ - постоянная Планка, m_n - масса нейтрона, $\kappa_2 = \frac{\pi \hbar}{m_n}$ и $\kappa_1 = \frac{\pi \hbar}{m_p}$ - соответственно кванты циркуляции для нейтронов и протонов.

Заметим, что из уравнения (6) вытекает, что вращение приводит к появлению постоянного Лондоновского магнитного поля $\bar{H} = -\frac{2m_p c}{e} \frac{\rho_1}{\rho_{11}} \bar{\Omega}$, которое в условиях нейтронной звезды порядка 10^2 Гс. Если пренебречь этим полем, исследование генерации магнитного поля можно провести во вращающейся с угловой скоростью $\bar{\Omega}$ системе отсчета, в которой нормальная часть жидкости, т.е. электроны, покоятся.

3. *Энергия Гиббса для двухкомпонентной сверхтекучей жидкости.* Для исследования генерации магнитных полей в нейтронных звездах проследим за эволюцией нейтронной звезды после ее образования. Стандартные расчеты охлаждения показывают, что за несколько сот лет с начала образования нейтронной звезды, внутренняя температура T падает со значения порядка 10^{11} К, приближаясь к значению порядка 10^8 К [18]. Так как температура перехода для протонов $T_{c1} = 2 \cdot 10^9$ К, а для нейтронов $T_{c2} = 10^{10}$ К (1S_0 спаривание), то сначала нейтроны переходят в сверхтекучее состояние, а затем протоны. При плотностях ядерной материи выше $4 \cdot 10^{14}$ г/см³ нейтронная жидкость переходит в сверхтекучее состояние, образуя пары с 3P_2 спариванием, что уменьшает температуру перехода до значения $T_{c2} = 10^9$ К [10]. Следовательно, в этих областях нейтронной звезды переход нейтронов и протонов в сверхтекучее состояние происходит почти одновременно. Таким образом, независимо от режима охлаждения, можно считать, что в пульсарах, возраст которых выше тысячи лет, оба конденсата находятся в сверхтекучем состоянии.

Генерация магнитного поля возможна только при генерации нейтронных и протонных вихрей в нейтронной звезде. Причем, если нейтронные вихревые возбуждения возникают благодаря вращению звезды как целое, то протонные вихревые возбуждения появляются из - за наличия токов увлечения внутри отдельных нейтронных вихрей. Для того, чтобы определить, какие вихревые структуры возникают в звезде - только нейтронные, только протонные или обе вместе, необходимо выяснить, какой случай энергетически более выгоден.

Свободную энергию двухкомпонентной системы можно записать следующим образом [7]:

$$F = \frac{1}{2} \int (\rho_{11} \bar{v}_1^2 + 2\rho_{12} \bar{v}_1 \bar{v}_2 + \rho_{22} \bar{v}_2^2) dV + \frac{1}{8\pi} \int B^2 dV. \quad (7)$$

Потенциал Гиббса с учетом вращения звезды и при наличии заданных токов увлечения имеет следующий вид:

$$G = F - \bar{\Omega} \bar{M} - \frac{1}{c} \int \bar{j}_{12} \bar{A} dV, \quad (8)$$

где

$$\text{rot } \bar{A} = \bar{B}, \quad (9)$$

$\bar{\Omega}$ - угловая скорость, а $\bar{M}$ - полный момент вращения звезды. Учитывая (3)-(5), потенциал Гиббса G можно записать в следующем виде [10]:

$$G = \frac{1}{8\pi} \int \left[B^2 + (\lambda \text{rot } \bar{B})^2 \right] dV + \frac{1}{2} \int \rho_{22} (\bar{v}_2 - [\bar{\Omega} \bar{r}])^2 dV - \frac{1}{4\pi} \int \bar{H} \bar{B} dV - \frac{1}{2} \int \rho \Omega^2 r^2 dV, \quad (10)$$

где $\rho_{22} = \rho_{22} - \rho_{12}^2 / \rho_{11}$, а $\bar{H}$ определяется из уравнения

$$\text{rot } \bar{H} = \frac{4\pi}{c} \bar{j}_{12}. \quad (11)$$

Прежде всего мы должны определить область звезды, где можно ввести понятие непрерывной плотности нейтронных и протонных вихрей. Для этого межвихревые расстояния между нейтронными и протонными вихрями должны быть гораздо меньше по сравнению с характеристическими размерами их расположения. Во вращающейся звезде существуют два характеристических расстояния: это размеры звезды R и размеры нейтронного вихря b , который определяется угловой скоростью звезды $\bar{\Omega}$. Для однокомпонентной вращающейся сверхтекучей жидкости (скажем нейтронов) вся область звезды разбивается на две части: внутренняя область, где при $b \ll R$ имеется развитая структура нейтронных вихрей с плотностью $n_n \gg 1$ и внешняя область, называемая безвихревой зоной, с плотностью $n_n = 0$. Наличие второй компоненты сверхтекучей жидкости (скажем протонов) в вихревой зоне приводит к тому, что внутри каждого нейтронного вихря появляются токи увлечения, которые и генерируют протонные вихри. Если протонные межвихревые расстояния d гораздо меньше размеров нейтронного вихря b , то внутри нейтронного вихря может появиться сеть протонных вихрей с плотностью $n_p \gg 1$. Сверхтекучие протоны в безвихревой зоне приводят к появлению мейсснеровского тока, который блокирует распространение средней магнитной индукции вовнутрь этой зоны.

Для нахождения средней плотности нейтронных вихрей n_n , мы должны минимизировать следующее выражение потенциала Гиббса:

$$G_n = G + \int n_n \varepsilon_n dV, \quad (12)$$

где G определяется формулой (10), а ε_n - энергия единицы длины нейтронного вихря. Для минимизации выражения (12) мы должны знать значение энергии отдельного нейтронного вихря. Но так как токи увлечения внутри нейтронного вихря генерируют сеть протонных вихрей, то для определения энергии нейтронного вихря сначала мы должны исследовать его магнитную структуру.

4. *Кластеры протонных вихрей в нейтронном вихре.* Магнитная структура нейтронного вихря задается плотностью распределения протонных вихрей n_p . Для нахождения n_p мы должны минимизировать потенциал Гиббса, написанный для отдельного нейтронного вихря:

$$G_p = G + \int n_p \varepsilon_p dV, \quad (13)$$

где ε_p - энергия протонного вихря. Выражение для ε_p хорошо известно [10]:

$$\varepsilon_p = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 \ln(\lambda/\xi), \quad (14)$$

где Φ_0 и λ определяются формулой (6'), а ξ - размеры ствола протонного вихря. Магнитное поле, генерируемое токами увлечения

$$j_{12} = \frac{e}{m_p} \rho_{12} \frac{\kappa_2}{2\pi} \frac{1}{r}, \quad (15)$$

определяется из уравнения (11) и, если протонные вихри направлены параллельно стволу нейтронного вихря, то оно имеет вид:

$$H(r) = \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} \ln(b/r), \quad H(b) = 0, \quad (16)$$

где r - расстояние от центра нейтронного вихря. Условие $\delta G_p = 0$ при заданном b , с учетом (6), дает следующее уравнение для определения плотности протонных вихрей n_p :

$$\Phi_1 + n_p \Phi_0 - H + \frac{4\pi}{\Phi_0} \varepsilon_p = 0. \quad (17)$$

Так как

$$\frac{4\pi}{\Phi_0} \varepsilon_p = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln(\lambda/\xi) = H_{c1},$$

где H_{c1} - критическое поле для образования протонного вихря, то окончательно имеем:

$$n_p = \frac{B}{\Phi_0} = \frac{H - H_{c1}}{\Phi_0}. \quad (18)$$

Здесь мы отбросили Φ_1 , предполагая $n_p \Phi_0 \gg \Phi_1$. Как видно из формул (18) и (16), плотность протонных вихрей максимальна у ствола нейтронного вихря и уменьшается с удалением от него. Она превращается в нуль на расстоянии r_1 , удовлетворяющем условию $H(r_1) = H_{c1}$. Из этого условия легко получить:

$$r_1 = b \left(\frac{\lambda}{\xi} \right). \quad (19)$$

Подсчитаем среднюю индукцию $\bar{B}$ нейтронного вихря. В случае цилиндрической симметрии она определяется согласно формуле:

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^1 (H - H_{c1}) 2\pi r dr. \quad (20)$$

Учитывая (19), окончательно получим:

$$\bar{B} = \frac{k \Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^2, \quad (21)$$

где $k = \rho_{12}/\rho_{11}$. Как видно из (21), средняя магнитная индукция $\bar{B}$ нейтронного вихря не зависит от радиуса самого вихря.

5. Средняя плотность нейтронных вихрей n_n и средняя магнитная индукция звезды. Энергия нейтронного вихря состоит из

двух частей: из энергии вращения нейтронов вокруг центра нейтронного вихря и из его магнитной энергии. Она определяется из формулы (10) следующим образом:

$$\epsilon_n = \frac{1}{8\pi} \int \left[B^2 + (\lambda \operatorname{rot} \bar{B})^2 \right] dV + \frac{1}{2} \int \rho_{22} (\bar{v}_2 - [\bar{\Omega} \bar{r}])^2 dV, \quad (22)$$

где

$$\bar{v}_2 - [\bar{\Omega} \bar{r}] = \frac{\kappa_2}{2\pi} \bar{i}_2 \frac{1}{r}. \quad (23)$$

Подставляя (18) и (23) в (22), учитывая (6), и проводя интегрирование, для энергии единицы длины нейтронного вихря получим следующее выражение:

$$\epsilon_n = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi b^2 + \rho_{22} \frac{\kappa_2^2}{4\pi} \ln(b/a), \quad (24)$$

где a - радиус ствола нейтронного вихря.

Для определения средней плотности распределения нейтронных вихрей $n_n(r)$, мы должны минимизировать потенциал Гиббса G_n , который напишем в следующем виде:

$$G_n = \frac{1}{8\pi} \int \left[B^2 + (\lambda \operatorname{rot} \bar{B})^2 \right] dV + \frac{1}{2} \int \rho_{22} (\bar{v}_2 - [\bar{\Omega} \bar{r}])^2 dV + \\ + \int \left[\frac{\bar{B}^2}{8\pi} \frac{1}{n_2(r)} + \rho_{22} \frac{\kappa_2^2}{4\pi} \ln(b/a) \right] n_n(r) dV - \frac{1}{4\pi} \int \bar{B} \bar{B} dV - \frac{1}{2} \int \rho \Omega^2 r^2 dV. \quad (25)$$

Здесь $\bar{B}$ - постоянно и отлично от нуля только в вихревой зоне. Минимизируя выражение (25) по $\bar{B}$, получаем уравнение, определяющее магнитную индукцию звезды:

$$\bar{B} + \lambda^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{B} = \begin{cases} \bar{B}, & \text{при } r < R_i \\ 0, & \text{при } R_i < r < R \end{cases} \quad (26)$$

Здесь R_i радиус вихревой зоны. Вариация потенциала G_n по $n_n(r)$ дает:

$$\delta G_n = \int \rho_{22} \left[(v_2 - \Omega r) + \frac{\kappa_2}{8\pi} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_2) \right)}{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_2)} \right] \delta v_2 dV, \quad (27)$$

где v_2 - азимутальная компонента вектора $\bar{v}_2$. Условие $\delta G_n = 0$ дает нам уравнение, определяющее гидродинамическую скорость нейтронной жидкости:

$$(v_2 - \Omega r) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_2) + \frac{\kappa_2}{8\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_2) \right) = 0, \quad (28)$$

и согласно [10]:

$$n_n(r) = \frac{|\text{rot } \vec{v}_2|}{\kappa_2} = \frac{1}{\kappa_2 r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_2). \quad (29)$$

Заметим, что, несмотря на наличие у нейтронного вихря магнитной структуры, уравнение (28), определяющее плотность нейтронных вихрей, совпадает с уравнением, полученным для однокомпонентной сверхтекучей жидкости [1]. Это есть следствие независимости средней магнитной индукции нейтронного вихря от его радиуса b .

6. *Безвихревая зона.* Рассмотрим решения уравнений (26) и (28). Эти решения в областях $r < R_i$ и $R_i < r < R$ разные. Решение уравнения (26) в области $r < R_i$ имеет постоянное значение $\bar{B} = \bar{\bar{B}} = \text{const}$, а в области $R_i < r < R$ имеет вид:

$$\bar{B} = \bar{\bar{B}} \frac{K_0(r/\lambda)}{K_0(R_i/\lambda)}.$$

Учитывая, что R и R_i гораздо больше λ , то решение уравнения (26) примет вид:

$$\bar{B}(r) = \begin{cases} \bar{\bar{B}} = \text{const}, & r < R_i \\ \bar{\bar{B}} e^{-(r-R_i)/\lambda} & R_i < r < R \end{cases}. \quad (30)$$

Уравнение (28) также имеет разное решение в безвихревой и вихревой зонах [1]:

$$\begin{aligned} v_2 &= \Omega r \quad \text{при} \quad r < R_i \\ v_2 &= \frac{\Omega R^2}{r} \quad \text{при} \quad R_i < r < R. \end{aligned} \quad (31)$$

Для определения радиуса вихревой зоны R_i , запишем свободную энергию в следующем виде [4]:

$$F = \frac{1}{8\pi} \int [B^2 + (\lambda \text{rot } \bar{B})^2] dV + \frac{1}{2} \int \rho_{22} (\vec{v}_2 - [\bar{\Omega} \vec{r}])^2 dV - \frac{1}{2} \int \rho \Omega^2 r^2 dV \quad (32)$$

Подставляя решения (30) и (31) в (32), получаем следующее выражение для F :

$$\begin{aligned} F &= \left(\frac{1}{4} \bar{B}^2 + \kappa_2 \rho_{22} \Omega \ln(b/a) \right) \frac{R_i^2}{2} + \pi \rho_{22} \Omega^2 R^4 \ln(R/R_i) - \\ &- \pi \rho_{22} \frac{\Omega^2 R^4}{4} \left(\frac{R_i^4}{R^4} - 1 \right) - \pi \rho_{22} \Omega^2 R^2 (R^2 - R_i^2) - \pi \rho \frac{\Omega^2 R^4}{4} \end{aligned} \quad (33)$$

Значение R_i можно определить из минимума свободной энергии звезды F по R_i . Требуя условие $\partial F / \partial R_i = 0$, получаем следующее уравнение для определения R_i :

$$\frac{R}{R_l} - \frac{R_l}{R} = \left[\frac{\bar{B}^2 / 8\pi}{\rho_{22} \frac{\Omega^2 R^2}{2}} + \frac{\kappa_2}{\pi \Omega R^2} \ln(b/a) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (34)$$

Оценим ширину безвихревой зоны $\Delta R = R - R_l$ пульсаров вблизи экваториальной плоскости звезды. Легко видеть, что второй член в правой части решения (34) гораздо меньше первого. Следовательно, ширина безвихревой зоны в основном определяется магнитной индукцией, генерируемой токами увлечения. Для пульсаров плотность магнитной энергии составляет $\delta \approx 10^{-6}$ часть плотности энергии вращения на поверхности звезды.

Из формулы (34) легко получить, что $\Delta R \approx \frac{R}{2} \delta^{1/2}$. Так как $R \approx 10^6$ см, то $\Delta R \approx 5 \cdot 10^2$ см.

Таким образом, если не было бы токов увлечения, то размер безвихревой зоны был бы только на один порядок больше $b \approx 10^3$ см, а при наличии этих токов безвихревая зона имеет макроскопические размеры. Это обстоятельство будет играть важную роль в теориях энерговыделения из - за движения вихрей в ядре нейтронной звезды.

Ереванский государственный университет,
Армения

GENERATION OF THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS

D.M.SEDRAKIAN

In this paper we have investigated the role of the effect of entrainment of superconducting protons by superfluid neutrons on the distribution of the neutron vortices in the rotating neutron stars. It is shown, that the magnetic structure of the neutron vortex consists of the clusters of proton vortices created by entrainment currents. The mean value of magnetic induction of the neutron vortex have calculated. The distribution of neutron vortices with magnetic structure differs from the ones without magnetic field. The depth of "invortex region" near the surface of neutron star core increases and takes macroscopic value of the order of few meters. This result changes our knowledge about distribution of neutron vortices in the neutron stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.М.Халатников. ЖЭТФ, 32, 653, 1957.
2. А.Ф.Андреев, Е.П.Башкин. ЖЭТФ, 69, 319, 1975.
3. Д.М.Седракан, К.М.Шахабасян. Астрофизика, 8, 557, 1972.
4. Д.М.Седракан, К.М.Шахабасян. Астрофизика, 16, 727, 1980.
5. Г.А.Варданян, Д.М.Седракан. ЖЭТФ, 81, 1731, 1981.
6. Д.М.Седракан. Астрофизика, 19, 135, 1982.
7. Д.М.Седракан, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян. Астрофизика, 19, 303, 1983.
8. Г.С.Мкртчян, Д.М.Седракан. Астрофизика, 19, 135, 1983.
9. M.A.Alpar, S.A.Langer, J.Sauls. Astrophys. J., 282, 533, 1984.
10. Д.М.Седракан, К.М.Шахабасян. УФН, 161, №7, 3, 1991.
11. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian. Astrophys. J., 447, 307, 1995.
12. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.Cordes, Y.Terzian. Astrophys. J., 447, 324, 1995.
13. Г.С.Саакян. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс., Наука, М., 1972.
14. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
15. В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц. ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
16. В.Л.Гинзбург. УФН, 97, 601, 1969.
17. Д.Пайнс. УФН, 131, 479, 1980.
18. M.B.Richardson, H.M.van Horn. Astrophys. J., 255, 624, 1982.

УДК: 524.354.4

О ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ В ОКРЕСТНОСТИ ПУЛЬСАРОВ

М.А.АХАЛКАЦИ, Г.З.МАЧАБЕЛИ

Поступила 5 декабря 1999

Принята к печати 25 февраля 2000

В работе рассматривается задача об эффективности ионно-синхротронного мазера в линейном приближении, предложенная в работе Хошино и Аронса. Рассматривается релятивистская горячая электронно-позитронная плазма, которую пронизывает релятивистский ионный пучок. На фронте ударной магнитозвуковой волны генерируется электромагнитная волна, которая должна затухать на позитронах плазмы. Это, в свою очередь, должно приводить к синхротронному излучению энергичных позитронов в области высоких частот, намного превосходящих собственные частоты плазмы. Показана необходимость одновременного учета резонансных условий на высокой гармонике ионно-циклотронной частоты и на основной гармонике электронно-циклотронной частоты. При этом возбуждаются собственные поперечные волны, однако в рамках линейной теории ускорения позитронов за счет кинетической энергии ионов не происходит.

1. *Введение.* Магнитосфера пульсаров характеризуется мощным дипольным магнитным полем и электронно-позитронной (парной) плазмой. Согласно принятой модели [1,2] парная плазма движется вдоль силовых линий магнитного поля с релятивистскими скоростями и пронизывается мощным пучком электронов. В последнее время все большее внимание уделяется случаю, когда вместо электронного имеем ионный пучок. В работе [3] предлагается механизм генерации нетеплового синхротронного излучения позитронов при наличии ионного пучка, названный ионно-синхротронным мазером. Этот механизм оказывается полезным в связи с наблюдаемым синхротронным излучением астрофизических объектов, в частности, Крабовидной туманности [4]. В этих работах рассматривается электронно-позитронно-протонная плазма ($e - e^+ - p^+$), тормозящаяся на фронте магнитозвуковой ударной волны. В работе [3] проводился численный эксперимент, который показал, что энергия ионного пучка перекачивается в энергию позитронов, которые в свою очередь могут давать высокочастотное синхротронное излучение, намного превосходящее по частоте собственные частоты плазмы. Для того, чтобы разобраться в физике этого процесса, вначале нужно исследовать линейную задачу генерации волн в рассматриваемой плазме. Целью настоящей работы является исследование этой проблемы в линейном приближении.

2. *Обзор существующих механизмов.* Аналогичные задачи решались ранее для объяснения ускорения частиц околосолнечной плазмы. Детальные исследования показали, что механизма ускорения частиц Ферми недостаточно для объяснения некоторых наблюдаемых данных. Так, например, на фронте околосолнечной магнитозвуковой ударной волны частицы ускоряются вдоль, а не поперек, магнитного поля [5]. В работах [5-10] была показана возможность возникновения ускорения частиц вдоль магнитного поля, вплоть до релятивистских скоростей. Суть механизма заключается в следующем: поток солнечного ветра начинает тормозиться на скачке магнитного поля, направленного перпендикулярно потоку частиц. В поперечном магнитном поле электроны плазмы движутся по ларморовскому кружку с радиусом $r_e = v_{e\perp} / \omega_{ce}$ (где $v_{e\perp}$ - поперечная скорость электронов, а $\omega_{ce} = eB/m_e c$ - ларморовская частота электрона). Ларморовский радиус r_i ионов намного превосходит радиус электронов (ширина фронта бесстолкновительной ударной волны порядка циклотронного радиуса ионов). Происходит разделение зарядов и возникновение электрического поля. При движении ионов в обратную сторону они ускоряются этим полем. Возникает ситуация, когда ионы достаточно длительное время двигаются поперек магнитного поля. Это время порядка $\sim 1/\omega_{ci}$ ($\omega_{ci} = eB/m_i c$ - ларморовская частота ионов). Ионный пучок, направленный поперек магнитного поля, может возбудить косую ленгмюровскую волну, которая, в свою очередь, сильно затухает на электронах плазмы при черенковском резонансе $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \approx 0$. Здесь ω - частота генерируемой ионным пучком волны, а $k_{\parallel}$ и $v_{\parallel}$ - продольные относительно магнитного поля составляющие волнового вектора и скорости частиц, на которых затухает генерируемая волна. В результате энергия ионного пучка передается энергичным электронам плазмы и увеличивает их скорость в $\sqrt{m_i/m_e} \geq 40$ раз.

Таким образом, ускорение электронов происходит за счет энергии пучка ионов, который направлен поперек магнитного поля. Генерация этих волн возможна только для очень высоких гармоник, когда период циклотронного оборота ионов значительно больше характерного времени генерации $1/\Gamma$ (где Γ - инкремент возбуждения). Тогда возможно рассмотрение прямолинейного распространения ионного пучка поперек магнитного поля.

Пересмотр дисперсионных соотношений, для адекватного описания рассматриваемой ситуации связан с поведением функции Бесселя при больших индексах и больших аргументах, а также с суммированием рядов. Процедура суммирования в различных видах была предложена в работе [11] (см. дополнение).

Возможность генерации квазиперпендикулярной ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) потенциальной плазменной волны при $\omega_{pe} \gg \omega_{ce} \gg \omega \gg \omega_{ci}$, где $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 N_e / m_e$ - ленгмюровская частота с длиной волны, значительно

меньшей электронно-циклотронного радиуса r_e . ($k_{\perp} v_{\perp e} / \omega_{ce} \approx k r_e \gg 1$) впервые была показана в работах [12,13] и обобщена на случай $k r_e \sim 1$ в работе [14]. Рассматривались горячие электроны и холодный поперечный пучок ионов. Ситуация, рассматриваемая нами, схожа с описанной выше: поставщиком энергии является ионный пучок, распространяющийся поперек магнитного поля. Основное отличие заключается в специфике астрофизической плазмы: ее релятивизме, отсутствии гиротропии в электронно-позитронной компоненте. Особенно важно, что, как и в работе Хошино и Аронса [3], мы будем рассматривать возбуждение поперечной электромагнитной ветви, а не косой ленгмюровской волны, как это было в цитированных выше работах.

При рассмотрении генерации высокочастотных волн (генерируемая частота $\omega = n\Omega_{e+}$, $n \gg 1$, где $\Omega_{e+} \approx \omega_{e+} / \gamma$, где γ - лоренц-фактор ионов) в дисперсионном соотношении необходим учет вклада многих гармоник. Этому посвящен раздел 3 настоящей работы. Вначале приведен тензор диэлектрической проницаемости и обсуждается условие циклотронного резонанса на высоких гармониках в холодной электронно-позитронно-ионной плазме. Там же предлагаются некоторые упрощения протонной части дисперсионного соотношения.

Согласно работам [3,4], холодный пучок в горячей электронно-позитронной плазме генерирует высокочастотную волну с $\omega \approx n\Omega_{cp}$ ($n \gg 1$, $\Omega_c = \omega_B / \gamma$). При этом следует учитывать тот факт, что одновременно с резонансом ($\omega - n\Omega_{cp} \approx 0$) должны выполняться условия резонанса для электронно-позитронной плазмы $\omega - l\Omega_{e\pm} = 0$, где l - малое число ($l = 1, 2, \dots$) и, соответственно, должны рассматриваться в одном дисперсионном соотношении, как это делается в работах [12-14]. Этот вопрос рассматривается в разделе 4. В разделе 5 обсуждаются результаты, а в 6-м подводятся итоги.

3. Электронно-позитронная плазма. Рассмотрим однородно замагниченную плазму, состоящую из релятивистских электронов, позитронов и протонов, где концентрация протонов намного меньше концентрации электронов и позитронов, $N_{p+} \ll N_{e\pm}$. Ось Z направим вдоль внешнего постоянного магнитного поля. Рассмотрим волны, распространяющиеся поперек магнитного поля с волновым вектором $k = k_x (e_x -$ единичный вектор вдоль оси X).

Тензор диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + 2\pi \sum_s \int dp_{\parallel} dp_{\perp} p_{\perp}^2 \frac{\delta F_s}{\delta p_{\perp}} \frac{\Omega_{ps}^2}{\omega(\omega - n\Omega_{cs})} \Psi_{sij}. \quad (1)$$

Здесь

$$\Omega_{ps}^2 = \frac{\omega_{ps}^2}{\gamma_s} = \frac{4\pi e_s^2 N_s}{m_s \gamma_s}, \quad \Omega_{cs} = \frac{\omega_{cs}}{\gamma_s} = \frac{e_s B_s}{\gamma_s m_s c}$$

являются соответственно релятивистскими, плазменными и циклотронными частотами, $p_{||}$ и $p_{\perp}$ - составляющие импульса частиц вдоль и поперек магнитного поля, соответственно, в единицах $m_s c$, т.е.

$p_{||, \perp} = (v_{||, \perp} / c) \gamma_s$; $\gamma_s = \sqrt{1 + p_s^2}$; $p_s^2 = p_{||s}^2 + p_{\perp s}^2$, m_s - масса покоя частицы, $F_s(p_{||}, p_{\perp})$ - равновесная функция распределения частиц сорта s , ψ_{snij} равно

$$\psi_{snij} = \left(\begin{array}{c} \left(\frac{n}{z_s} J_n \right)^2 \\ - \frac{n}{z_s} J_n J_n' \\ \left(J_n' \right)^2 \end{array} \right) i \frac{n}{z_s} J_n J_n' \quad (2)$$

Аргумент обыкновенной $J_n(z_s)$ функции Бесселя первого рода индекса

$$z_s = \frac{k v_{\perp s}}{\Omega_{cs}} = k r_{Ls},$$

где r_{Ls} - ларморовский радиус частиц сорта s .

Члены, соответствующие электронам и позитронам в ϵ_{xy} и ϵ_{yx} , исчезают из-за массовой и зарядовой симметрии электронов и позитронов, и остается только протонный член.

Дисперсионное уравнение для поперечных волн при $k = (k_x, 0, 0)$ имеет следующий вид (см., например, [3,15]):

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{yy}^{e\pm} + \epsilon_{yy}^{p\pm}. \quad (3)$$

Рассмотрим циклотронный резонанс на высоких гармониках в холодной плазме.

Функцию распределения возьмем в виде

$$F_s(p_{\perp}, p_{||}) = \frac{1}{2\pi p_{so}} \delta(p_{\perp} - p_{so}) \delta(p_{||}).$$

Тогда из (1) имеем следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{yy}^{e\pm} \cong 1 + \sum_{s=e\pm} \frac{\Omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{v_{os}^2}{c^2} \left(J_n' \left(\frac{k v_{os}}{\Omega_{cs}} \right) \right)^2 \left(1 - \frac{n \Omega_{cs}}{\omega} \right)^2. \quad (4)$$

Если рассматривать частоты, удовлетворяющие соотношению

$$|\omega - n \Omega_{cs}| \rightarrow 0, \quad (5)$$

то в случае $n \gg 1$ неравенство (5) справедливо как для n -ого номера гармоники, так и для $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ Поэтому необходимо рассматривать интерференционную картину, т.е. суммировать ряд в дисперсионном соотношении (4), а резонансное условие учесть в результате, полученном от суммирования. При этом оказывается (см. дополнение), что для резонансного условия

$$\omega = n \Omega_{cs} + \delta \quad (6)$$

необходимо иметь в виду, что $\delta \ll \Omega_{e^-}$.

При рассмотрении высоких гармоник ($n \gg 1$) циклотронной частоты ионов, соответствующий член в тензоре диэлектрической проницаемости можно представить в существенно упрощенном виде (см., например, [16]). Это следует и из простых физических соображений: при больших номерах гармоник циклотронной частоты ионов характеристическое время $1/n\Omega_{ep}$ намного меньше периода вращения частицы вокруг силовой линии магнитного поля: $1/n\Omega_{ep} \ll 1/\Omega_{ep}$, и если время развития неустойчивости, $\tau \ll 1/\Omega_{ep}$, можно пренебречь влиянием магнитного поля и принять, что частица движется линейно и равномерно со скоростью $v_{\perp}$ поперек магнитного поля. Таким образом, имеем ионный пучок, распространяющийся поперек магнитного поля. В таком случае, для холодного ионного пучка вместо выражения (4) будем иметь

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \equiv 1 - \frac{\Omega_{pp+}}{\omega^2} \left[\frac{v_{yp+} (\omega^2 - k^2 c^2)}{c^2 (\omega - k \omega_{xp+})^2} - 1 \right]. \quad (7)$$

Согласно работе [3], кинетическая энергия направленного движения холодной ($e^- - e^+$) плазмы на фронте ударной волны частично диссипирует в тепловую энергию электронов и позитронов и за фронтом ударной волны имеем горячую ($e^- - e^+$) плазму с релятивистским максвелловским распределением.

Таким образом, следует рассмотреть задачу о возможной генерации волн в горячей $e^- - e^+$ плазме пучком холодных ионов, направленных поперек магнитного поля.

4. Горячая электронно-позитронная плазма и холодный ионный пучок. Несмотря на то, что $N_{e\pm} \gg N_{p+}$, в дисперсионных соотношениях для рассматриваемой ситуации, при одновременном выполнении резонансного условия как для холодных ионов, так и для горячих электронов и позитронов, вклады от всех компонентов оказываются сравнимыми. Тем более, если предположить, что резонансное взаимодействие возбуждаемых волн происходит с частицами хвоста функции распределения электронно-позитронной плазмы

$$p_{res} \gg p_a, \quad (8)$$

где p_a описывает тепловой разброс частиц в импульсном пространстве. Следовательно, необходим одновременный учет обоих резонансов при $\omega \equiv n\Omega_{ep}$ и $\omega \equiv l\Omega_{ce\pm}$, где $n \gg 1$, а $l = 1, 2, \dots$

Возьмем релятивистское распределение Максвелла для горячей электронно-позитронной плазмы в виде

$$F_s = \frac{1}{\pi p_{as}^2} \exp \left[-\frac{p_{\perp s}^2}{p_{as}^2} \right] \delta(p_{\parallel s}),$$

где N_s - концентрация частиц сорта s .

Используя общее выражение (1) для ϵ_{ρ} , получим выражение для ϵ_{yy} - компоненты тензора диэлектрической проницаемости, входящей в правую часть дисперсионного соотношения (3). Затем, выделив главную и резонансную части интеграла, найдем

$$\begin{aligned} \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{yy} = 1 - \frac{8\omega_{pe\pm}^2}{p_a \omega} \sum_{n=0}^{\infty} \int dp_{\perp} \frac{p_{\perp}^2}{\gamma} (J_n')^2 \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{p_a^2}\right) \frac{p}{\omega - \frac{n\omega_c}{\gamma}} + \\ + i \frac{4\pi}{p_a} \frac{\omega_{pe\pm}^2}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} \int dp_{\perp} \frac{p_{\perp}^3}{\gamma} (J_n') \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{p_a^2}\right) \delta\left(\omega - \frac{n\omega_c}{\gamma}\right) + \\ + \frac{\Omega_{pp+}^2}{\omega^2} \left[\frac{v_{yp+}}{c^2} \frac{\omega^2 - k^2 c^2}{(\omega^2 - k^2 v_{xp}^2)} - 1 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где ω , и ω_c являются, соответственно, нерелятивистскими плазменными и циклотронными частотами и принята во внимание идентичность $|e^-|$ и $|e^+|$.

Вычислим главное значение интеграла. Условие (8) упрощает эту задачу. В частности, из условия (8) следует, что для основной массы частиц

$$\omega \equiv \frac{l\omega_{ce\pm}}{\gamma_{res}} \ll \frac{l\omega_{ce}}{\gamma_{e\pm}}, \quad (10)$$

где $l = 1, 2, \dots$

Кроме того, заметим что

$$\text{Re} \omega = \frac{l\omega_{ce\pm}}{\gamma_{res}} \equiv k v_{xp+}, \quad (11)$$

где v_{xp+} является x -компонентой скорости холодных протонов. Предполагается также, что $\gamma_{p+} \sim \gamma_{e\pm}$, откуда следует, что $v_{p+} \sim v_{e\pm} = p_{e\pm}/\gamma_{e\pm}$. Следовательно, для аргумента функции Бесселя справедливо неравенство

$$z = \frac{kc}{\omega_{ce\pm}} p_{e\pm} = \frac{l v_{e\pm}}{v_{xp+}} \frac{\gamma_e}{\gamma_{res}} \ll 1. \quad (12)$$

Используя приведенные выше оценки, из уравнения (9) получим следующее квадратичное уравнение для реальной части частоты ω_r :

$$\left(1 + \frac{3}{4} \frac{\pi^2}{\sigma} \frac{p_a}{p_{res}}\right) \omega_o^2 + \frac{\pi}{\sigma} \omega_o - \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\pi^2}{\sigma} \frac{p_a}{p_{res}}\right) k^2 c^2 = 0, \quad (13)$$

где параметр σ определен следующим образом:

$$\sigma = \frac{\Omega_{ce\pm}^2 p_{res}}{\Omega_{pe\pm}^2 p_a}.$$

Для того, чтобы образовалась магнитозвуковая ударная волна, необходимо выполнение неравенства [7]

$$\frac{\Omega_{pe\pm}^2}{\Omega_{ce\pm}^2} \ll 1,$$

т.е. газокINETическая энергия плазмы гораздо меньше энергии магнитного

поля. Поэтому рассмотрим случай с $\sigma \gg 1$. Из уравнения (13) получим

$$\omega_o^{(1)} \equiv kc(1-a), \quad (14)$$

где

$$a = \frac{\Omega_{pe\pm}}{\Omega_{ce\pm}} \frac{p_a}{p_{res}} = \frac{\Omega_{ce\pm}}{2kc} \frac{1}{\sigma}.$$

Приведем решение уравнения (13) для другого предельного случая $\sigma \ll 1$:

$$\omega_o^{(2)} \equiv \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \frac{k^2 c^2}{\Omega_{ce\pm}} \frac{p_a}{p_{res}} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\Omega_{ce\pm}^2}{\Omega_{pe\pm}^2} \frac{p_{res}^2}{p_a^2} \right). \quad (15)$$

Для нахождения инкремента при одновременном выполнении резонансных условий электронов (позитронов) и протонов, представим ω в виде

$$\omega = \omega_o + \delta = k v_{xp} + \delta, \quad (16)$$

где $\omega = i\Omega_{ce\pm}$, а $\delta \ll \omega_o$, $\Omega_{ce\pm}$, $k v_{xp}$.

Анализ уравнения (9) с учетом резонансного условия (16) показывает, что для $\sigma \gg 1$ возможно возбуждение поперечных волн с инкрементом

$$\text{Im}\omega^{(1)} = \left(\frac{\Omega_{pp+}}{\omega_{ce\pm}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (17)$$

Для $\sigma \ll 1$ инкремент имеет вид

$$\text{Im}\omega^{(2)} = \left(\frac{n_{p+}}{n_{e\pm}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{m_{e\pm}}{m_{p+}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{p_{res}}{p_a} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (18)$$

Таким образом, мы видим, что при одновременном выполнении обоих резонансных условий возбуждается высокочастотная собственная мода.

5. Обсуждение результатов. В работе [4] механизм ионно-синхротронного мазера используется для объяснения областей с повышенной светимостью (wisp-ов) в Крабовидной туманности. Одним из важнейших этапов в работе ионно-синхротронного мазера является затухание генерируемой ионным пучком волны на позитронах плазмы. При этом, генерация происходит на высокой гармонике ионно-циклотронной частоты, а затухание - на основных гармониках позитронно-циклотронных частот. В результате должно происходить отрастание хвоста функции распределения. Далее энергичные частицы легко переизлучают эту энергию из-за синхротронного механизма в область высоких частот $\nu \approx \omega_B \gamma^2$. В работах [3,4] для описания этих процессов используются уравнения гидродинамики, а затем процессы интерференции и нелинейного взаимодействия между модами и частицами рассматриваются с помощью машинного эксперимента. Мы показали, что в линейном приближении затухание генерируемых волн на позитронах плазмы не происходит. Надо полагать, что затухание, обнаруженное машинным экспериментом [3], должно происходить из-за нелинейных процессов, однако это требует физического обоснования.

6. *Заключение.* Таким образом, мы, с одной стороны, рассмотрели возможность генерации волн в электронно-позитронно-протонной ($e^- - e^+ - p^+$) плазме, когда поток плазмы перпендикулярен скачку магнитного поля. Такая постановка задачи принципиально отличается от рассматриваемых ранее задач для магнитосферы пульсаров (см., например, [15,18-20]), где волна распространялась практически вдоль магнитного поля $k_{||} \gg k_{\perp}$. Здесь же рассматривается обратный случай, когда параметр $k_{\perp} v_{\perp} / \omega_B \gamma \gg 1$ и основные роль начинают играть высокие гармоники, аналогично синхротронному излучению одной частицы. Частица ионного пучка излучает свою энергию, не успев совершить пол-оборота по ларморовскому кружку. Это позволяет упростить ионный член в дисперсионном соотношении и учесть интерференцию высоких гармоник в резонансных членах. Одновременно с этим учитывается резонанс электронов и позитронов плазмы на низких гармониках. С другой стороны, мы показали, что объяснение механизма ионного мазера [3] на линейной стадии невозможно. По-видимому, объяснение результата машинного эксперимента работы [3] следует искать в нелинейных процессах.

Дополнение. Ряд в дисперсионном соотношении (4) можно представить в виде

$$\sum \frac{J_n^2(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} = \frac{1}{2} \left[\sum \frac{J_{n-1}^2(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} - \sum \frac{J_{n+1}^2(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} - 2 \sum \frac{J_{n-1}(z)J_{n+1}(z)}{\left(\frac{\omega}{\Omega_c} - n\right)^2} \right],$$

где

$$z = \frac{k v_{\text{эф}}}{\Omega_{\text{ц}}},$$

Сумма рядов равна [11]:

$$\sum \frac{J_n^2}{(\gamma - n)^2} = \frac{\pi}{\sin^2 \gamma \pi} \left[\pi \cos \gamma \pi J_{\gamma} J_{-\gamma} - \sin \gamma \pi \frac{\partial}{\partial \gamma} (J_{\gamma} J_{-\gamma}) \right],$$

$$\sum \frac{J_{n-1} J_{n+1}}{(\gamma - n)^2} = \frac{\pi}{\sin^2 \gamma \pi} \left[\pi \cos \gamma \pi J_{\gamma+1} J_{-\gamma+1} - \sin \gamma \pi \frac{\partial}{\partial \gamma} (J_{\gamma+1} J_{-\gamma+1}) \right],$$

где $\gamma = \omega / \Omega_c$.

После суммирования резонансным условием является $\gamma = \omega / \Omega_c = n + \delta'$, где $\delta' \ll 1$, т.е. $\omega = n \Omega_c + \delta$, где $\delta = \delta' \Omega_c$. Легко показать, что только в случае, когда $\delta \ll \Omega$, инкремент возбуждения циклотронных волн в холодной плазме, получаемый в линейном приближении после применения суммирования, совпадает с инкрементом, приведенным в работе [3].

ON THE GENERATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE ELECTRON-POSITRON PLAZMA OF PULSARS' ENVIRONMENT

M.A.AKHALKATSI, G.Z.MACHABELI

The problem of effectiveness of ion-synchrotron mazer, proposed by Hoshino and Arons is considered in the linear approximation. The relativistic hot electron-positron plasma penetrated by ion beam is examined. On the front of a magnitosonic wave the electromagnetic wave is generated, which should be damped on the plasma positrons. This, in turn, must lead to synchrotron radiation of energetic positrons in the high frequency area, which exceed significantly proper frequencies of plazma. The necessity of simultaneous consideration of resonance conditions on the high harmonics of ion-cyclotron frequency and on the main harmonic of electron-cyclotron frequency is shown. In addition, the proper transverse waves are excited, but in terms of linear theory no acceleration of positrons by ion kinetic energy occurs.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.G.Goldreich, W.H.Julian, *Astrophys. J.*, **184**, 869, 1969.
2. P.A.Sturrok, *Astrophys. J.*, **164**, 529, 1971.
3. M.Hoshino, J.Arons, *Phys. Fluid B.*, **3**, 818, 1991.
4. Y.A.Gallant, J.Arons, *Astrophys. J.*, **435**, 230, 1994.
5. K.A.Anderson, G.K.Parks, T.E.Eastwan, D.A.Garnett, L.A.Frank, *S.Geophys. Rev.*, **86**, 4493, 1981.
6. K.Papadopoulos, in "Plazma Asyrophysics", Eds. T.D.Guyenne, G.Revy, Noordwijk, **313**, 1981.
7. О.Л.Вейнберг, А.А.Галеев, Г.Н.Застенкер, С.Н.Климов, М.Н.Ноздрачев, Р.З.Сагдеев, А.Ю.Соколов, В.Д.Шапиро, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **85**, 1232, 1983.
8. А.А.Галеев, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **86**, 1655, 1984.
9. В.В.Красносельских, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **89**, 498, 1985.
10. V.V.Krasnosel'skikh, E.N.Kruchina, G.Thejappa, A.S.Volokitin, *Astron. Astrophys.*, **149**, 323, 1985.
11. Г.З.Мачабели, Д.Д.Цхакая, *Ж. техн. физ.*, **42**, 2029, 1972.
12. H.Wong, *Phys. Fluid*, **13**, 757, 1970.
13. В.И.Курилко, В.И.Мирошниченко, в сб.: "Физика плазмы и проблемы управления термоядерного синтеза", АН УССР, М., 1970.
14. Г.З.Мачабели, *Ж. техн. физ.*, **43**, 938, 1973.

15. *А.С.Волокитин, В.В.Красносельских, Г.З.Мачабели*, Физика плазмы, 11, 310, 1985.
16. *А.Б.Михайловский*, Теория плазменной неустойчивости, т.1, Госатомиздат, М., 1975.
17. *C.F.Cennel, F.V.Coroniti*, Astrophys. J., 165, 523, 1984.
18. *G.Benford, R.Bushauer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 197, 207, 1977.
19. *J.J.Barnerd, J.Arons*, Astrophys. J., 302, 18, 1986.
20. *A.Z.Kazbegi, G.Z.Machabeli, G.I.Melikidze*, Austral. J. Phys., 44, 573, 1991.

УДК: 524.5

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ОБЛАКЕ В ЗМЕЕ

А.Н.РОСТОПЧИНА, Д.Н.ШАХОВСКОЙ

Поступила 17 февраля 2000

Принята к печати 18 марта 2000

Представлены поляризационные наблюдения звезд в направлении на молекулярное облако в Змее. Найдена зависимость степени линейной поляризации звезд от общего поглощения A_v в направлении на них, различная для звезд в облаке и в его окрестностях. На основании этого сделан вывод об уменьшении поляризационной эффективности частиц в облаке.

1. Введение. Пятьдесят лет назад по наблюдениям Хилтнера [1], Холла [2] и Домбровского [3] было открыто существование межзвездной поляризации излучения, возникающей при поглощении света выстроенными магнитным полем межзвездными пылинками [4]. К настоящему времени для объяснения механизма ориентации пылинок предложено множество гипотез [5], однако первоначальная модель [4] остается наиболее общепринятой. Согласно этой модели, частицы пыли выстраиваются под действием магнитного поля малыми осями вдоль поля. Таким образом, поляриметрия межзвездной среды является важным инструментом в изучении магнитного поля, и поляризационные карты рассматриваются обычно как карты межзвездного магнитного поля в проекции на небесную сферу.

Как правило, наблюдается довольно четкая корреляция между величиной межзвездной поляризации и поглощением A_v . Однако, как показали инфракрасные (ИК) и оптические исследования межзвездной поляризации в плотных молекулярных облаках [6-9], эта корреляция для звезд, видимых сквозь поглощающее вещество этих облаков с $A_v \geq 1^m.2$, нарушается. Степень линейной поляризации, при тех же средних значениях и дисперсии позиционного угла, что и у звезд поля, либо перестает расти с увеличением поглощения [6-8], либо растет, но гораздо медленнее [9]. Это дало основания предположить, что в темных пылевых туманностях частицы имеют более инзкую по сравнению с межзвездной средой поляризационную эффективность. Уменьшение поляризационной эффективности частиц возможно за счет образования на них ледяной мантии, изменения формы и степени вытянутости по сравнению с частицами в межзвездной среде, а

также из-за более низкой, чем в межзвездной среде, степени выстроенности частиц.

Представленные в данной статье наблюдения относятся к молекулярному облаку в Змее, к которому принадлежит Ae-звезда Хербига VV Ser. Это хорошо известная область, в которой идет уже вторая волна звездообразования. На рис.1 представлена карта этой области по данным IRAS в полосе $100\mu\text{m}$, на которой хорошо видна туманность с ярким ИК-



Рис.1. IRAS $100\mu\text{m}$ изображение молекулярного облака в Змее. Размер поля $3^\circ \times 3^\circ$. Отмечены исследованные нами звезды и показана их поляризация

ядром. В центральной части туманности на площади в 19 arcmin^2 разрешается более 100 ИК-источников, являющихся очень молодыми звездами (возраст порядка 10^5 лет [10,11]). Линейная поляризация оптического излучения туманности составляет от 20 (в северной части) до 30% (в южной части), с позиционным углом около $69^\circ \pm 9^\circ$ [12]. Поляризационные наблюдения в данной области были выполнены также для двух звезд и трех отражательных туманностей [13] и показали, что степень поляризации составляет от 0.3 до 2.8%, с позиционными углами от 50° (у трех объектов) до 100° , за исключением звезды HD 170545, позиционный угол которой около 20° .

2. *Наблюдения и анализ.* Страйжисом и др. [14] по данным фотометрии в вильнюсской системе были получены данные о расстоянии и поглощении для 105 звезд в направлении на молекулярное облако в Змее. Из них нами были выбраны 40 звезд ярче $13^m.5$ так, чтобы они перекрывали весь диапазон A_v и все звезды с $A_v > 1^m$. Номера звезд, данные о поглощении и о расстояниях до этих звезд по [14] приведены в колонках 1-3 табл.1. Средняя ошибка при оценке поглощения оценивается в [14] в $0^m.1$, тогда как ошибка в определении расстояния составляет около 25%. Расстояние

Таблица 1

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИИ
НА МОЛЕКУЛЯРНОЕ ОБЛАКО

Объект	A_v [m]	D [пк]	$P \pm \sigma P$ [%]	$P.A. \pm \sigma P.A.$ [°]
1	0.00	192	0.42 0.10	79.5 6.7
2	0.79	410	1.60 0.14	53.6 2.6
4	0.71	400	1.69 0.13	52.4 2.3
6	1.08	450	1.32 0.20	70.7 6.8
8	1.42	760	2.64 0.20	56.5 2.1
9	0.25	72	0.29 0.04	88.7 6.5
10	0.50	250	1.20 0.26	72.3 6.1
12	0.83	250	1.67 0.16	52.4 2.7
13'	2.00	220	2.21 0.25	46.3 3.2
14'	2.90	196	3.52 0.17	85.3 1.3
15	0.13	210	0.73 0.23	78.6 8.8
26	0.46	290	1.05 0.40	89.2 9.7
27	0.17	179	0.60 0.21	93.9 9.9
29	0.75	320	1.13 0.17	45.5 5.5
35	1.00	580	1.35 0.16	68.1 3.5
37	0.00	98	0.23 0.07	101.2 9.2
41	1.06	190	1.75 0.31	77.7 4.4
42	0.00	31	0.34 0.10	84.3 8.7
45	0.38	230	0.63 0.04	84.8 2.1
50	0.42	144	0.18 0.07	62.8 11.1
52	0.92	680	1.82 0.33	74.5 5.1
53'	2.55	290	1.53 0.31	87.4 6.8
58	0.13	122	0.50 0.15	98.1 8.4
60	0.75	460	1.75 0.33	72.2 5.4
61'	2.30	196	1.15 0.13	99.3 2.2
63	0.09	122	0.14 0.06	90.9 12.4
64'	2.29	280	1.53 0.15	36.7 2.9
70'	1.23	250	1.66 0.31	67.6 4.5
73'	2.73	138	0.90 0.09	91.4 7.2
74'	2.45	215	1.32 0.08	70.4 1.7
78'	1.01	290	2.07 0.27	63.6 3.7
79'	2.11	305	1.19 0.07	57.1 1.7
82'	2.64	260	2.87 0.52	136.7 5.1
85'	1.23	210	0.82 0.09	54.8 3.1
88	1.63	640	1.86 0.37	80.8 8.3
92	1.14	720	1.42 0.10	69.7 2.5
96	0.92	260	1.25 0.14	66.1 3.4
103'	1.85	200	2.01 0.37	68.7 3.9
117'	2.46	280	2.81 0.07	49.4 0.7
VV Ser'	2.94	296	1.21 0.18	72.59 4.44

для VV Ser было взято из [16] и совпадает с приблизительной оценкой расстояния до переменной, сделанной в [14]. Поглощение для VV Ser взято из работы [17].

На рис.2 представлена зависимость общего поглощения от расстояния для выбранных нами звезд. Хорошо виден рост поглощения с увеличением расстояния для звезд поля (заполненные кружки). Часть звезд на расстояниях 200-260 пк имеет большее поглощение, чем звезды поля. Это - сильно поглощенные звезды облака (открытые кружки). В табл.1 принадлежность звезд к этой группе обозначена звездочкой в колонке 1.

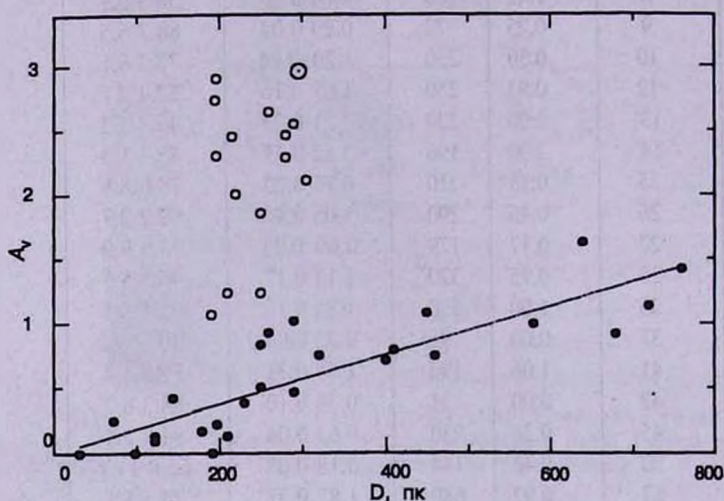


Рис.2. Зависимость поглощения от расстояния для исследованных звезд из молекулярного облака в Змее по данным [13]. Незаполненными кружками выделены сильно поглощенные звезды облака, $\odot$ - VV Ser.

Синхронные *UBVRI* поляризационные наблюдения были выполнены на двухканальном фотометре-поляриметре [15], установленном на телескопе АЗТ-11 ($D=1.25$ м) Крымской астрофизической обсерватории. Поправки за инструментальную поляризацию и определение нуль-пункта системы получались ежемесячно путем наблюдения стандартных звезд. В зависимости от блеска и условий наблюдений выполнялось от 8 до 32 измерений параметров Стокса для каждой из исследуемых звезд. Результаты наблюдений выбранных звезд представлены в колонках 4-5 табл.1.

Для VV Ser, которая является звездой типа UX Ori и имеет собственную поляризацию, приведена поляризация, наблюдавшаяся в ярчайшем состоянии переменной. Как показал многолетний поляриметрический мониторинг этой звезды [18], ее собственная поляризация имеет позиционный угол, близкий к позиционному углу межзвездной

поляризации, и в ярком состоянии не превосходит межзвездную по величине. Таким образом, наблюдаемая в ярком состоянии поляризация VV Ser может рассматриваться как оценка верхнего предела межзвездной поляризации.

Из рис.1 и табл.1 видно, что нет существенных отличий в распределении позиционных углов поляризации звезд поля и звезд, принадлежащих облаку. Для звезд облака среднее значение позиционного угла 72° , дисперсия 25° , для звезд поля - соответственно 75° и 15° . Несколько большее значение дисперсии для звезд облака обусловлено аномальным позиционным углом звезды 82. Исключив ее из рассмотрения, мы получили для звезд облака среднее значение 68° и дисперсию 18° . Таким образом, структура магнитного поля в облаке и окружающей среде, по-видимому, одинакова. Кроме того, такое совпадение позиционных углов позволяет при дальнейшем анализе ограничиться рассмотрением только степени поляризации, а не двух параметров Стокса.

На рис.3 представлена зависимость степени линейной поляризации в полосе V от общего поглощения. Как и на рис.2, заполненными кружками представлены звезды поля, тогда как открытыми символами отмечены звезды, испытавшие поглощение в туманности. Треугольниками отмечены звезды, ассоциированные с отражательными туманностями. Сходные зависимости получаются и в остальных полосах.

Хорошо видно, что зависимость степени поляризации от поглощения разбивается на две ветви. Для всех звезд поля степень поляризации растет с увеличением поглощения. Для 5 из 15 звезд облака, в том числе для

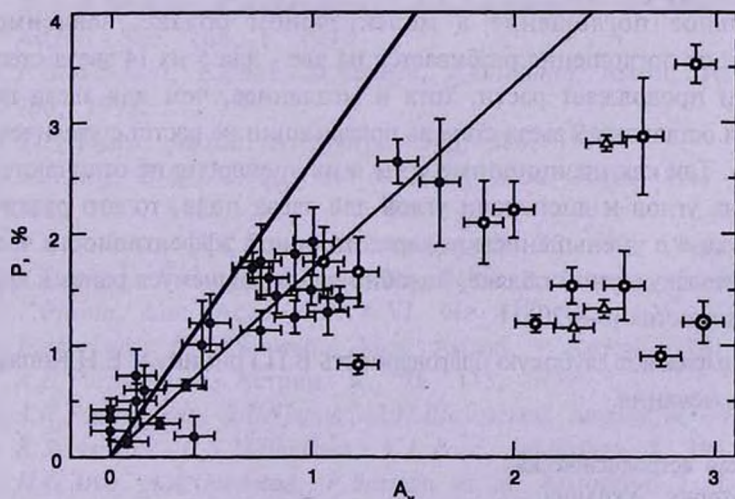


Рис.3. Зависимость степени линейной поляризации исследованных звезд в полосе V от поглощения A_v . Заполненными кружками представлены звезды поля, открытыми символами отмечены звезды, испытавшие поглощение в туманности, треугольниками отмечены звезды, ассоциированные с отражательными туманностями.

одного из трех ядер отражательных туманностей, степень поляризации продолжает расти с увеличением поглощения, тогда как для остальных 9 звезд облака (в том числе для 2 ядер отражательных туманностей) степень поляризации не растет с увеличением поглощения. Из этих 9 звезд 4 имеют поглощение, близкое к 1, то есть не испытывают сильного поглощения в облаке.

Серковский и др. [19] по наблюдениям большого числа звезд показали существование верхнего предела для зависимости межзвездной поляризации от избытка цвета $P_{\max}/E_{B-V} = 9\%/m$. Как отмечалось в [14,16], значение R в направлении на исследуемую область равно 3.4. С учетом этого получаем: $P_{\max}/A_v = 2.65\%/m$. Это соотношение показано на рис.3 жирной линией и соответствует оптимальному выстраиванию частиц на луче зрения.

Для звезд поля в направлении на молекулярное облако в Змее отношение $P/A_v = 1.7\%/m$ (тонкая линия на рис.3). Для тех звезд облака, для которых степень поляризации продолжает расти с увеличением поглощения $P/A_v = 1.1\%/m$. Таким образом, эффект пониженной поляризационной эффективности пыли наблюдается для всех звезд, погруженных в облако. Однако он не столь ярко выражен, как в облаке в Тельце по данным [20], что может быть связано как с реально более неоднородной структурой облака в Змее, так и с различием в методике выделения звезд, погруженных в облако, принятой в данной работе и в [20].

3. Заключение. Исследование поляризации звезд в направлении на молекулярное облако в Змее показало существование линейной зависимости степени поляризации от поглощения для звезд поля. Для звезд, испытывавших дополнительное поглощение в молекулярном облаке, зависимость поляризации от поглощения разбивается на две - для 5 из 14 звезд степень поляризации продолжает расти, хотя и медленнее, чем для звезд поля, тогда как для остальных 9 звезд степень поляризации не растет с увеличением поглощения. Так как позиционные углы и их дисперсия не отличаются от позиционных углов и дисперсии углов для звезд поля, то это различие, видимо, связано с уменьшением поляризационной эффективности частиц в холодном молекулярном облаке, подобно наблюдавшемуся ранее в других темных туманностях [6-9,20].

Авторы выражают глубокую благодарность В.П.Гринину и Е.Н.Копачкой за ценные замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория, Украина

INTERSTELLAR POLARIZATION FOR THE SERPENS CAUDA MOLECULAR CLOUD

A.N.ROSTOPCHINA, D.N.SHAKHOVSKOY

Polarimetric observations of the stars in the region of Serpens Cauda molecular cloud are presented. Bimodal dependence of interstellar polarization on A_V was found. A conclusion is made about reduced polarizing power of the grains in the cloud.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W.A.Hiltner*, *Astrophys. J.*, **109**, 471, 1949.
2. *J.S.Hall*, *Science*, **109**, 166, 1949.
3. *В.А.Домбровский*, *Докл. АН Арм. ССР*, **10**, 199, 1949.
4. *L.Davis*, *J.L.Greenstein*, *Astrophys. J.*, **114**, 206, 1951.
5. *A.Lazarian*, *A.A.Goodman*, *P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **273**, 470, 1997.
6. *A.Goodman*, *T.J.Jones*, *E.A.Lada*, *Ph.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **399**, 108, 1992.
7. *M.Creese*, *T.J.Jones*, *H.A.Kobulnicky*, *Astron. J.*, **110**, 268, 1995.
8. *A.Goodman*, *T.J.Jones*, *E.A.Lada*, *Ph.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **448**, 178, 1995.
9. *D.C.B.Whittet*, *P.A.Gerakines*, *A.L.Carkner et al.* *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* **268**, 1, 1994.
10. *P.Giovannetti*, *E.Caux*, *D.Nadeau*, *J.-L.Monin*, *Astron. Astrophys.*, **330**, 990, 1998.
11. *T.Preibisch*, *Astron. Astrophys.*, **345**, 583, 1999.
12. *D.J.King*, *S.M.Searrott*, *K.N.R.Taylor*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **202**, 1087, 1983.
13. *А.А.Павлова*, *Ф.К.Рснзев*, *Астрофизика*, **25**, 461, 1986.
14. *V.Straižys*, *K.Černis*, *S.Bartašiūtė*, *Baltic Astronomy*, **5**, 125, 1996.
15. *V.Pirola*, *Ann. Acad. Sci. A.VI. No 418*, 61, 1975.
16. *E.dE Lara*, *K.C.Chavarria*, *Mex. Astron. y Astrofis.*, **18**, 180, 1989.
17. *А.Н.Ростопчина*, *Астрон. ж.*, **76**, 113, 1999.
18. *А.Н.Ростопчина*, *В.П.Гринин*, *Д.Н.Шаховской*, *Астрон. ж.* 2000 (в печати).
19. *K.Serkowski*, *D.S.Mathewson*, *V.L.Ford*, *Astrophys. J.* **196**, 261, 1975.
20. *H.G.Arce*, *A.A.Goodman*, *P.Bastien*, et al. *Astrophys. J. Lett.*, **499**, 93, 1998.

WAVE MOTIONS IN MAGNETIC INTERSTELLAR MEDIUM

S.I.BASTRUKOV^{1,2}, J.YANG^{1,3,4}

Поступила 10 марта 2000

Принята к печати 30 марта 2000

This communication considers continuum approach modelling large-scale dynamics of non-conducting interstellar medium capable of sustaining long-ranged filamentary agglomeration of tiny superparamagnetic grains suspended in dense molecular cloud. The filamentary ordering of permanently magnetized grains, oriented in the direction of regular galactic field threading the cloud, is thought of as an effect of soft magnetic solidification of nonconducting gas-dust substance imparting to interstellar material the mechanical features of single-axis magnetoelastic insulators. With this physical picture in mind, we set up macroscopic equations furnishing opportunity to study dissipative-free motions of superparamagnetic gas-dust non-ionized matter in terms of continuum mechanics magnetoelastic materials. Particular attention is given to oscillatory behavior in the regime of strong magnetization-flow coupling. The most remarkable inference of this model is that nonconducting magnetically polarized interstellar medium can transmit perturbations by transverse waves of magnetization which can be regarded as a counterpart of Alfvénic waves generic to cosmic dusty plasma.

1. Introduction. The magnetohydrodynamics (MHD) serves as one of the powerful tools in studying a vast diversity of astrophysical phenomena ranging from Alfvén waves in interstellar medium (ISM) to dynamo processes supporting long-term stability of stellar and planetary magnetic fields. The standard argument for applicability of MHD model is that it has to do with highly ionized fluid placed in a uniform magnetic field. The hydromagnetic waves are considered to be a common property of both the main sequence stars [1] and compact stellar objects like neutron stars [2,3]. Supersonic motions of ISM observed in dark molecular clouds, presumably ionized by ultraviolet photons, are customarily associated with hydromagnetic Alfvénic wave motions [4]. In the meantime, the continuum treatment of large-scale motions of interstellar matter with highly pronounced properties of magnetic polarizability is developed less. The existence of gas-dust ISM with strong, superparamagnetic, properties of dusty grains aligned by galactic field has been hypothesized long ago by Jones and Spitzer [5] whose arguments provide considerable guidance in current investigations on the starlight polarization problem [6]. The purpose of this paper is to explore one of conceivable theoretical approaches to macroscopic dynamics of superparamagnetic gas-dust ISM.

2. *Governing equations.* In the model under consideration the gas-dust interstellar matter is pictured by gas-based ferrocolloidal substance consisting of tiny ferromagnetic or superparamagnetic solid grains suspended in dense gaseous cloud of molecular hydrogen. It is assumed that both gaseous and dust components of ISM are poorly ionized, and internal temperature is so low that equilibrium and dynamical properties are dominated by long-ranged magnetic ordering of dusty particles along the regular galactic field threaded the cloud. As was suggested in [5], superparamagnetic grains can form flexible filamentary structures or magnetic chains, presumably by means of dipole-dipole interaction between magnetic moments of grains. The detailed theory of chain-like structures in ferrocolloidal soft matter made of permanently magnetized grains suspended in magnetopassive fluid has been developed in [7] to explain superparamagnetism of magnetic liquids. From standpoint of the condensed matter physics, the filamentary agglomeration of superparamagnetic dusty particles, oriented in the direction of regular galactic field, can be thought of as an effect of soft magnetic solidification imparting to interstellar gas-dust nonconducting medium mechanical properties of single-axis magnetoelastic insulators [8]. One can expect, therefore, that large-scale dynamics of uniformly magnetized gas-dust interstellar matter should manifest mechanical behavior having some features in common with that for magnetoelastic continuum. This attitude constitutes a basis of our theoretical treatment of macroscopic dynamics of superparamagnetic gas-dust ISM in terms of continuum mechanics of magnetoelastic materials, and explains term magnetoelastodynamics coined in further discussion.

One of the basic suggestion of the magnetoelastodynamical treatment is to identify the behavior of real two-component gas-dust medium with that for single-component superparamagnetic continuum of equivalent density which obeys the standard continuity equation

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot v = 0, \quad (1)$$

where d/dt stands for convective derivative. The second suggestion is to consider the field of magnetization $m(r, t)$ (magnetic moment per unit volume) as independent dynamical variable of motion on equal footing with the bulk density $\rho(r, t)$ and the velocity of elastic displacement $v(r, t)$. The distinguishing feature of magnetic insulators is that the rate of changes in the velocity of elastodynamic flow magnetized by the uniform field B is controlled by driving force originating from body-torque density [8]

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{1}{2} \nabla \times [m \times B], \quad B = \frac{M}{\chi}. \quad (2)$$

It is clearly seen that appearance of this force is associated with deviation of the magnetization vector from direction of magnetic anisotropy. Notice that superparamagnetic state of matter is described by the linear constitutive equation $M = \chi B$, that is, the same as for paramagnetics [9]. The evolution of this latter is governed by equation of precession

$$\frac{dm}{dt} = [\omega \times m], \quad \omega = \frac{1}{2} \nabla \chi v. \quad (3)$$

Here the angular velocity ω is essentially local characteristics of elastodynamical flow in which the direction of the magnetization vector changes, but the magnitude does not. The above closed system of equations describes dissipative-free motions of superparamagnetic ISM in the state of magnetic saturation.

3. *Transverse waves of magnetization.* Let us show that gas-dust matter governed by these equations can transmit transverse wave of magnetization. By applying standard procedure of linearization: $v \rightarrow v_0 + \delta v(r, t)$ and $m \rightarrow m_0 + \delta m(r, t)$, where $v_0 = 0$ and $m_0 = M$, one finds that magnetoelastodynamical equations describing linear fluctuations of incompressible superparamagnetic ISM take the form

$$\nabla \cdot \delta v(r, t) = 0, \quad \nabla \cdot \delta m(r, t) = 0, \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \delta v(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{2\chi} \nabla \chi [\delta m(r, t) \times M], \quad (5)$$

$$\frac{\partial \delta m(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} [[\nabla \chi \delta v(r, t)] \times M]. \quad (6)$$

In (5) we have used constitutive equation $B = M/\chi$. The right of equations (4) expresses the fact that perturbation is not accompanied by appearance of density of magnetic poles. It is worth noting that from mathematical point of view the above linearized equations of magnetoelastodynamics are very similar to that for nematodynamics of ferroelectric liquid crystals whose low-frequency oscillatory behavior has been studied in [10]. In what follows we consider perturbation in the plane-wave form

$$\delta v = v' \exp(i\omega t - ik \cdot r), \quad \delta m = m' \exp(i\omega t - ik \cdot r), \quad (7)$$

where v' and m' are some small constant vectors, k stands for the wave vector, and ω is the frequency of magnetoelastic oscillations. The result of above plane-wave transformation of equations (4)-(6) can be represented as follows

$$\omega \rho \delta v + \frac{1}{2\chi} (k \cdot M) \delta m = 0, \quad \omega \delta m + \frac{1}{2} (k \cdot M) \delta v = 0. \quad (8)$$

By eliminating $(k \cdot M)$ from equations (8), one finds that magnetoelastic oscillatory motions satisfy the principle of energy equipartition

$$\frac{\rho \delta v^2}{2} = \frac{\delta m^2}{2\chi}, \quad (9)$$

which states that in the magnetoelastic wave the kinetic energy of elastic displacements of ISM equals mean potential energy of fluctuating magnetization. From (8) it follows

$$\omega^2 = \frac{(k \cdot M)^2}{4\chi\rho} = V_M^2 k^2 \cos^2 \theta, \quad V_M^2 = \frac{MB}{4\rho} = \frac{M^2}{4\chi\rho} = \frac{\chi B^2}{4\rho}. \quad (10)$$

This dispersion relationship describes transverse wave of magnetization traveling in incompressible uniformly magnetized continuum. By θ we denoted

angle between wave vector k and the direction of equilibrium magnetic anisotropy M . The wave is transmitted most efficiently when $k \parallel M$. In this latter case, the vectors of magnetization and velocity of elastic displacements undergo coupled oscillations in the plane perpendicular to M . The quadratic form of resultant dispersion relationship shows both M and $-M$ directions of propagation are energetically equivalent. The transverse elastomagnetic wave can be visualized by long wavelength vibrations of elastic filaments of magnetizations, frozen-in elastodynamic flow, around axis of equilibrium permanent magnetization. In spirit of MHD treatment of frozen-in lines of magnetic force in hydrodynamic flow, in our case one can say that filamentary field of magnetization turns out frozen in elastodynamic flow.

To show that presented model can provide proper account of the recent data on supersonic, but sub-Alfvénic motions of interstellar medium in the cores of dark molecular clouds [4], we consider long-wavelength, non-radial oscillations of a spherical uniformly magnetized cloud. From electrodynamics of continuous media [11] it is known that in a homogeneous spherical mass of paramagnetic matter with constant magnetization M inside, the internal magnetic field is uniform and is expressed by the equations $B + 2H = 0$ and $B - H = 4\pi M$, from which it follows

$$M = \frac{3}{8\pi} B. \quad (11)$$

With above reservations in mind, it would be not inconsistent to consider (11) as a constitutive equation of superparamagnetic continuum with $\chi = 3/8\pi \approx 0.1$. The advantage of this model is that it allows one to avoid uncertainty in the magnitude of χ . First we notice that from analytic estimate for v_M , equation (10), it follows that, at equal B and ρ , the considered wave motions are sub-Alfvénic: $v_M \approx 0.6v_A$, where $v_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ is the speed of Alfvén's wave. Taking the bulk density $\rho = n\mu_{H_2} \approx 10^{-21} \text{ g/cm}^3$ (where $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and μ_{H_2} is the mass of the hydrogen molecule [4]) and the magnetic field $B = 10\mu G$, one finds that the speed of wave of magnetization $v_M \approx 0.3 \text{ km/s}$, that is, exceeds the isothermal sound speed $c_s = (k_B T / \mu_{H_2})^{1/2} \approx 0.2 \text{ km/s}$ at the average intercloud temperature $T \approx 10 \text{ K}$ [4]. So, under conditions typical of inner region of dark star-forming molecular clouds, the waves of magnetization are supersonic, but sub-Alfvénic. The fact that above predictions are in line with available data [4] suggests that supersonic motions observed toward core of dark molecular clouds, poorly ionized by ultraviolet photons, may be due to considered here wave motions.

4. *Summary.* It is shown that equations of continuum mechanics of magnetoelastic materials can provide consistent theoretical treatment of large-scale motions of magnetically ordered interstellar gas-dust medium possessing properties of gas-based ferrocolloidal substance whose existence has been justified long ago by Jones and Spitzer in the context of starlight polarization

problem. We have found that superparamagnetic interstellar medium can transmit perturbations by transverse waves of magnetization. These waves uniquely define dissipative-free oscillatory behavior of superparamagnetic nonconducting ISM and can be considered as a counterpart of hydromagnetic Alfvén's waves in cosmic dusty plasma. The obtained numerical estimates for the speed of waves of magnetization in the ISM with parameters typical of cores of dark molecular clouds allows one to suggest that supersonic and sub-Alfvénic linewidths inferred from recent measurements of magnetic field toward core position in dark interstellar molecular clouds may be due to considered here transverse waves of magnetization.

The authors acknowledge partial support (JY) from Korean Research Foundation, Grant 1999-015-DI0021 and (SB) from the APCTP Astro-Cosmology Topical Program. One of us (SB) would like to thank members of staff of APCTP and Ewha Woman's University for warm hospitality during this work.

¹Asia Pacific Center for Theoretical Physics, Seoul, Korea

²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

³Center for High Energy Astrophysics and Isotope Studies and

⁴Department of Physics, Ewha Woman's University, Seoul, Korea

ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

С.И.БАСТРУКОВ, ДЖ.ЯНГ

В сообщении используется континуальный подход, позволяющий моделировать крупномасштабную динамику непроводящей межзвездной среды, в которой допускается спекание взвешенных в плотных молекулярных облаках крошечных суперпарамагнитных зерен в волокнистые образования. Волокнистое упорядочение непрерывно намагничиваемых зерен, ориентированных в направлении обычных галактических полей пронизывающих облако, предложено представлять как эффект магнитного затвердевания непроводящих частичек газообразного вещества, наделяющих межзвездную среду механической способностью одноосного магнитоэластического обособления. Такой физической картине сопоставляются макроскопические уравнения, которые позволяют изучать бездиссипативное движение суперпарамагнитных частичек газа неионизованной материи на языке механики сплошных сред для магнитоэластических материалов. Особое внимание уделено осцилляторному поведению в режиме сильной намагниченности. Наиболее

интересным следствием такой модели является то, что по непроводящей магнитополяризованной межзвездной среде может распространяться возмущение в виде поперечной волны намагничивания, которую можно рассматривать как аналог альфеновской волны, генерируемой космической пылевидной плазмой.

REFERENCES

1. *D.J.Stevenson*, Rep. Prog. Phys. **46**, 555, 1983.
2. *B.W.Carroll*, *E.G.Zweibel*, *C.J.Hansen*, *P.N.McDermott*, *M.P.Savedoff*, *J.H.Thomas*, *H.M.Van Horn*, Astrophys. J., **305**, 767, 1986.
3. *S.I.Bastrukov*, *I.V.Molodtsova*, *D.V.Podgainy*, *F.Weber*, *V.V.Papoyan*, Phys. Part. Nucl. **30**, 992, 1999.
4. *R.M.Crutcher*, Astrophys. J., **520**, 706, 1999.
5. *R.V.Jones*, *L.Spitzer Jr*, Astrophys. J., **146**, 943, 1967.
6. *A.Lazarian*, *A.A.Goodman*, *P.C.Myers*, Astrophys. J., **490**, 273, 1997.
7. *P.G.De Gennes*, *P.A.Pincus*, Phys. kondens Materie, **11**, 189, 1970.
8. *H.F.Tiersten*, J. Math. Phys. **5**, 1298, 1964.
9. *C.Kittel*, Introduction to Solid State Physics (New York: Wiley, 1996) 7th edn.
10. *S.I.Bastrukow*, *P.Y.Lai*, J. Phys. Condensed Matter, **11**, L205, 1999; Phys. Scripta, **61**, 369, 2000.
11. *L.D.Landau*, *E.M.Lifshits*, *L.P.Pitaevskii*, Electrodynamics of Continuous Media (New York: Pergamon, 1995), 3rd edn, §76. Problem 2, p.264.

УДК: 524.74

INVESTIGATION OF BARRED GALAXIES. VI.
A COMPARATIVE STATISTICS OF SB AND SA
GALAXIES. THE COLD GAS PROPERTIESR.A.KANDALYAN^{1,2}, A.T.KALLOGHLIAN¹,
H.M.K.AL-NAIMIY², A.M.KHASSAWNEH²

Received 29 February 2000

The gas properties of barred and unbarred spiral galaxies are compared in two complete samples. It is found that two types of spiral galaxies do not differ from each other in atomic and molecular gas contents. On average there is 6 times more HI than H₂ in spiral galaxies and the ratio MH₂/MHI decreases from early to late types. The barred and unbarred spirals in general show a similar behaviors of the gas-to-luminosity relationships, but also there are certain differences between them such as correlation of two gas phases (HI and H₂) for unbarred galaxies. It is suggested that different behaviors of two types galaxies are due to the higher star forming activity of barred with respect unbarred spirals. The expected values of HI and H₂ gas contents have been estimated using blue and far-infrared emission.

1. *Introduction.* There is still an active debate on the nature and dependence of star formation activity from the morphology of spiral galaxies in general, and from the bar effect in particular. There are many reasons which indicate that the presence of a bar increases star formation activity in spiral galaxies (see, e.g. [1-3] and references therein, for more detail). For example, it was found that SB galaxies have hotter FIR colors than SA galaxies [1,4,5]. According to [6] the presence of a bar definitely affects the degree of star formation rate (SFR) in early but not in late types of spirals. Devereux [7] noted that the presence of bars is strongly correlated with the concentration of emission at 10 micron.

Giuricin et al [8] realized that barred spirals are brighter at 10 micron than unbarred systems, essentially because they are more frequently contain HII region-like nuclei. For SB galaxies there are tight correlation between luminosities in FIR, radio and X-ray ranges [2]. The radio spectral indices of SA and SB galaxies between 1.4 and 5 GHz are the same. However there are certain connections between spectral index of SB galaxies and their FIR and X-ray luminosities, namely with increasing of both luminosities the spectral index increases. It is suggested that this may be caused by existence of a bar, which stimulates star formation process in SB galaxies. Arsenault [9] found an enhancement of star formation rate in barred galaxies according to H₂ observations. There is a higher degree of formation of massive stars in galaxies of SB0-SBbc than in ordinary

degree of formation of massive stars in galaxies of SB0-SBbc than in ordinary spirals [10]. According to Phillips [11], in general, global SFR and other properties of barred galaxies are consistent with unbarred spirals of comparable Hubble class. But in barred spiral of SBb-SBc types the effect of the bar on star formation is clearly seen in the distribution of star forming sites.

There are contradictory results and opinions, for example, observations by Devereux et al [12] of a sample of nearby, relatively faint galaxies at 10 micron show no intense emission in the regions of SB galaxies near the nucleus. Eskridge and Pogge [13] argued that the presence or absence of bars does not affect the SFR in S0 galaxies. Moreover, Isobe and Feigelson [14] found that barred galaxies in a volume-limited sample have lower overall FIR luminosity than unbarred galaxies. No bar effect was found in the near-IR [15].

It seems likely that large scale galaxy environment (i.e. galaxy group) does not affect by presence or absence of a bar. However, group and non-group barred galaxies may differ by star formation activity [3].

Another important constituent of star formation is gas content. However gas properties of barred galaxies with respect unbarred ones are less studied. Present paper deals with neutral hydrogen ($\lambda = 21$ cm) and molecular hydrogen (estimated from ^{12}CO (1-0), $\lambda = 2.6$ mm line observation) gas content of barred and unbarred galaxies, as well as H_α ($\lambda = 6462$ Å) line.

2. Samples of Barred and Unbarred Galaxies. Kandalyan and Kalloghlian [16] have compiled a magnitude-limited ($13^m.5$) sample of barred and unbarred galaxies. The catalog of barred galaxies contains a total of 690 SB + SAB objects north of $\delta = -10^\circ$. The list of unbarred galaxies contains a total of 456 objects north of $\delta = +30^\circ$. The optical and FIR luminosity functions of these galaxies are discussed in [1,3]. For the present study we have used these samples of spiral galaxies.

The main parameters of these galaxies, including HI ($\lambda = 21$ cm) data have been extracted from the LEDA and NED¹ database. The ^{12}CO (1-0) line data are from [17-23]. The H_α line data are from [24-26]. The FIR, blue, radio and X-ray luminosities have been calculated according to formulas presented in [1,2]. The total MHI and MH2 masses have been calculated according to formulas:

$$\log (\text{MHI}/M_\odot) = 5.372 + \log F(\text{Jy km s}^{-1}) + 2 \log D (\text{Mpc}),$$

where F is the integral line intensity and D is the distance of the galaxy.

$$\log (\text{MH2}/M_\odot) = 0.679 + \log (L_{\text{CO}}/L_\odot)$$

for the molecular hydrogen to CO conversion factor $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^2 (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, where I_{CO} is integral CO line intensity in K km s^{-1} [27]. The CO line

¹The NASA-IPAC Extra-galactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, Caltech, under contract with the National Aeronautics and Space Administration (USA).

luminosity has been calculated according to:

$$\log (L_{\text{CO}}/L_{\odot}) = 1.425 + \log I_{\text{CO}}(\text{K km s}^{-1}) + 2\log \theta (\text{arcsec}) + 2\log D (\text{Mpc}),$$

where θ is beam-size of the telescope at 2.6 mm. The H_{α} luminosity has been calculated according to

$$\log(L_{H_{\alpha}}/L_{\odot}) = 16.496 + \log f_c(\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}) + 2\log D (\text{Mpc}),$$

where f_c is the flux density corrected for Galactic and internal absorption. The distance D of a galaxy has been calculated from the galaxy virgo-centric radial velocity for the Hubble constant $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. All calculated luminosities and masses are in solar units. For the radio telescopes at 2.6 mm have been accepted following beam-sizes: IRAM 30m (23 arcsec); Onsala 20m (33 arcsec); SEST 15m (44 arcsec); FCRAO 14m (45 arcsec); NRAO 12m (55 arcsec); Bell Lab. 7m (100 arcsec).

3. Comparison of barred and unbarred galaxies. 3.1. The mean values of MHI, MH2 and $L_{H_{\alpha}}$ for SB and SA galaxies.

There have been a lot of studies concerning of star formation in the spiral galaxies ([28, 29] and references therein). The cold neutral component of interstellar medium of spiral galaxies consists of two phases: atomic and molecular. These two phases are important constituents of star formation, although probably the molecular phase is more tightly connected with star formation activity than the atomic phase. There are many studies, which have shown that star formation activities of spiral galaxies depend on morphological types. For this reason we will compare calculated parameters of barred and unbarred galaxies among different morphological subtypes.

The spiral galaxies have been divided into three subgroups: early type (S0/a-Sa), intermediate type (Sb-Sc?) and late type (Sc-Irr). Table 1 presents the mean values of $\log \text{MHI}$, $\log \text{MH2}$ and $\log L_{H_{\alpha}}$ for barred and unbarred galaxies for each morphological subgroup. The number of galaxies and standard error of means are also indicated. From the data of Table 1 it can be seen that, first, there are not any differences in the gas contents and H_{α} luminosities between barred and unbarred galaxies for each subgroup and for whole samples as well. Second, the atomic hydrogen content increases from early to late types, while molecular hydrogen content and H_{α} luminosity decrease regardless the galaxy is a barred or unbarred one. Such behavior in spiral galaxies leads to a strong decrease of the MH2/MHI ratio when going from early to late types [18, 30, 31]. Casoli et al [31] found that between Sa and Sc the ratio MH2/MHI is almost constant and shows a marked decrease from Scd to Irr. According to our results (Table 1 and Fig.1) the MH2/MHI ratio increases slightly from early to intermediate subgroup (up to Sc) and then decreases significantly for the late types, either for barred or unbarred galaxies. It should be noted that for all morphological types the H_2 content is always less than HI content (see, also [31]). In the mean $\log (\text{MH2/MHI}) = -0.83 \pm 0.06$ for barred and $\log$

Table 1

MEAN PARAMETERS OF BARRED AND UNBARRED GALAXIES

Morph. Type	log M_{H1}	N	Std. error	log M_{H2}	N	Std. error	log $L_{H\alpha}$	N	Std. error
SB0/a - SBa	9.16	94	0.08	8.56	39	0.13	5.66	32	0.18
S0/a - Sa	9.06	59	0.09	8.47	18	0.20	5.53	16	0.23
SBb - SBc	9.59	281	0.03	8.84	84	0.08	5.67	86	0.08
Sb - Sc	9.61	115	0.06	8.68	32	0.16	5.37	34	0.16
SBc - Irr	9.26	168	0.04	7.96	29	0.18	4.98	43	0.13
Sc - Irr	9.18	36	0.14	7.43	5	0.56	4.85	5	0.97
All SB	9.41	543	0.03	8.60	152	0.07	5.48	161	0.07
SA	9.38	210	0.05	8.50	55	0.13	5.37	55	0.14

$(MH2/MH1) = -0.68 \pm 0.09$ for unbarred ones. Thus for our sample of spiral galaxies the molecular gas phase content is almost 6 times less than the content of atomic gas phase. This result, in general, is in agreement with the results of Sage [18] and Casoli et al [31], but contradicts with the result of Young and Knezek [30] who found that amounts of molecular and atomic gas contents are equal. Furthermore, Young and Knezek [30] and Sage [18] argue that the observed $MH2/MH1$ decrease is not due to decreasing $MH2$ as a function of spiral types. However this is not the case for our samples of spiral galaxies (Table 1, see also [31]). Thus we can state that, in general, both phases of the cold neutral interstellar gas in spiral galaxies, either atomic or molecular, depend on the morphology. Young et al [24] found that $H\alpha$ surface brightness of early types (Sa-Sb) is lower

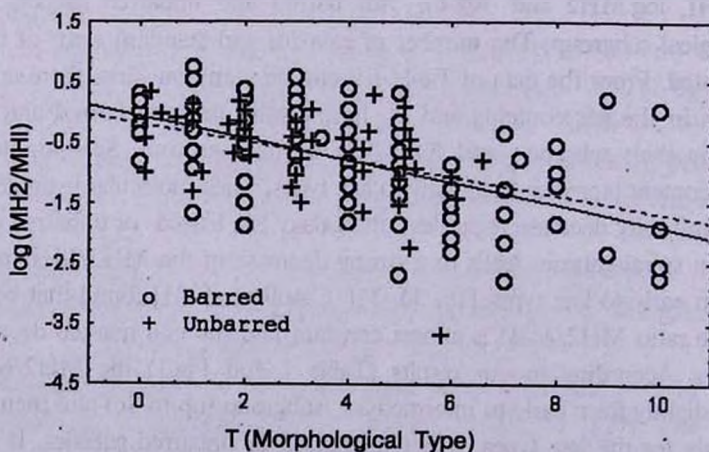


Fig.1. Variation of the molecular to atomic gas mass ratio with the morphological type. Designations of types are from the RC3. The solid and dotted lines are the linear fits to data of barred and unbarred galaxies respectively.

than that of Sbc-Irr. However we found opposite trend for our sample. It was mentioned above that according to our results there are no differences between mean H_α luminosities of barred and unbarred galaxies for each morphological group, as well for whole sample. Ho et al [25] found that for HII nuclei type galaxies early type barred spirals (S0/a-Sbc) exhibit higher star formation rates than unbarred ones, as indicated by either luminosity or equivalent width of H_α emission. However Contini et al [26] do not find any significant difference between the total H_α luminosities of early type and late type for the sample of Markarian-IRAS galaxies, contrary to what occurs in early HII nuclei [10] and for our samples of spiral galaxies (Table 1).

To verify the similarities or differences between two samples (barred and unbarred galaxies) we compare cumulative distributions of MHI, MH2 and L_{H_α} . Fig. 2, 3, 4 present cumulative distributions of MHI, MH2 and L_{H_α} respectively for barred and unbarred galaxies. It is seen that these samples do not differ from each other, neither by the cold gas content ($H\text{I}$, H_2) nor by the hot gas content (H_α). Huang et al [6] found that for luminous infrared galaxies ($L_{\text{FIR}}/L_B > 0.3$) barred and unbarred galaxies show significant differences in cumulative distributions of atomic hydrogen, and in the mean the HI content of barred galaxies is 1.9 times higher than that of unbarred objects. However our analysis does not confirm this result. It should be noted that our statistical analysis of MHI, MH2 and L_{H_α} are not affected by Malmquist bias and we get almost the same observed trends when instead of MHI, MH2 and L_{H_α} their normalized values either to optical area or to blue luminosity of the galaxy were used.

3.2. Star formation indicator. FIR to blue luminosity ratio L_{FIR}/L_B , flux densities ratios at 12, 25, 60 and 100 microns (f_{12}/f_{25} , f_{60}/f_{100}) are used

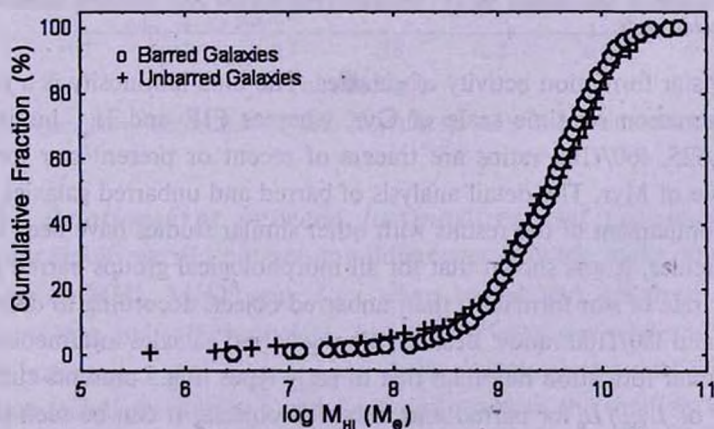


Fig.2. Cumulative distribution of atomic gas content for barred and unbarred galaxies. Gas content is in solar units.

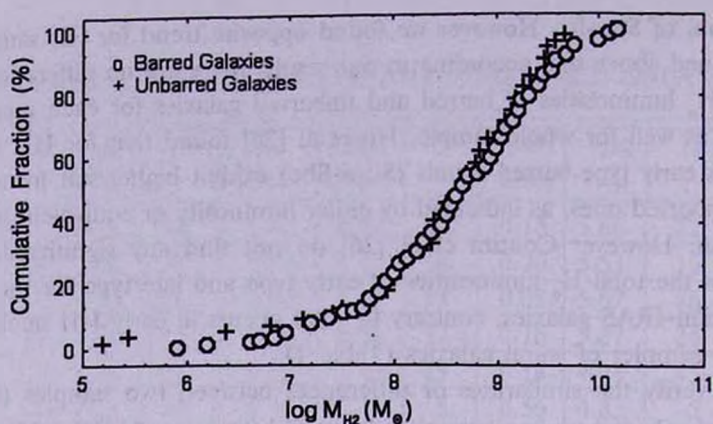


Fig.3. Cumulative distribution of molecular gas content for barred and unbarred galaxies. Gas content is in solar units.

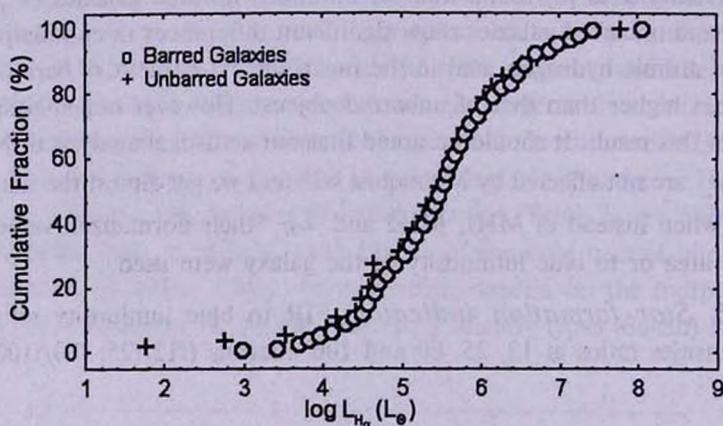


Fig.4. Cumulative distribution of H_{α} luminosity for barred and unbarred galaxies. Luminosity is in solar units.

to compare star formation activity of galaxies. The blue luminosity is a tracer of past star formation on time scale of Gyr, whereas FIR and H_{α} luminosities, as well f_{12}/f_{25} , f_{60}/f_{100} ratios are tracers of recent or present star formation on time scale of Myr. The detail analysis of barred and unbarred galaxies in FIR band and comparison of the results with other similar studies have been done in [1]. In particular, it was shown that for all morphological groups barred galaxies have higher rate of star formation than unbarred objects according to distribution of f_{12}/f_{25} and f_{60}/f_{100} ratios. Besides, among barred galaxies intermediate types have higher star formation rate than that of early types. Fig.5 presents cumulative distribution of L_{FIR}/L_B for barred and unbarred objects. It can be seen that two distributions are almost identical. It means that L_{FIR}/L_B is not a suitable indi-

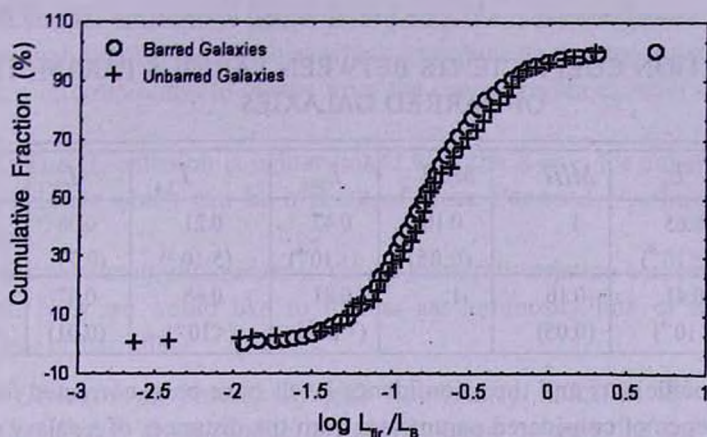


Fig.5. Cumulative distribution of FIR to blue luminosity ratio for barred and unbarred galaxies.

uncertainties of measurements than flux densities. Fig.6 presents cumulative distribution of f_{60}/f_{100} ratio for early and intermediate types of barred galaxies. Apparently intermediate of types barred spirals are more active in star formation than early types (see, also [1]).

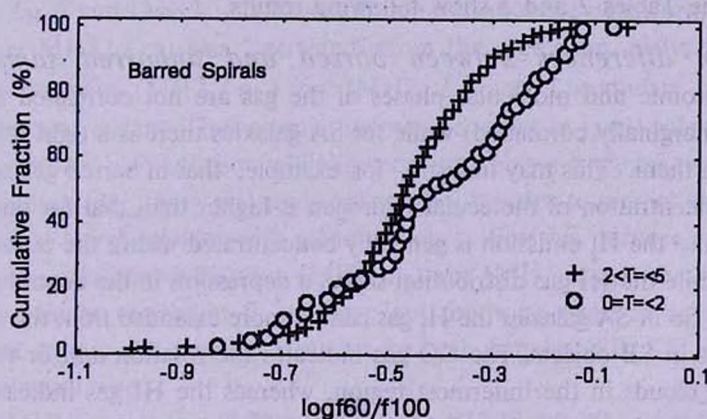


Fig.6. Cumulative distribution of ratio f_{60}/f_{100} for early and intermediate types of barred galaxies.

3.3. Relationships between luminosities and gas mass. According to our results we did not get any differences between mean values and distributions of MHI, MH2, and $L_{H\alpha}$ when barred and unbarred spirals were considered separately. Nevertheless, in order to know real relationships between various luminosities and masses, our further analysis will deal with multiple regression technique. Tables 2 and 3 present results of this analysis where correlation coefficients between variables and their confidence levels are indicated. All correlation coefficients and their confidence levels have been corrected for arti-

Table 2

**CORRELATION COEFFICIENTS BETWEEN VARIOUS PARAMETERS
OF BARRED GALAXIES**

	L_B	MHI	$MH2$	L_{FIR}	$L_{1.4}$	L_X	$L_{H\alpha}$
MHI	0.65 ($<10^{-6}$)	1	0.16 (0.05)	0.42 ($<10^{-6}$)	0.21 ($5 \cdot 10^{-3}$)	0.08 (0.7)	0.08 (0.3)
$MH2$	0.41 ($<10^{-6}$)	0.16 (0.05)	1	0.81 ($<10^{-6}$)	0.66 ($<10^{-6}$)	0.47 (0.01)	0.47 (10^{-5})

correlation coefficients and their confidence levels have been corrected for artificial dependence of considered parameters from the distances of a galaxy due to Malmquist bias. We will accept that the observed correlation between two variables is significant if its confidence level is ≥ 0.01 . The blue, FIR, radio continuum at 1.4 GHz, X-ray and H_{α} luminosities are denoted as L_B , L_{FIR} , $L_{1.4}$, L_X and $L_{H\alpha}$ respectively [1, 2]. The neutral atomic and molecular masses are denoted as MHI and $MH2$ respectively. Tables 2 and 3 reveal differences in behavior of SB and SA galaxies, on one hand, and general relationships between gas phase components and luminosities of spiral galaxies, on the other hand. The analysis of the Tables 2 and 3 show following results.

a) *Main differences between barred and unbarred samples.*

(i) The atomic and molecular phases of the gas are not correlated for SB galaxies (or marginally correlated) while for SA galaxies there is a tight relationship between them. This may indicate, for example, that in barred galaxies the degree of concentration of molecular hydrogen is higher than that for unbarred objects, because the H_2 emission is generally concentrated within the central few kiloparsecs while the HI gas distribution shows a depression in the central region of the galaxy. So in SA galaxies the H_2 gas can be more extended from the central part than it is in SB objects. The CO gas indicates the rotation and/or velocity dispersion of clouds in the innermost region, whereas the HI gas indicates the rotation and velocity dispersion of the outer disk.

Table 3

**CORRELATION COEFFICIENTS BETWEEN VARIOUS PARAMETERS
OF UNBARRED GALAXIES**

	L_B	MHI	$MH2$	L_{FIR}	$L_{1.4}$	L_X	$L_{H\alpha}$
MHI	0.71 ($<10^{-6}$)	1	0.55 (10^{-4})	0.59 ($<10^{-6}$)	0.53 ($2 \cdot 10^{-4}$)	0.18 (0.4)	0.12 (0.37)
$MH2$	0.64 ($<10^{-6}$)	0.55 (10^{-4})	1	0.87 ($<10^{-6}$)	0.72 ($<10^{-5}$)	0.61 ($3 \cdot 10^{-3}$)	0.73 (10^{-5})

(ii) The HI emission is tighter linked with the radio continuum for unbarred galaxies than that for barred ones, which may indicate that bar structure prevents electrons of cosmic rays to escape from the central region to outer disk freely [2, 32].

(iii) The H_2 emission is tighter linked with the X-ray for unbarred than for barred galaxies which can be a result of more extended H_2 emission in these galaxies.

These were main differences in gas-to-luminosity relation between SB and SA galaxies. Now we would like to discuss gas-luminosity link of spiral galaxies regardless of bar effect.

b) *General properties of gas-luminosity relation of spiral galaxies as drawn from Table 2 and 3.* It can be seen that the HI emission is correlated with L_B , L_{FIR} , $L_{1.4}$ but not correlated neither with L_X nor with L_{H_α} . While the H_2 emission is correlated with all luminosities. In order to get what pair of relationship is a primary among the others we have applied multiple regression analysis for both samples. It was found that for spiral galaxies SB and/or SA, relationship between MHI and L_B is a primary while other relationships are product of that. For SB sample (MH2, L_{FIR}) is the primary pair among the others. For SA sample the pair (MH2, L_{FIR}) again is the primary, but the pairs (MH2, L_{H_α}) and (MH2, L_X) have still certain influence when primary correlation (i.e. MH2, L_{FIR}) was "extracted" from the regression analysis. So for SA galaxies the pairs (MH2, L_{H_α}) and (MH2, L_X) are of secondary order, almost with the same weight. Thus atomic hydrogen content in spiral galaxies is tighter related with the blue emission while molecular hydrogen is tighter related with the FIR emission [31]. Now we can use these relationships to predict the HI and H_2 contents of spiral galaxies with some accuracy. For this purpose we have used correlation coefficients between (MHI, L_B) and (MH2, L_{FIR}) from Tables 2 and 3. Using linear regression fit we have got following expressions for expected values of atomic and molecular masses for both samples (SB, SA), including all morphological types.

$$\log \text{MHI}(\text{expected}) = (0.70 \pm 0.04) \log L_B + (2.35 \pm 0.38),$$

$$\log \text{MH2}(\text{expected}) = (0.93 \pm 0.05) \log L_{FIR} - (0.14 \pm 0.44), \text{ for SB sample,}$$

and

$$\log \text{MHI}(\text{expected}) = (0.77 \pm 0.06) \log L_B + (1.49 \pm 0.55),$$

$$\log \text{MH2}(\text{expected}) = (1.11 \pm 0.10) \log L_{FIR} - (2.01 \pm 0.85), \text{ for SA sample.}$$

In section 3 it was argued that there is a dependence of MHI and MH2 on the morphological type. Thus the estimation expected gas mass in spiral galaxies by using L_B and L_{FIR} , should be done separately for each morphological type because the slope and intercept of linear relation will depend on the galaxy type. However, since for our samples there are not enough data for the CO line (Table 1) to estimate expected molecular mass separately for each morphological

types, we have presented expected gas mass for all SB and SA galaxies.

4. *Discussion.* A large number of articles have been devoted to the investigation of the gas properties in galaxies (see, e.g. [28]). Particularly gas-to-luminosity relations of various types of galaxies have been studied extensively. The results of comparison between gas content and luminosity reveals different behavior of the galaxies. For example, in the nearby spirals the HI content is not related with the H_2 content [22] whereas, for the IRAS-selected galaxies there is a tight correlation between them (e.g., [33-35]). In some samples, HI-deficient galaxies show a different relation between HI content and L_{FIR} than it is in HI-normal objects [36]. Thus gas phase-to-gas phase and gas phase-to-luminosity relations in the galaxies are different and very complicated. They depend on many internal and external factors such as environment, luminosity, morphology, gas content, star forming history etc [31]. Of course, the use of different samples in the study of the gas-to-luminosity relation reveals different properties of the galaxies. For instance, IRAS selected samples are biased toward galaxies with recent or present star forming objects while in the optically selected samples dominate past star forming galaxies.

Another important problem is related with star formation indicators. What is the more suitable indicator of star formation activity either past or present? It looks like that spectral indices or flux density ratios, for example, such as f_{12}/f_{25} and f_{60}/f_{100} more correctly reflect star formation activities than global characteristics (luminosities or their ratios) of galaxies (e.g., [1, 2]). Moreover, correlation coefficients between various luminosities may tell us more about star formation activities than the mean values of luminosities. For example, mean luminosities and masses of barred and unbarred galaxies do not differ, but their flux density ratios f_{12}/f_{25} or f_{60}/f_{100} deviate significantly [1]. There are also different behaviors in relationships between global parameters of two samples ([2] and Section 3 of the present paper). Besides flux densities are not affected by uncertainties of distance measurements. Observed global parameters of galaxies can be suffered, for instance, by missclassification of SA galaxies and some of them may have weak bars; variation of the CO-H_2 conversion factor from one morphological type to another; differences of spatial resolutions of telescopes at different wavelengths; uncertainties in measured flux densities and magnitudes. But all these uncertainties could not create artificial correlations, and may only add some dispersion to existing relationships and sometimes hide them. However these uncertainties will contaminate the data of both samples (SB and SA) in the same way. Of course, the MH2/MHI ratio for spiral galaxies strongly depends on the CO-H_2 conversion factor. But there are several indications that this factor for spiral galaxies could be even lower than our adopted value of $3 \cdot 10^{20}$ (e.g., [37]). Thus actual H_2 masses could be even lower than we have estimated and the MH2/MHI ratio is even lower than what we find.

Our finding that the HI content in spiral galaxies is better correlated with the blue luminosity than with FIR luminosity is in good agreement with the previous results (see, e.g., [31] and references therein). It is also well known that H_2 content is directly related with FIR luminosity because star formation in the galaxies is taking place inside the molecular clouds. However our finding that for unbarred galaxies there are not negligible relationships between H_2 content, H_α and/or X-ray luminosity, as we know is a new result.

We have also found that there is a tight relationship between two gas phases in SA galaxies, while it is extremely weak in SB objects. Whether presented above results of correlation analysis (Section 3.3) reflect differences in star formation activities between barred and unbarred galaxies? According to observations with high angular resolution in CO lines the molecular gas is concentrated in the central region of barred galaxies, and it is usually distributed along the bar (e.g., [38]). Suppose that in unbarred galaxies molecular gas has larger extend from the central part than in barred galaxies. When both types have the same total molecular gas then in the central parts of barred galaxies it should be more amount of molecular gas than in the central parts of unbarred ones, and consequently molecular gas in the disks of SB galaxies will be less than in the disks of SA objects. Hence in the central regions of SB galaxies star formation activity can be higher than that in SA objects, since star formation is taking place in the molecular clouds, like in our Galaxy. But in that case star formation activity in the disk should be higher in SA galaxies than that in SB ones. On the other hand it is well known that star formation rate and efficiency in the central part of a galaxy are much higher than in the disk. So, as a result star formation activities of barred galaxies will be higher than that in unbarred objects. It seems very likely that the results of correlation analysis support such behavior of barred and unbarred galaxies. In that case the existing tight relationships between (MHI , $MH2$), ($MH2$, L_{H_α}) and ($MH2$, L_x) for SA galaxies are a result of extended structure of molecular gas, since either X-ray, H_α or HI emission in a galaxy also have disk component. Of course there may be other explanations of these properties of barred and unbarred galaxies, but we think that our explanation is more realistic. Further observations with high angular resolution at HI, CO and other wavelengths will help to understand star formation properties of spiral galaxies.

5. *Conclusions.* The main results of this work are summarized in the following:

1. The atomic and molecular gas properties of barred and unbarred galaxies are analyzed using two complete samples. It is shown that in gas content both types of spirals do not differ from each other.
2. In the sample of spiral galaxies, on average, there is 6 times more HI than H_2 . The ratio $MH2/MHI$ decreases from early to late types. This variation is due to the increasing of the atomic gas mass and decreasing of the molecular

3. There are different behaviors of gas-to-luminosity relationships between barred and unbarred galaxies which may indicate on high star formation activity of barred galaxies with respect unbarred ones.

4. In general HI content in spiral galaxies is better correlated with blue luminosity while H_2 content is tighter related with FIR luminosity. However for unbarred galaxies there are not negligible relationships between H_2 and/or H_α , X-ray luminosities.

5. We have estimated expected value of gas content (HI and H_2) for barred and unbarred galaxies using blue and FIR luminosities.

Acknowledgements. This research has made use of the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDa), supplied by the LEDa team at CRAL-Observatoire de Lyon (France).

¹Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. VI. СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB И SA ГАЛАКТИК. ОСОБЕННОСТИ ХОЛОДНОГО ГАЗА

Р.А.КАНДАЛЯН, А.Т.КАЛЛОГЛЯН, Х.М.К. АЛ-НАИМИ,
А.М.ХАССАВНЕ

Особенности газовой составляющей в спиральных галактиках с перемычкой и без перемычки сопоставлены в двух полных выборках. Показано, что по содержанию атомарного и молекулярного газа два типа спиральных галактик не отличаются друг от друга. В спиральных галактиках в среднем имеется в 6 раз больше HI, чем H_2 , а отношение M_{H2}/M_{HI} убывает от ранних типов к поздним. Галактики с перемычкой и без перемычки в общем показывают одинаковые особенности в соотношениях содержание газа - светимость, но и имеются определенные различия между ними, как, например, имеющаяся корреляция между двумя фазами газа (HI и H_2) для галактик без перемычки. Предполагается, что различные поведения двух типов спиральных галактик обусловлены более высокой звездообразовательной активностью галактик с перемычкой. Ожидаемые значения содержания HI и H_2 оценены, используя светимости в синей и инфракрасной областях.

REFERENCES

1. *R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian*, *Astrophysics*, **41**, 349, 1998.
2. *R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian*, *Astrophysics*, **41**, 599, 1998.
3. *A.T.Kalloghlyan, R.A.Kandalian*, *Astrophysics*, **41**, 185, 1998.
4. *T.DeJong, P.E.Clegg, B.T.Soifer et al.*, *Astrophys. J.*, **278**, L67, 1984.
5. *T.G.Hawarden, C.M.Mountain, S.K.Leggett, P.J.Puxley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **221**, 41, 1986.
6. *J.H.Huang, Q.S.Gu, H.J.Su, T.G.Hawarden, X.H.Liao, G.X.Wu*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 13, 1996.
7. *N.A.Devereux*, *Astrophys. J.*, **323**, 91, 1987.
8. *G.Giuricin, L.Tamburini, F.Mardirossian, M.Mazzetti, P.Monaco*, *Astrophys. J.*, **427**, 202, 1994.
9. *R.Arsenault*, *Astron. Astrophys.*, **217**, 66, 1989.
10. *L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **487**, 591, 1997.
11. *A.C.Phillip*, in "Barred Galaxies", eds. *R.Buta, D.A. Crocker, B.G. Elmegreen*, *ASP Conf. Ser.*, Vol. **91**, 1996.
12. *N.A.Devereux, E.E.Becklin, N.Scoville*, *Astrophys. J.*, **312**, 529, 1987.
13. *P.B.Eskridge, R.W.Pogge*, *Astron. J.*, **101**, 2056, 1991.
14. *T.Isobe, E.D.Feigelson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **79**, 197, 1992.
15. *G.Giuricin, A.Biviano, M.Girardi, F.Mardirossian, M.Mezzetti*, *Astron. Astrophys.*, **275**, 390, 1993.
16. *R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian*, *Astrophysics*, **41**, 5, 1998.
17. *J.S.Young et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **98**, 219, 1995.
18. *L.J.Sage*, *Astron Astrophys.*, **272**, 123, 1993.
19. *J.D.Kenney, J.S.Young*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **66**, 261, 1988.
20. *A.T.Stark, G.R.Knapp, J.Bally, R.W.Wilson, A.A.Penzias, H.E.Rowe*, *Astrophys. J.*, **310**, 660, 1986.
21. *T.Elphag, R.S.Booth, B.Hoglund, L.E.B.Johansson, Aa.Sandqvist*, *Astron. Astrophys Suppl. Ser.*, **115**, 439, 1996.
22. *J.Brain, F.Combes*, *Astron. Astrophys*, **264**, 433, 1992.
23. *T.Contini*, 1996, PhD Thesis, Universite Paul Sabatier, Toulouse, France.
24. *J.S.Young, L.Allen, J.D.Kenney, A.Lesser, B.Rownd*, *Astron. J.*, **112**, 1903, 1996.
25. *L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **487**, 568, 1997.
26. *T.Contini, S.Considere, E.Davoust*, *Astron. Astrophys Suppl. Ser.*, **130**, 2, 1998.
27. *D.B.Sanders, N.Z.Scoville, B.T.Soifer*, *Astrophys. J.*, **370**, 158, 1991.
28. *J.S.Young, N.Z.Scoville*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 581, 1991.
29. *R.A.Kandalyan*, *Astrophysics*, **39**, 327, 1996.
30. *J.S.Young, P.M.Knezek*, *Astrophys. J.*, **347**, L55, 1989.
31. *F.Casoli, S.Sauty, M.Gerin, A.Boselli, P.Fouque, J.Braine, G.Gavazzi, J.Lequeux, J.Dickey*, *Astron. Astrophys*, **331**, 451, 1998.
32. *X.Chi, A.W.Wolfendale*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **245**, 101, 1990.

33. *J.S.Young, S.Xie, J.D.Kenney, W.L.Rice*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 699, 1989.
34. *P.Andreani, F.Casoli, M.Gerin*, *Astron. Astrophys.*, **300**, 43, 1995.
35. *R.A.Kandalyan*, in "Galaxy Interactions at Low and High Redshift", 23rd IAU GA, S186, Kyoto, 1997
36. *F.Casoli, J.Dickey, I.Kazes, A.Boselli, P.Gavazzi, K.Baumgardt*, *Astron. Astrophys*, **309**, 43, 1996.
37. *S.Digel, I.Grenier, A.Heithausen et al.*, *Astrophys. J.*, **463**, 604, 1996.
38. *F.G.Benedict, B.J.Smith, J.D.Kenney*, *Astron. J.*, **111**, 1861, 1996.

УДК: 524.74

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS. ГАЛАКТИКИ. V.

А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 22 марта 2000

Принята к печати 30 апреля 2000

Приводится пятый список объектов выборки BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) - 89 галактик, отождествленных с 59 точечными источниками из каталога IRAS PSC. Отождествления проводились на основе Оцифрованного Обзора Неба (DSS), Первого Бюраканского Обзора (FBS), голубых и красных карт Паломарского Обзора Неба (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волны 12, 25, 60 и 100 мкм в области $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ и $5^{\circ}10' \leq \alpha \leq 9^{\circ}15'$ с площадью в 96 кв. гр. Для отождествленных галактик определены оптические координаты, их отклонения от ИК координат, звездные величины V , морфологические типы, угловые размеры и позиционные углы. Объекты имеют оптические звездные величины в пределах $14.1^m - 21.5^m$ и угловые размеры в пределах $2'' - 47''$. По морфологии галактики в основном спиральные. Встречаются компактные галактики и кандидаты в Sy, взаимодействующие пары, "мерджеры", галактики со спутниками и сверхассоциациями, группы галактик (в том числе и компактные) и др., что доказывает важность этих объектов для изучения взаимосвязей между явлениями звездообразования, активности и взаимодействий. Приводятся карты отождествления для этих объектов из DSS. Введены новые обозначения и нумерация для галактик изучаемой выборки.

1. Введение. Многоволновое изучение внегалактических объектов, в особенности галактик с наблюдаемым процессом звездообразования и галактик с активными ядрами (AGN), дает возможность понимания этих процессов с использованием данных в широком спектре - от радиоволн до гамма лучей. Современные орбитальные телескопы обеспечивают огромным количеством наблюдательных данных во всех диапазонах спектра, и задача астрофизиков как можно правильное осмыслить и использовать эти данные для получения необходимых результатов. Для более эффективного использования (или для использования вообще) данных неоптических диапазонов необходимо отождествление радио, ИК, рентгеновских и гамма источников с оптическими объектами.

Программа оптических отождествлений точечных источников IRAS PSC [1] в области $+61^{\circ} \leq \delta \leq +90^{\circ}$ на высоких галактических широтах ($|b| \geq 15^{\circ}$) проводится в Бюраканской астрофизической обсерватории с 1995 г. [2]. Целью этой работы является выявление интересных внегалактических объектов - AGN, галактик со вспышкой звездообразования (Starburst Galaxies), взаимодействующих галактик и "мерджеров", галактик с высокой

ИК светимостью, а также изучение этих объектов, взаимосвязей между ними и исследование Локальной Вселенной (так как эти объекты в основном лежат в пределах $z < 0.5$) путем статистики выявленных объектов в данной области.

Отождествления проводятся с помощью низкодисперсионных спектров Первого Бюраканского обзора (FBS) [3], изображений Оцифрованного обзора неба (DSS) [4], голубых и красных изображений Паломарского обзора неба (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волны 12, 25, 60 и 100 мкм, приведенных в каталоге IRAS PSC. На первой стадии работы публикуются списки отождествленных объектов [5-7]. Параллельно, на трех телескопах уже начато исследование отдельных галактик. Оптическое отождествление всех без исключения ИК источников позволяет также выявлять звезды поздних спектральных классов, которые публикуются отдельной серией работ [8].

2. Отождествления источников IRAS. Отождествления источников IRAS как правило проводятся, отбирая внегалактические (или галактические) источники на основе ИК потоков и галактической широты. В данной программе отождествляются все источники в указанной области, после чего отдельно составляются списки галактик и звезд. Такая работа имеет определенные преимущества, так как не пропускаются объекты с пекулярным ИК цветом и с нехарактерной галактической широтой. Для сравнительно ярких объектов (и для исключения ярких звезд - возможных оптических отождествлений ИК источников) используются также низкодисперсионные пластинки FBS. Эти спектры позволяют опознать вероятных оптических двойников ИК источников с большей уверенностью.

В работе [5] подробно описаны идеологические и методологические основы данной программы, рассчитанной на отождествление и исследование всех источников IRAS PSC в области $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$ на высоких галактических широтах, где проводился обзор FBS. В ней приводятся обоснование целесообразности использования FBS для такой работы, принципы отождествления и определения оптических характеристик объектов.

Во многих случаях в эллипс неопределенностей IRAS координат [1] попадает несколько слабых галактик так, что невозможно сразу правильно указать объект, который ответственен за ИК излучение. В таких случаях в списки включаются все подходящие кандидатуры для их дальнейшего изучения. Отбор (или дополнительная оценка уверенности отождествления) проводится также на основании кросс-корреляции галактик с каталогом слабых источников IRAS FSC [9], с радио каталогами (в частности, с Обзором неба NRAO/VLA - NVSS [10] и другими каталогами [11]). Кроме

того, все объекты проверены с помощью базы данных NED*. При этом оптическая позиция отождествленного источника была выбрана как центр поиска с радиусом в 1'.

Расхождения между оптическими и ИК координатами доходят до 1'-1.5', но для 83% галактик не превосходят 40". Учитывая, что ошибки ИК координат на длине волны 100 мкм (для слабых галактик зарегистрированы ИК потоки в основном на 60 и 100 мкм) могут доходить до 2.5', то даже самые большие расхождения не снижают достоверности наших отождествлений.

Достоверность (или уверенность) отождествления ИК источника зависит от нескольких факторов. Кроме близости координат важны также такие факторы, как яркость оптического объекта, тип объекта (насколько он соответствует ИК цветам) и др. В случае внегалактических объектов, ИК источниками являются в основном галактики с пекулярной морфологией и взаимодействующие группы: галактики с ярким балджем при отсутствии периферии, с признаками возмущения, со спутниками и областями HII, взаимодействующие пары и группы, "мерджеры", компактные группы и др. Наличие таких факторов позволяет проводить отождествления более уверенно, а в случае их отсутствия на изображении DSS, отождествленный объект может проявить такие пекулярности при дальнейшем детальном исследовании.

3. Наблюдательный материал. Данная работа является первой в полосе FBS со склонением $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$. Эта полоса FBS простирается по α в области $05^h 10^m \leq \alpha \leq 18^h 05^m$ (ограничение по α обусловлено проведением обзора в высоких галактических широтах) и занимает площадь в 303 кв. гр.

Для проведения данной работы использовались ИК потоки из IRAS PSC [1] на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм для источников соответствующей области, изображения DSS [4], карты Паломарского обзора неба (POSS) и низкодисперсионные пластинки FBS (в основном Kodak II-F, IIAF, IIA-F) полученные Маркаряном, Липовецким и Степаняном в 1967-1980 гг. [3].

В области FBS со склонением $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$ в каталоге IRAS PSC [1] всего имеется 617 точечных ИК источников, из которых 357 имеют оптические отождествления с известными объектами. Проверка в базах данных NED и SIMBAD [12] показала, что после выхода в свет каталога IRAS PSC были отождествлены еще 36 источников. В частности, в работах [13-22] 11 источников отождествлены с интересными галактиками (в основном типа Sy2). Из оставшихся неотожествленных источников 182

* Внегалактическая база данных NASA/IPAC (NED) функционирует Лабораторией реактивного движения, Калифорнийским технологическим институтом, по контракту с Национальным управлением авиации и космических исследований.

отождествлены с внегалактическими объектами - галактиками или группами галактик (с учетом всех компонентов - всего с 272 галактиками). Следует заметить, что некоторые галактики и компоненты пар или групп галактик из числа отождествленных нами, также были известны, но не было отождествления с ИК источниками.

Ввиду большого количества материала, указанная область публикуется серией из 3 работ. В данной работе приводится список объектов, отождествленных в области $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$ и $05^h 10^m \leq \alpha \leq 9^h 15^m$ с площадью 96 кв. гр.

4. *Список объектов.* Начиная с этой работы, внегалактические объекты, отождествленные с точечными ИК источниками, обозначаются BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) с добавлением очередного номера, имея в виду, что программа осуществляется в Бюраканской астрофизической обсерватории с использованием Первого Бюраканского обзора и отождествляются источники из каталога IRAS. Соответственно, отождествленные звезды будут обозначаться BIS (Byurakan-IRAS Stars) [8]. Так как в работах [5-7] 179 ИК источников отождествлены с внегалактическими объектами, нумерация продолжается с номера 180. Опубликованные галактики впредь будут обозначаться BIG 1-179 по порядку опубликования.

В табл.1 приведен список 89 галактик, отождествленных с 59 точечными источниками IRAS PSC. Так как с некоторыми источниками отождествляется по 2 и более оптических объектов, то в результате галактик оказывается больше, чем ИК источников. В последовательных столбцах таблицы приведены: 1 - порядковый номер отождествленного объекта, согласно новым обозначениям - номер BIG, 2 - обозначение источника IRAS, 3, 4 - оптические координаты для эпохи 2000.0 с точностью 0.5", определенные с DSS, 5, 6 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC ($\Delta\alpha = \alpha_{\text{опт}} - \alpha_{\text{ИК}}$ и $\Delta\delta = \delta_{\text{опт}} - \delta_{\text{ИК}}$), 7 - видимые звездные величины m_v с точностью около 0.5^m, определенные с POSS на основании калибровки "диаметр изображения - звездная величина" [23], а также с использованием базы данных APS [24] и каталога USNO-A2.0 [25], 8 - морфологический тип объектов, определенный с прямых изображений DSS, 9 - угловые размеры объектов на DSS с точностью до 1.7", 10 - позиционные углы галактик, также определенные с DSS (в направлении с севера на восток).

Морфологический тип объектов определялся согласно общепринятым критериям. Наряду с известными типами E, Sa-Sd, SB и Irr, использованы обозначения "S" и "Gal". "S" обозначает спиральные галактики, для которых (в основном из-за слабости) подтип не определяется, а "Gal" - объекты, которые имеют незвездное изображение на DSS, но не поддаются классификации (в таких случаях сами отождествления не очень надежные).

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ. ГАЛАКТИКИ. V 429

В одном случае, ввиду слабости и близости 3-х галактик, отождествление приведено как "Group", и компоненты не выделены. Знак «:» ставился в случае неуверенности классификации.

После таблицы приведены комментарии для отдельных, в основном, наиболее интересных объектов, включая ассоциации с Каталогом Слабых Источников IRAS FSC [9], радио- и рентгеновскими источниками (в частности, с источниками NVSS [10]), описание морфологических peculiarностей и расположений компонентов в группах, дополнительные данные по низкодисперсионным спектрам FBS и др.

Ассоциации с источниками IRAS FSC приведены для тех оптических объектов (из числа компонент), которые попадают в эллипсы неопределенностей IRAS FSC. Эти ассоциации показывают, что для уверенного нахождения интересующих галактик необходима тщательная проверка всех возможных кандидатов.

В конце работы приводятся карты отождествления для всех 89 галактик табл.1 в полях DSS с центрами координат 59 источников из IRAS PSC.

Таблица 1

СПИСОК 89 ГАЛАКТИК, ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ С 59 IRAS ИСТОЧНИКАМИ

BIG N	IRAS PSC источники	Оптические координаты		Отклонения координат Опт-IR (")		m_v	Тип	Размеры (")	РА (°)
		α_{2000}	δ_{2000}	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
180	05126+6516	05 17 35.14	65 20 13.2	7.9	1.3	15.4	S	21x11	141
181	05200+6604	05 25 07.21	66 06 55.6	27.2	11.8	20.2	S:	5x4	45
182	05224+6735	05 27 41.10	67 38 09.2	-11.1	19.1	18.8	S:	4x2	27
183	05229+6826	05 28 17.60	68 29 07.1	-7.3	4.4	14.5	Sa:	47x14	73
184	05236+6713	05 28 41.91	67 16 26.6	-36.2	3.0	19.2	Gal	7x3	0
185a	05244+6530	05 29 28.71	65 33 13.8	1.1	-1.0	18.9	Sb:	5x2	72
185b	05244+6530	05 29 28.77	65 33 25.7	1.3	10.9	20.2	Gal	6x2	124
185c	05244+6530	05 29 29.83	65 33 18.7	8.0	4.0	17.6	S	7x5	135
186	05258+6703	05 31 02.35	67 05 29.6	9.7	1.2	18.6	S	6x4	146
187	05286+6755	05 33 54.09	67 58 12.2	-1.7	28.9	19.0	Sbc	5x3	72
188	05294+6614	05 34 41.67	66 15 28.9	50.2	-41.5	15.9	Sa	14x11	54
189	05299+6501	05 34 53.43	65 03 29.9	-17.1	22.7	18.0	Gal	7x4	63
190	05312+6632	05 36 26.74	66 34 48.0	24.5	11.2	21.0	S:	5x2	0
191	05313+6642	05 36 31.26	66 45 05.5	30.5	23.9	20.5	Gal	4x3	63
192	05324+6651	05 37 44.51	66 53 08.2	31.7	11.9	20.5	Sc:	8x2	143
193a	05423+6642	05 47 23.72	66 43 52.9	-36.0	7.6	18.1	S:	7x3	76
193b	05423+6642	05 47 26.80	66 44 34.6	-17.3	48.1	19.5	Gal:	5x2	135
193c	05423+6642	05 47 27.46	66 44 13.1	-14.0	28.1	20.0	Gal	3x2	0

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
193d	05423+6642	05 47 33.12	66 44 10.4	19.6	25.8	19.2	Gal	5x2	18
193e	05423+6642	05 47 34.05	66 44 25.1	26.3	39.1	19.5	Gal	3x2	90
194	05427+6732	05 47 59.56	67 33 22.4	-19.0	-33.4	19.3	Sc:	5x4	45
195	05441+6734	05 49 23.02	67 35 38.2	-9.2	-12.7	18.8	Sb:	7x2	0
196	05461+6801	05 51 29.68	68 02 19.6	-2.1	-0.1	17.9	S:	7x5	63
197	05496+6620	05 54 49.80	66 20 54.1	22.6	14.4	19.1	Gal:	5x4	135
198	05507+6703	05 55 53.38	67 03 51.8	-8.3	-6.5	18.6	Sab:	5x5	162
199	05558+6716	06 01 10.10	67 17 22.4	27.5	28.1	18.8	Sb:	4x3	63
200	06046+6716	06 09 55.82	67 16 12.6	11.9	31.7	20.5	S:	5x2	0
201a	06092+6711	06 14 22.10	67 10 14.5	-34.1	-8.0	20.8	Gal	2x2	-
201b	06092+6711	06 14 27.54	67 09 54.8	-2.3	-27.4	20.0	Gal:	5x4	0
202	06104+6713	06 15 34.28	67 12 17.6	-21.0	4.3	20.0	Gal	5x2	90
203	06237+6731	06 29 04.19	67 29 38.9	23.9	22.4	19.9	Gal:	5x3	0
204a	06262+6825	06 31 35.51	68 23 08.1	-16.2	-13.7	20.5	Sc:	4x1	153
204b	06262+6825	06 31 40.54	68 23 17.7	11.4	-3.8	20.5	Gal:	2x2	-
204c	06262+6825	06 31 42.28	68 23 14.6	21.1	-6.8	21.0	Sb:	4x2	153
205a	06265+6630	06 31 43.77	66 27 45.3	44.2	-33.4	20.0	Gal	5x3	0
205b	06265+6630	06 31 46.32	66 28 09.5	59.2	-9.0	19.1	Gal	6x4	56
206a	06273+6858	06 32 43.62	68 56 00.8	-28.1	0.7	17.3	S	13x7	157
206b	06273+6858	06 32 48.73	68 56 00.5	-0.6	0.8	16.4	Sab:	15x8	90
206c	06273+6858	06 32 51.12	68 56 04.6	12.3	5.0	15.7	S:	16x12	45
207	06293+6816	06 34 44.71	68 14 11.4	17.9	-19.8	18.5	S:	6x6	-
208	06316+6825	06 36 52.29	68 22 58.5	-55.4	19.5	18.9	Sc	3x2	0
209a	06332+6659	06 38 27.06	66 56 59.9	1.1	-5.8	19.5	Gal	7x3	166
209b	06332+6659	06 38 29.14	66 57 00.8	13.2	-4.8	20.5	Gal	4x2	153
210a	06367+6651	06 41 46.92	66 49 02.9	-31.8	5.6	20.5	Gal	5x2	90
210b	06367+6651	06 41 56.89	66 48 26.4	27.4	-30.2	21.0	Gal:	4x2	27
210c	06367+6651	06 41 57.38	66 48 33.2	30.2	-23.4	19.6	Sc:	5x3	0
211	06416+6606	06 46 41.46	66 03 26.3	6.0	17.3	18.9	Sb:	5x5	135
212	06437+6556	06 48 45.12	65 53 36.0	-17.6	2.9	19.1	S:	5x2	0
213a	06443+6626	06 49 21.86	66 23 29.6	-3.9	-1.0	20.7	Gal:	4x4	-
213b	06443+6626	06 49 29.34	66 23 26.3	41.2	-3.8	14.3	Sc:	17x11	79
214a	06451+6718	06 50 24.50	67 14 59.8	49.7	-31.5	18.8	Gal:	5x5	-
214b	06451+6718	06 50 26.10	67 15 14.4	58.9	-16.9	19.6	Gal	6x3	146
214c	06451+6718	06 50 27.75	67 14 55.1	68.7	-36.1	18.7	S	6x2	34
215a	06460+6537	06 50 56.38	65 33 39.4	-34.6	-9.3	19.7	Gal:	4x2	63
215b	06460+6537	06 50 56.69	65 34 17.9	-33.1	29.2	19.0	Gal:	6x4	124
216	06539+6811	06 59 18.51	68 07 26.7	26.6	6.0	18.9	S:	5x2	162
217	06545+6647	06 59 38.85	66 43 21.0	11.7	-2.8	16.1	Sa:	23x11	60
218a	06584+6716	07 03 31.98	67 12 21.5	2.3	3.0	17.0	Sa:	14x6	45
218b	06584+6716	07 03 33.48	67 12 16.4	11.1	-2.0	17.9	Sa:	11x5	117
219	07218+6852	07 27 11.12	68 46 20.5	40.8	17.9	20.5	Gal:	5x2	0
220	07315+6543	07 36 19.49	65 37 04.6	-22.2	-1.1	15.8	Sab	20x15	138
221a	07537+6634	07 58 26.50	66 27 07.6	-38.8	22.5	18.4	Sa:	7x5	45
221b	07537+6634	07 58 30.47	66 26 37.0	-14.7	-7.8	17.6	Gal	9x8	112
221c	07537+6634	07 58 37.24	66 26 21.4	26.0	-23.0	19.4	Gal	3x3	-

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
221d	07537+6634	07 58 38.05	66 26 35.8	30.7	-8.5	19.9	Gal:	4x2	153
221e	07537+6634	07 58 39.37	66 26 47.5	38.4	3.3	19.1	S	7x3	0
222a	07598+6508	08 04 29.53	65 00 19.9	-0.1	28.2	15.4	Sb:	12x12	74
222b	07598+6508	08 04 30.48	64 59 52.6	0.5	1.0	15.5	S:	10x10	59
223	08054+6824	08 10 23.31	68 15 41.8	-14.2	2.5	14.1	SBb:	26x14	75
224	08151+6538	08 19 50.73	65 29 04.6	38.9	-9.4	18.9	Sa:	8x5	127
225a	08175+6822	08 22 28.61	68 13 01.4	7.8	5.3	19.8	Gal	7x4	14
225b	08175+6822	08 22 37.08	68 12 41.0	55.1	-14.5	17.1	S:	21x6	129
226	08379+6753	08 42 24.46	67 42 41.1	-64.0	23.5	15.8	Sa	19x12	45
227	08393+6849	08 44 02.99	68 38 56.4	-1.9	0.1	17.3	Sa	12x7	135
228	08517+6712	08 56 12.92	67 00 22.4	10.8	-8.9	21.5	Gal:	5x5	-
229	08529+6707	08 57 24.05	66 55 44.2	3.9	16.6	21.0	Gal:	5x2	18
230	08585+6806	09 02 56.65	67 55 10.7	-28.9	19.4	19.1	Sc:	5x3	0
231a	08596+6741	09 04 04.42	67 29 49.6	2.4	-0.2	18.2	S	5x4	45
231b	08596+6741	09 04 07.13	67 29 33.1	18.2	-16.6	19.1	Gal	3x3	-
232a	09013+6742	09 06 03.62	67 30 48.4	81.1	0.7	17.0	Sab	19x8	31
232b	09013+6742	09 06 05.78	67 31 28.1	93.1	40.6	19.6	Gal	3x2	0
232c	09013+6742	09 06 08.34	67 31 20.7	107.9	33.3	17.0	Sbc:	13x7	130
233a	09020+6751	09 06 28.79	67 39 38.8	-2.3	-0.7	17.3	Sa:	18x8	5
233b	09020+6751	09 06 30.97	67 39 30.6	10.2	-8.7	15.8	Sa:	18x10	0
234	09032+6733	09 07 41.07	67 21 57.4	23.7	7.7	20.5	Gal	5x2	0
235	09033+6614	09 07 33.66	66 02 19.2	-28.0	-28.7	19.7	Gal:	5x2	72
236	09035+6625	09 07 54.18	66 13 50.3	1.9	0.3	21.1	S:	3x2	0
237	09056+6538	09 09 56.36	65 26 09.9	2.4	4.2	15.7	Sa:	15x13	41
238	09107+6743	09 15 12.34	67 30 19.5	19.1	-13.8	17.1	Sa	25x10	0

Примечания к отдельным объектам табл.1.

- BIG 181 Несмотря на то, что галактика слабая, достоверность отождествления высока, так как галактика с точностью в 1" совпадает с позицией радиоисточника NVSS с потоком $S_{21}=22.1$ Jy, что указывает также на то, что галактика может быть активной.
- BIG 183 Ассоциируется с радиоисточником NVSS с $S_{21}=8.9$ Jy.
- BIG 185abc Группа из 3 слабых галактик, по-видимому взаимодействующая. Все три галактики ассоциируются с радиоисточником NVSS с $S_{21}=7.2$ Jy. В соседстве есть еще несколько слабых галактик.
- BIG 186 Ассоциируется с радиоисточником NVSS с $S_{21}=2.9$ Jy. С юга наблюдаются слабые образования.
- BIG 188 Компактная галактика, имеет яркий балдж с едва заметной периферией.
- BIG 189 В центре поля ИК координат находится яркая звезда, однако по ИК показателям цвета этот источник отождествляется с галактикой.
- BIG 192 Спиральная галактика с областями HII.
- BIG 193 Компоненты *d* и *e* взаимосвязаны. Возможна также физическая

- связь между компонентами *b* и *c*. Скорее всего это - группа галактик. В соседстве есть другие слабые образования.
- BIG 195 В соседстве есть также другие слабые образования.
- BIG 196 Ассоциируется с радиоисточником NVSS с $S_{21}=3.3$ Jy.
- BIG 197 Ассоциируется с ИК источником F05497+6620 из IRAS FSC и радиоисточником NVSS с $S_{21}=6.0$ Jy (на расстоянии 45").
- BIG 198 Сомнительное отождествление, т. к. объект может оказаться звездой.
- BIG 204abc Компоненты *b* и *c* могут быть взаимосвязаны.
- BIG 206abc Все три галактики ассоциируются с источником F06273+6858. Компоненты *b* и *c* сильно взаимодействуют, вонзившись друг в друга. Кандидат в сливающиеся галактики - "мерджеры". ИК излучение, по-видимому обусловлено этим взаимодействием. Компоненты *b* и *c* ассоциируются с радиоисточником NVSS с $S_{21}=8.0$ Jy. Компонента *c* = [dKM92] 202 [14]. Галактика типа Sy2, $z=0.06500$.
- BIG 207 Имеет 3 спутника. На севере (однако вне эллипса неопределенностей) наблюдается галактика 17-й величины.
- BIG 209ab На юго-востоке наблюдаются другие слабые образования.
- BIG 210bc Эти компоненты взаимосвязаны.
- BIG 213b Ассоциируется с ИК источником F06444+6626. Может быть "мерджером". Имеет спутник на востоке.
- BIG 214abc Все три галактики ассоциируются с ИК источником F06453+6718. Вероятна физическая связь между галактиками, так как они достаточно близки и имеют примерно одинаковые видимые звездные величины.
- BIG 215ab В соседстве есть другие слабые образования.
- BIG 216 Сомнительное отождествление, т. к. объект может оказаться звездой.
- BIG 217 = NPM1G+66.0016 [26]. Ассоциируется также с F06545+6647 и с радиоисточником NVSS с $S_{21}=3.9$ Jy. Компактная галактика высокой поверхностной яркости. Кандидат в Sy?
- BIG 218ab Взаимодействующая пара галактик. ИК источник F06584+6716 ближе к компоненте *a*, но ИК излучение скорее всего является результатом взаимодействия. В соседстве есть еще несколько слабых галактик. Компонента *a* ассоциируется с радиоисточником NVSS с $S_{21}=7.8$ Jy.
- BIG 219 Ассоциируется с источником F07218+6852.
- BIG 220 Находится в непосредственной близости яркой галактики NGC 2403, с которой ассоциируются 4 радиоисточника. Из них [TH94] 01 с координатами $\alpha=07^h31^m30.47^s$ и $\delta=+65^\circ43'43.8''$ [27], по-видимому, совпадает с ИК источником. Суперассоциация в периферии NGC 2403? Сама имеет 2 спутника (или суперассоциации) на NW и SE.
- BIG 221cde Эти компоненты расположены в виде цепочки. Скорее всего физическая группа. В соседстве есть еще несколько слабых галактик. ИК источник F07537+6634 ассоциируется с компонентами *bcd*. Радиоисточник NVSS с $S_{21}=3.2$ Jy лучше ассоциируется с компонентой *b*.

- BIG 222b = [HB89] 0759+651 [21,28]. Компактная галактика типа Sy1, $z = 0.14884$. Именно эта галактика ассоциируется с источником F07599+6508 и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 39.7$ Jy, однако, компонента a также может быть интересным объектом. ИК излучение может быть обусловленным взаимодействием. С севера есть еще и другая галактика.
- BIG 223 Ассоциируется с ИК источником F08054+6824. По морфологии возможно является "мерджером".
- BIG 224 Ассоциируется с ИК источником F08152+6538.
- BIG 225b Ассоциируется с ИК источником F08177+6822. С SE связана с 2 другими галактиками.
- BIG 226 Ассоциируется с ИК источником F08377+6753. Имеет несколько пекулярную морфологию, возможно является "мерджером".
- BIG 227 Ассоциируется с ИК источником F08392+6849.
- BIG 228 Слабейшее образование. Сомнительное отождествление.
- BIG 229 Слабейшее образование. Сомнительное отождествление.
- BIG 230 Галактика круглой формы, радиоисточник 87GB[BWE91] 0858+6808 = [WB92] 0859+6809 NED01 [29,30].
- BIG 232abc Вероятна физическая связь между этими галактиками. Все три галактики ассоциируются с F09016+6742. Компоненту b можно рассматривать как спутник компоненты c .
- BIG 233ab Взаимодействующая пара. Галактики находятся в непосредственной близости. Обе ассоциируются с источником F09020+6751. Компонента a ассоциируется с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 5.8$ Jy.
- BIG 236 Ассоциируется с ИК источником F09035+6625. На западе и на юге наблюдается ок. 10 слабых образований, которые вероятно связаны с этим объектом.
- BIG 237 Ассоциируется с ИК источником F09056+6538. Симметричный двойной радиоисточник 87GB[BWE91] 0905+6539 = 8C 0905+656 = TXS 0905+656 [29,31] и NVSS с потоком $S_{21} = 3.8$ Jy.
- BIG 238 Ассоциируется с ИК источником F09107+6743 и радиоисточником NVSS с $S_{21} = 13.6$ Jy. Соседний объект также может оказаться галактикой (спутник отождествленного объекта?).

5. *Заключение.* В области $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$ и $5^h 10^m \leq \alpha \leq 9^h 15^m$ с площадью в 96 кв. гр. 59 неотожествленных источников IRAS PSC оптически отождествлены с 89 галактиками. Среди них 41 является изолированной, а 48 составляют 18 пар, кратных ситем и групп (от 2 до 5 членов).

Среди отождествленных галактик есть 3 кандидата в Sy (в основном по морфологии и по низкодисперсионным признакам), 16 радиоисточников (которые также являются кандидатами в AGN), 2 взаимодействующие пары, 4 кандидата в "мерджеры", около 15 слабейших объектов - кандидатов в ИК - галактики высокой светимости - LIG и ULIG (так как их ИК потоки примерно такие же, как у ярких галактик этого же списка). Объекты имеют оптические звездные величины в пределах $14.1^m - 21.5^m$ и угловые размеры в пределах $2'' - 47''$. По морфологии галактики в основном спиральные.

Наличие компактных галактик и кандидатов в Sy, взаимодействующих

пар, "мерджеров", галактик со спутниками и сверхассоциациями, групп галактик (в том числе и компактных) доказывает важность этих объектов для изучения взаимосвязей между явлениями звездообразования, активности и взаимодействий.

Изучение оптических характеристик отождествленных объектов с использованием их IRAS данных даст возможность для многостороннего понимания природы этих объектов. Начаты спектральные наблюдения вновь отождествленных галактик на 6м телескопе Специальной астрофизической обсерватории РАН [32], а также на 1.93м телескопе Обсерватории Верхнего Прованса (Франция) и 2.6м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории. Из галактик, приведенных в табл.1, 13 уже удалось пронаблюдать.

Автор выражает благодарность Ф.Верону и М.П. Верон-Сетти (Обсерватория Верхнего Прованса, Франция) за обсуждение программы отождествлений и полезные советы, С.Балаяну и С.Акопян за полезные обсуждения. Автор также признателен Х.Кабанеле за помощь в быстром доступе к базе данных APS.

В работе использовались NASA/IPAS внегалактическая база данных (NED), функционируемая Лабораторией реактивного движения (JPL, Калифорнийский технологический институт), по контракту с Национальным Научным Фондом, Национальным управлением авиации и космических исследований и университетом Миннесота (США).

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения.

OPTICAL IDENTIFICATIONS OF IRAS POINT SOURCES. GALAXIES. V.

A.M.MICKAELIAN

The fifth list of the BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) sample objects is given - 89 galaxies identified with 59 point sources from IRAS PSC. The identifications have been made on the basis of the Digital Sky Survey (DSS), the First Byurakan Survey (FBS), blue and red images of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS) and infrared fluxes at 12, 25, 60 and 100 μ wavelengths in the region $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ and $5^h 10^m \leq \alpha \leq 9^h 15^m$ with a surface of 96 sq. deg. Optical coordinates, their deviations from the infrared ones, V magnitudes, morphological

types, angular sizes and position angles for the identified galaxies are determined. The objects have optical magnitudes in the range 14.1^m - 21.5^m , and angular sizes in the range $2''$ - $47''$. By morphology the galaxies are mostly spiral. There are compact galaxies and Sy candidates, interacting pairs, "mergers", galaxies with satellites and superassociations, groups of galaxies (including compact ones), and others, proving that these objects are important for study of connections between star-formation, activity and interactions phenomena. Finding charts for these objects are given from the DSS. New designations and numbering for galaxies of the studied sample are introduced.

ЛИТЕРАТУРА

1. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
2. *A.M.Mickaelian*, *Astrofizika*, **38**, 625, 1995.
3. *B.E.Markarian*, *V.A.Lipovetski*, *J.A.Stepanian*, *L.K.Erastov*, *A.I.Shapovalova*, *Commun. Special Astrophys. Obs.*, **62**, 5, 1989.
4. *T.McGlynn*, *N.E.White*, *K.Scollick*, *ASP Conf. Ser.*, **61**, 34, 1994.
5. *A.M.Микаелян*, *Астрофизика*, **40**, 5, 1997.
6. *A.M.Микаелян*, *К.С.Гугоян*, *Д.Рыссей*, *Астрофизика*, **40**, 581, 1997.
7. *A.M.Микаелян*, *К.С.Гугоян*, *Астрофизика*, **41**, 251, 1998; **41**, 359, 1998.
8. *К.С.Гугоян*, *A.M.Микаелян*, *Астрофизика*, **43**, №3, 2000.
9. *M.Moshir*, *G.Kopan*, *T.Conrow*, et al, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0*, 1990.
10. *J.J.Condon*, *W.D.Cotton*, *E.W.Greisen*, *Q.F.Yin*, *R.A.Perley*, *G.B.taylor*, *J.J.Broderick*, *Astron. J.*, **115**, 1693, 1998.
11. *М.П.Верон-Семму*, *Ф.Верон*, частное сообщение, 1999.
12. *H.Andernach*, *R.Hanish*, *F.Murtagh*, *ESO Preprint*, No. 1033. 1994.
13. *M.A.Strauss*, *J.P.Huchra*, *Astron. J.*, **95**, 1602, 1988.
14. *M.N.k.De Grijp*, *W.C.Keel*, *G.K.Miley*, *P.Goudfrooij*, *J.Lub*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **98**, 193, 1992.
15. *M.A.Strauss*, *J.P.Huchra*, *M.Davis*, *A.Yahil*, *K.B.Fisher*, *J.Tonry*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **83**, 29, 1992.
16. *S.Vogel*, *D.Engels*, *H.-J.Hagen*, *D.Groote*, *L.Wisotzki*, *L.Cordis*, *D.Reimers*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **98**, 193, 1993.
17. *D.C.Kim*, *D.B.Sanders*, *S.Veillex*, *J.M.Mazzarella*, *B.T.Soifer*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **98**, 129, 1995.
18. *K.B.Fisher*, *J.P.Huchra*, *M.A.Strauss*, *M.Davis*, *A.Yahil*, *D.Schlegel*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **100**, 69, 1995.
19. *E.C.Moran*, *J.P.Halpern*, *D.J.Helfand*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **106**,

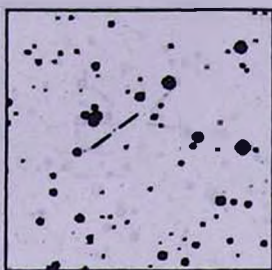
- 341, 1996.
20. *E.C.Moran, D.J.Helfand, R.H.Becker, R.L.White*, *Astrophys. J.*, **461**, 127, 1996.
 21. *P.M.Solomon, D.Downes, S.J.E.Radford, J.W.Barrett*, *Astrophys. J.*, **478**, 144, 1997.
 22. *N.Bade, D.Engels, W.Voges, et al*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 145, 1998.
 23. *I.R.King, M.J.Raff*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **89**, 120, 1977.
 24. *R.L.Pennington, R.M.Humphreys, S.C.Odewahn, W.Zumach, P.M.Thurmes*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **105**, 521, 1993; <http://aps.umn.edu/>.
 25. *D.Monet, A.Bird, B.Canzian, H.Harris, N.Reid, A.Rhodes, S.Sell, H.Ables, C.Dahn, H.Guetter, A.Henden, S.Leggett, H.Levison, C.Luginbuhl, J.Martini, A.Monet, J.Pier, B.Riepe, R.Stone, F.Vrba, R.Walker*, USNO-SA2.0, (U.S. Naval Observatory, Washington DC), 1996.
 26. *A.R.Klemola, B.F.Jones, R.B.Hanson*, *Astron. J.*, **94**, 501, 1987.
 27. *J.L.Turner, P.T.P. Ho*, *Astrophys. J.*, **421**, 122, 1994.
 28. *S.G.Neff, J.B.Hutchings*, *Astron. J.*, **103**, 1746, 1992.
 29. *P.C.Gregory, J.J.Condon*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **75**, 1011, 1991.
 30. *R.L.Becker, R.L.White, A.L.Edwards*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **75**, 1, 1991.
 31. *J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Bozayan, G.W.Torrence, C.Wolfe*, *Astron. J.*, **111**, 1945, 1996.
 32. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 736, 1998.
 33. *С.К.Балаян, С.А.Акопян, А.М.Микаелян, А.Н.Буренков*, *Письма в Астрон. ж.*, **26**, 2000, в печати.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

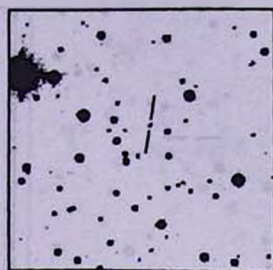
(Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



05126+6316



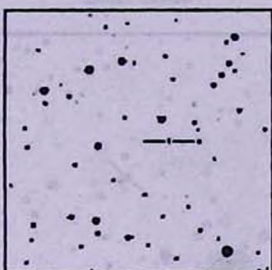
05200+6604



05224+6735



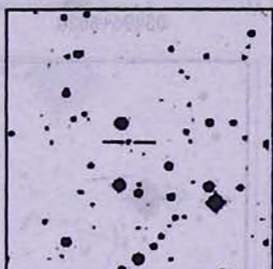
05229+6826



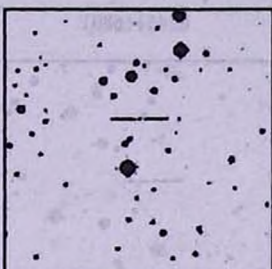
05236+6713



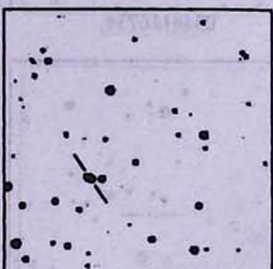
05244+6530



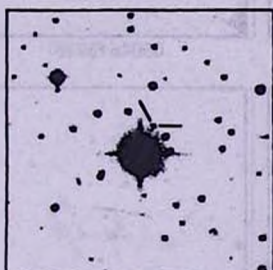
05258+6703



05286+6755



05294+6614



05299+6501



05312+6632

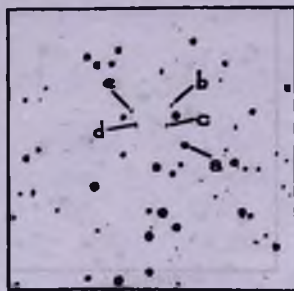


05313+6642

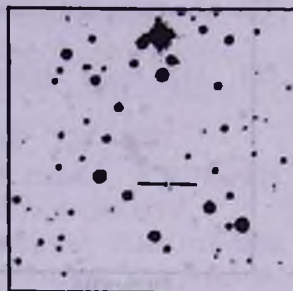
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ
(Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



05324+6651



05423+6642



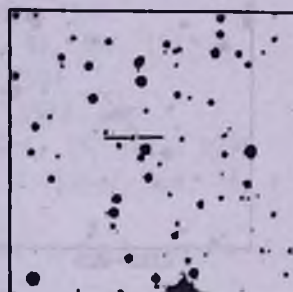
05427+6732



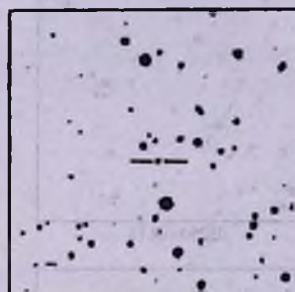
05441+6734



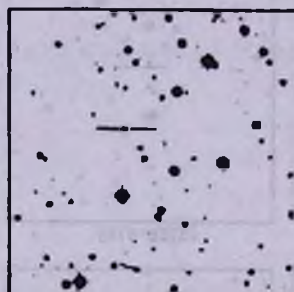
05461+6801



05496+6620



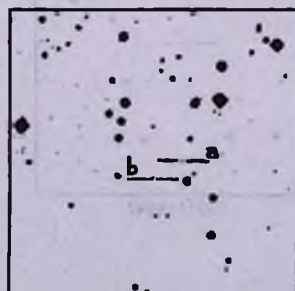
05507+6703



05558+6716



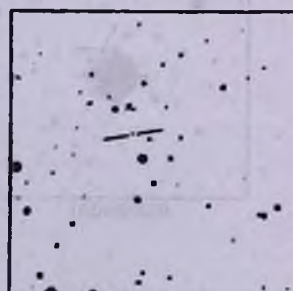
06046+6716



06092+6711



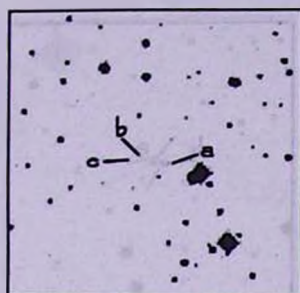
06104+6713



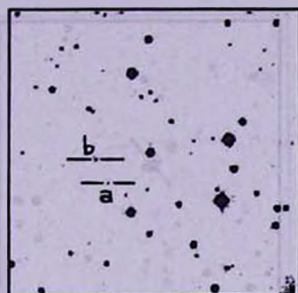
06237+6731

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

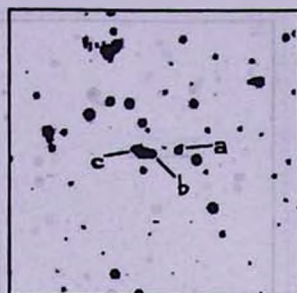
(Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



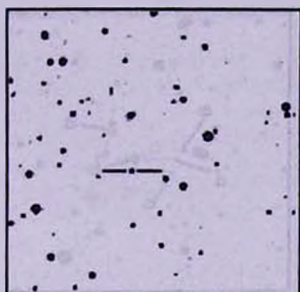
06262+6825



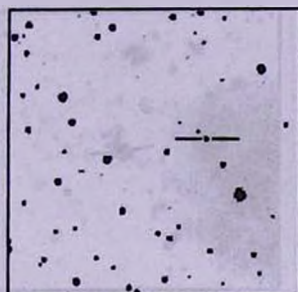
06265+6630



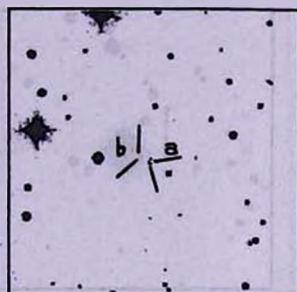
06273+6858



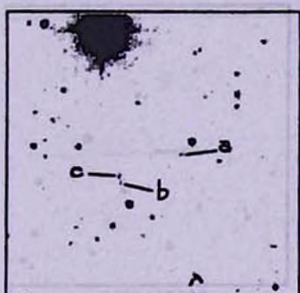
06293+6816



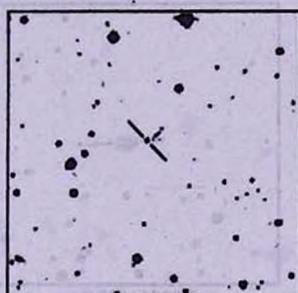
06316+6825



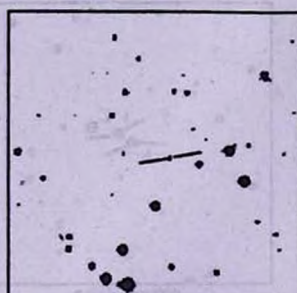
06332+6659



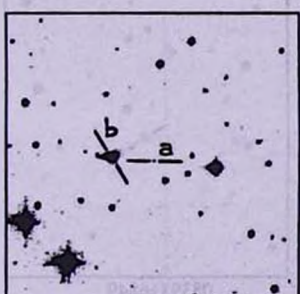
06367+6651



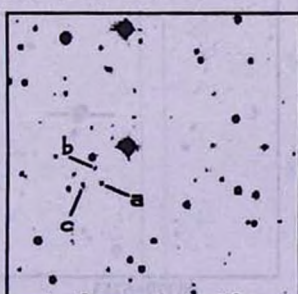
06416+6606



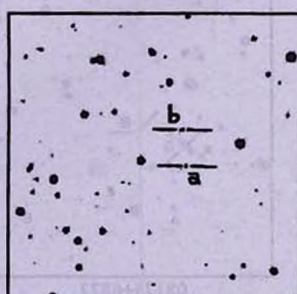
06437+6556



06443+6626



06451+6718



06460+6537

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ (Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



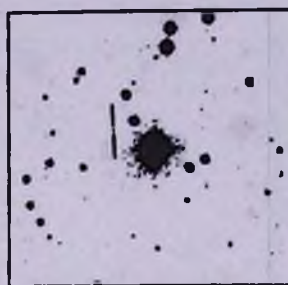
06539+6811



06545+6647



06584+6716



07218+6852



07315+6543



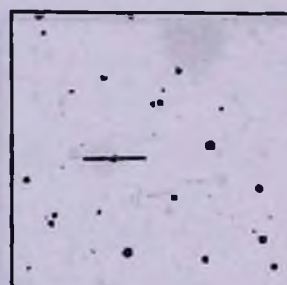
07537+6634



07598+6508



08054+6824



08151+6538



08175+6822



08379+6753



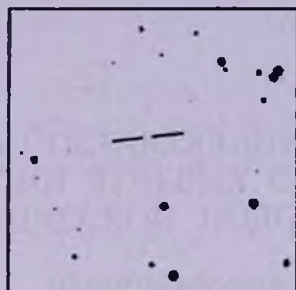
08393+6849

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

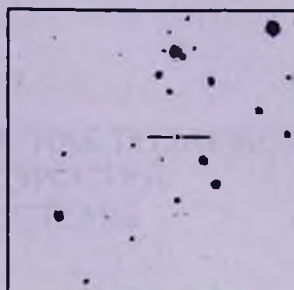
(Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



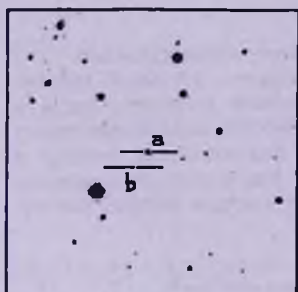
08517+6712



08529+6707



08585+6806



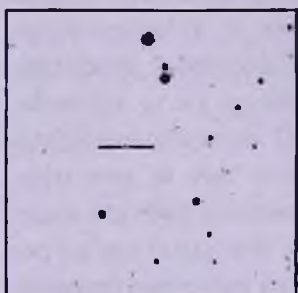
08596+6741



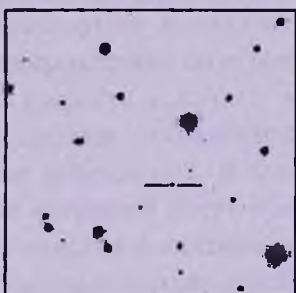
09013+6742



09020+6751



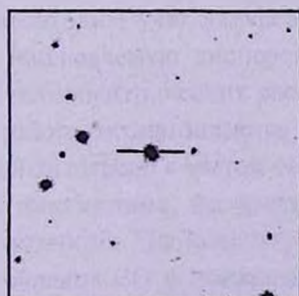
09032+6733



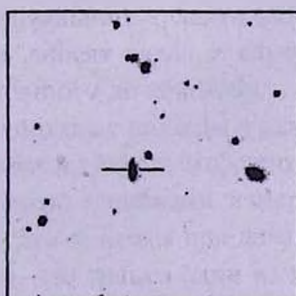
09033+6614



09035+6625



09056+6538



09107+6743

УДК: 524.6-34

РАЗЛОЖЕНИЕ НА СОСТАВЛЯЮЩИЕ НАБЛЮДАЕМОЙ ДИСПЕРСИИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМЫ

И.И.НИКИФОРОВ

Поступила 28 февраля 2000

Принята к печати 20 марта 2000

Рассматриваются возможные подходы в задаче разложения наблюдаемой дисперсии лучевых скоростей однородных объектов Галактики на истинную дисперсию подсистемы и вклад случайных ошибок гелиоцентрических расстояний r . Из построенных методик удовлетворительные результаты может дать лишь совместное оценивание истинной дисперсии и средней относительной ошибки r . Этим способом для подсистемы облаков СО с наблюдаемой дисперсией 8.7 ± 0.4 км/с получена истинная дисперсия 8.0 ± 0.6 км/с и средняя ошибка модулей расстояния этих объектов $0.25'' \pm 0.085''$.

1. *Введение.* Дисперсии лучевых скоростей галактических подсистем являются важными характеристиками для задач кинематического, динамического и эволюционного моделирования Галактики. Обычно дисперсию вычисляют непосредственно по отклонениям скоростей отдельных объектов от их средней скорости в данном месте Галактики (скорости центроида объектов). Однако такая "наблюдаемая" дисперсия в общем случае завышена за счет ошибок наблюдений. В близких окрестностях Солнца лишь ошибки измерений скоростей могут повлиять на результат. В этом случае для большинства подсистем искажения невелики, но околосолнечное значение дисперсии не обязательно хорошо описывает подсистему в масштабах Галактики. С другой стороны, при нахождении дисперсии по неблизким объектам необходим учет дифференциального галактического вращения, поэтому в наблюдаемую дисперсию вносят вклад и случайные ошибки измерений гелиоцентрических расстояний r до объектов.

В этой работе рассматриваются возможные подходы в задаче разложения наблюдаемой дисперсии с учетом ошибок в лучевых скоростях на "истинную" дисперсию подсистемы, не искаженную ошибками измерений, и вклад ошибок расстояний. Мы используем эти подходы при анализе остаточных скоростей облаков СО и показываем, что только один из них может дать удовлетворительное решение задачи. Методика, вытекающая из этого подхода, дает важный побочный результат - возможность назависимой оценки средней относительной ошибки расстояний в используемом каталоге.

2. *Постановка задачи, модели вращения и данные.* Наблюдаемой дисперсией лучевых скоростей назовем традиционную оценку дисперсии

$$(\sigma_v)_{\text{obs}}^2 = \frac{1}{N_{\text{free}}} \min \sum_{j=1}^N v_j^2, \quad v \equiv V - V_{\text{mod}}, \quad (1)$$

где V и V_{mod} - наблюдаемая и модельная лучевые скорости, соответственно; N - число объектов, для которых имеются измерения V и r , $N_{\text{free}} = N - M$ - число степеней свободы, M - число параметров модели V_{mod} , найденных по этим N объектам. "Истинной" дисперсией $(\sigma_v)_0$ подсистемы будем считать ту составляющую наблюдаемой дисперсии относительно среднего (модельного) закона движения, которая не вызвана случайными ошибками измерений.

Любые систематические ошибки модельного закона движения подсистемы увеличивают наблюдаемую дисперсию скоростей, и это завышение бывает очень существенным (см. [1]). Поэтому искать истинную дисперсию осмысленно лишь для модели, детально описывающей хотя бы дифференциальное вращение, которое является основной составляющей моделей движения по крайней мере для дисковых подсистем Галактики. Задача построения таких оптимально-сглаженных моделей вращения, которые адекватно воспроизводят наиболее значимые детали реального среднего закона вращения, была рассмотрена в [2], а в [1] эти модели были получены для облаков СО, связанных с областями НII или отражающими туманностями. Поэтому в данной работе мы анализируем остаточные скорости для подсистемы облаков СО, используя найденные в [1] модели для поля лучевых скоростей относительно Местного стандарта покоя (МСП). Эти осесимметричные модели имеют общий вид

$$V_{\text{mod}} = \left[-2A\Delta R + \sum_{i=2}^n \theta_i (\Delta R)^i \right] \frac{R_0}{R} \sin l \cos b - \Pi_{\text{LSR}} \cos l \cos b - \Theta_{\text{LSR}} \sin l \cos b, \quad (2)$$

где $\Delta R \equiv R - R_0$; $R = (R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos l \cos b)^{1/2}$ - расстояние от облака СО до оси Галактики; R_0 - расстояние от Солнца до центра Галактики; l и b - галактические координаты объекта; A - постоянная Оорта; θ_i - коэффициенты разложения линейной скорости вращения в ряд по ΔR ; Π_{LSR} , Θ_{LSR} - компоненты пекулярной скорости МСП в направлениях $l=0^\circ$ и $l=90^\circ$, соответственно. Пекулярное движение МСП здесь рассматривается относительно системы координат с началом в окрестностях Солнца, вращающейся по круговой орбите со скоростью, равной средней скорости вращения подсистемы на $R=R_0$. Мотивация использования формы (2) для описания галактического вращения приведена в [2]. Найденные в [1] параметры R_0 , A , $\theta_1, \dots, \theta_n$, Θ_{LSR} и Π_{LSR} , а также "допустимые" значения

порядков разложения l , при которых модель можно считать оптимально-сглаженной, принимались в данной работе за известные величины.

Поскольку в [1] модели были найдены для двух выборок облаков CO, то и анализ остаточных скоростей здесь также выполнен для этих двух выборок. Одна из них (BFS2) включает в себя 107 облаков CO, связанных с областями HII, и охватывает долготы $-9^\circ \leq l \leq 243^\circ$. Данные для этой выборки взяты, в основном, из каталога BFS [3]. Другая выборка (BFS2/BBW) кроме объектов BFS2 содержит и южные облака CO из каталога BBW [4], связанные с областями HII или с отражающими туманностями; всего в выборке 209 объектов. Для южных облаков CO использованы данные [5]. Выборка BFS2/BBW менее однородна по типу объектов, чем BFS2, но покрывает больший промежуток долгот: $-9^\circ \leq l \leq 305^\circ$. При построении в [1] моделей вращения некоторые объекты были отброшены из-за больших невязок. Все данные подробно описаны в [1].

Заметим, что при определении истинной дисперсии относительно осесимметричной модели (2) подразумевается, по сути, что в качестве случайных отклонений от усредненного по радиусу закона вращения рассматриваются и отклонения, создаваемые локальными потоковыми движениями, в том числе и вызванными волнами плотности. Найденную так дисперсию можно назвать *глобальной*, противопоставляя ее *локальной* дисперсии, которая характеризует отклонения от среднего движения в локальном центре масс объектов в данном месте Галактики. В общем случае глобальная дисперсия превышает локальную. Очевидно, что ставить задачу о нахождении локальной дисперсии можно лишь при наличии кинематической модели, которая уверенно воспроизводит возмущения хотя бы от регулярной спиральной структуры Галактики. Мы не имеем пока такой модели, поэтому можем получить только глобальную истинную дисперсию.

Для упрощения задачи мы не пытаемся определить параметры эллипсоида скоростей, считая распределение остаточных скоростей сферическим. Помимо недостатка статистики это оправдано и тем, что для наиболее молодых и горячих звезд, с которыми связаны наши объекты, радиальная и азимутальная дисперсии мало отличаются друг от друга, по крайней мере в окрестности Солнца (см., например, [6]), а z -дисперсия практически не влияет на $(\sigma_r)_{\text{obs}}$ для плоской подсистемы, рассматриваемой на больших масштабах.

Ошибки l и b дают ничтожный вклад в наблюдаемую дисперсию, поэтому мы принимаем $\sigma_l = 0 = \sigma_b$. Ошибки измерений лучевых скоростей σ_v и истинную дисперсию нельзя разделить в данной постановке задачи, т.к. обе составляющие не зависят от положения в Галактике. Эти ошибки можно лишь учесть, используя оценки σ_v из каталогов данных.

После всех упрощений задача об интерпретации наблюдаемой дисперсии

скоростей фактически сводится к разделению вкладов истинной дисперсии подсистемы $(\sigma_v)_0$ и ошибок расстояний σ_r .

3. *Методы анализа остаточных скоростей.* В предположениях, сформулированных выше, индивидуальная дисперсия (неопределенность) остаточной скорости j -ого объекта имеет вид

$$\sigma_{v,j}^2 = \sigma_{V,j}^2 + (\sigma_v)_0^2 + \sigma_{r,j}^2 \left(\frac{\partial V_{\text{mod}}}{\partial r} \right)_j^2, \quad j = 1, 2, \dots, N; \quad (3)$$

здесь N - число объектов в выборке. Можно предложить по крайней мере три способа использования этого уравнения. Рассмотрим их.

Первый метод. Суммируем уравнения (3), делим результат на N и заменим индивидуальные дисперсии на среднюю дисперсию:

$$\sigma_{v,j}^2 = (\sigma_v)_{\text{obs}}^2. \quad (4)$$

Тогда получим следующую оценку истинной дисперсии:

$$(\sigma_v)_0^2 = (\sigma_v)_{\text{obs}}^2 - \frac{1}{N} \sum_j \left[\sigma_{V,j}^2 + \sigma_{r,j}^2 \left(\frac{\partial V_{\text{mod}}}{\partial r} \right)_j^2 \right]. \quad (5)$$

При таком "интегральном" подходе мы вынуждены принять за известные величины оценки σ_r , приведенные авторами наблюдений, и можем найти только $(\sigma_v)_0$. Этот метод применим, если авторские σ_r известны надежно. Предположение (4) не является слишком сильным, т.к. оно фактически сводится к тому, что в качестве оценки средней величины дисперсий $\sigma_{v,j}^2$ берется известный средний квадрат остаточной скорости $(\sigma_v)_{\text{obs}}^2$. Эти две величины относятся друг к другу как математическое ожидание среднего к выборочному среднему.

Второй метод. Воспользуемся в качестве оценки индивидуальной дисперсии остаточной скорости объекта значением этой скорости, т.е. положим

$$\sigma_{v,j}^2 = v_j^2. \quad (6)$$

Этот прием применяется при определении эллипсоида скоростей по лучевым скоростям локальных объектов (см., например, [7,8]). Конечно, замена (6) верна лишь в среднем и может быть оправдана только при достаточно большой статистике. Используя (6) и предполагая, что относительная ошибка расстояния одинакова для всех объектов, получаем из (3) следующее условное уравнение:

$$v_j^2 - \sigma_{V,j}^2 = (\sigma_v)_0^2 + \delta_r^2 r_j^2 \left(\frac{\partial V_{\text{mod}}}{\partial r} \right)_j^2, \quad \delta_r \equiv \left\langle \frac{\sigma_r}{r} \right\rangle. \quad (7)$$

Таким образом, авторские величины ошибок расстояний, приведенные в каталогах, здесь игнорируются. Систему (7) можно решить методом наименьших квадратов относительно $(\sigma_v)_0^2$ и квадрата относительной ошибки расстояний δ_r^2 . Таким образом, этот метод позволяет дополнительно оценивать среднюю случайную ошибку расстояний в каталоге, независимо от начальных представлений об их точности.

Третий метод. Если, используя (6), мы представим ошибки расстояний в виде

$$\sigma_{r_j} = s_r \tilde{\sigma}_{r_j}, \quad (8)$$

где $\tilde{\sigma}_{r_j}$ - авторское значение ошибки, а s_r - поправочный множитель, одинаковый для всех объектов, то выражение (3) можно записать так:

$$v_j^2 - \sigma_{v_j}^2 = (\sigma_v)_0^2 + s_r^2 \tilde{\sigma}_{r_j}^2 \left(\frac{\partial V_{\text{mod}}}{\partial r} \right)_j^2. \quad (9)$$

Систему этих условных уравнений можно решить методом наименьших квадратов относительно $(\sigma_v)_0^2$ и s_r^2 . При таком подходе дополнительно определяется средний поправочный множитель для величин ошибок расстояний, приведенных в каталоге.

4. Результаты и их обсуждение. Табл.1 содержит результаты разложения наблюдаемой дисперсии, полученные тремя методами для двух выборок облаков СО. Величины, найденные по данным выборки BFS2/BBW, приведены для всех допустимых порядков n сглаженной модели. В случае выборки BFS2 результаты даны только для модели оптимального порядка, т.е. наилучшего из допустимых (см. [1,2]), т.к. для других n они получились ненадежными.

Таблица 1

**РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗЛОЖЕНИЯ НАБЛЮДАЕМОЙ ДИСПЕРСИИ
ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ДЛЯ СИСТЕМЫ ОБЛАКОВ СО**

n	$(\sigma_v)_{\text{obs}},$ км/с	Метод 1	Метод 2		Метод 3	
		$(\sigma_v)_0,$ км/с	$(\sigma_v)_{\text{obs}},$ км/с	δ_r	$(\sigma_v)_0,$ км/с	s_r
Выборка BFS2 ($N = 105-1, -9^\circ \leq l \leq 243^\circ$)						
5	8.08	5.81 ± 0.42	7.33 ± 0.60	0.109 ± 0.038	7.42 ± 0.57	0.36 ± 0.12
Выборка BFS2/BBW ($N = 204-1, -9^\circ \leq l \leq 305^\circ$)						
4	8.68	6.82 ± 0.34	8.06 ± 0.58	0.119 ± 0.038	8.32 ± 0.53	0.29 ± 0.17
5	8.68	6.93 ± 0.35	8.06 ± 0.58	0.117 ± 0.039	8.32 ± 0.53	0.28 ± 0.19
6	8.64	6.87 ± 0.35	7.93 ± 0.60	0.124 ± 0.039	8.20 ± 0.54	0.34 ± 0.16

Модельная кривая вращения, задаваемая в полиномиальном виде (см. уравнение (2)), может иметь большой наклон вблизи края области, охваченной данными, в нашем случае - на больших R . Такой по сути фиктивный наклон, вызванный недостатком данных, приводит к очень большой по модулю формальной величине производной $\partial V_{\text{mod}} / \partial r$ для объектов в этом месте Галактики и к существенной недооценке ошибок расстояний в целом. Поэтому при разложении наблюдаемой дисперсии следует выявлять и отбрасывать те объекты, для которых значение этой производной явно выбивается из общего ряда. Для обеих выборок такой объект (S209) оказался единственным. В табл.1 вычитание единицы при указании результирующего объема выборки N обозначает исключение этого облака.

Как показывает табл.1, реальные случайные ошибки r облаков СО меньше их каталожных оценок, поэтому величины истинной дисперсии больше по результатам второго и третьего методов, чем по результатам первого. При использовании первого метода всегда есть опасность получить заметно смещенный результат, если каталожные ошибки r систематически недооценены или переоценены.

Любой добавочный случайный "шум", вызванный неучтенными ошибками, при решении уравнений (7) или (9) фактически интерпретируется как часть истинной дисперсии, и, следовательно, приводит к ее завышению и к занижению вклада ошибок расстояний. В третьем методе используются каталожные величины ошибок расстояний $\bar{\sigma}_r$, которые известны много хуже, чем сами расстояния, как и ошибки любой измеряемой величины. Так как во втором методе используются оценки расстояний, а не их ошибок, эффект "шума" для него должен быть значительно меньше. Это объясняет, почему третий метод по сравнению со вторым дает завышенную оценку истинной дисперсии и заниженный поправочный множитель для ошибок расстояний (см. табл.1).

Полученные результаты и приведенные выше соображения позволяют заключить, что для решения поставленной задачи предпочтительнее использовать второй метод. Основываясь на его результатах, сформулируем основные выводы о подсистеме облаков СО и о точности расстояний до этих объектов.

1. Истинная дисперсия лучевых скоростей подсистемы облаков СО составляет $8.0 \pm 0.6 \text{ км/с}$ (выбран результат по более представительной выборке BFS2/BBW).
2. Средняя случайная ошибка расстояний в использованных каталогах - $12\% \pm 4\%$. Это соответствует средней ошибке модулей расстояния $\sigma_r = 0.25^m \pm 0.085^m$.
3. Полученная оценка ошибок r и вычисленные средние отношения $\bar{\sigma}_r / r$ дают поправочные множители для каталожных ошибок расстояний: $s_r = 0.55 \pm 0.18$ для выборки BFS2 и 0.69 ± 0.23 для выборки BFS2/BBW.

В соответствии с этими результатами, наблюдаемая дисперсия лучевых

скоростей CO-облаков 8.67 ± 0.44 км/с (средняя величина для BFS2/BBW по трем допустимым порядкам), следующим образом распадается на вклады истинной дисперсии, ошибок измерений лучевых скоростей и случайных ошибок расстояний:

$$(8.7)^2 = (8.0)^2 + (1.3)^2 + (3.1)^2.$$

Несмотря на большие формальные ошибки, полученные здесь оценки неопределенности расстояний хорошо согласуются с результатами прямого сравнения величин r , найденных независимо разными авторами для одних и тех же облаков CO. Такие сравнения, выполненные в [1], дают сходные значения $\delta_r \sim 0.6$ и $\sigma_r \leq 0.3^m$.

Последнее говорит в пользу того, что второй метод, построенный в этой работе, дает удовлетворительные результаты. Остальные два метода, как было показано, в общем случае приводят к смещенным оценкам параметров. Второй метод позволяет определять по остаточным лучевым скоростям глобальную истинную дисперсию подсистемы и среднюю ошибку расстояний до объектов. Величины дисперсий для различных подсистем Галактики могут быть использованы для ее динамического моделирования. Кроме того, способность оценивать по невязкам лучевых скоростей истинную дисперсию и неопределенность расстояний важна для нахождения модели вращения подсистемы путем минимизации отклонений как по лучевым скоростям, так и по расстояниям (см., например, [8]). Эта математически более корректная двумерная оптимизация требует знания соотношения между неопределенностями лучевых скоростей и расстояний. Задание неверного соотношения может привести к смещенным результатам и лишить двумерный метод преимущества перед стандартной минимизацией отклонений лишь по скоростям (например, [1]).

В дальнейшем подход, использованный во втором методе, можно применить для решения более сложной задачи - определения глобального эллипсоида скоростей, в том числе и его ориентации. При этом в случае существенно несферического распределения остаточных скоростей можно попытаться выделить не только вклад ошибок расстояний, но и вклад ошибок измерений лучевых скоростей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №96-02-19636) и ГКНТП "Астрономия" (проблема 1.2.4.5)

Астрономический институт им. В.В.Соболева
Санкт-Петербургского государственного
университета, Россия

DECOMPOSITION OF OBSERVED DISPERSION OF RADIAL VELOCITIES FOR A SUBSYSTEM OF THE GALAXY

I.I.NIKIFOROV

Possible approaches to the problem of decomposing the observed dispersion of radial velocities of homogeneous Galactic objects into the intrinsic dispersion of the subsystem and the contribution of errors in heliocentric distances r are considered. Of the techniques constructed, only the simultaneous estimation both of the intrinsic dispersion and of the average relative error in r can give reasonable results. For the subsystem of CO clouds with the observed dispersion of 8.7 ± 0.4 km/s, the intrinsic dispersion of 8.0 ± 0.6 km/s and the average error in clouds' distance moduli of 0.25 ± 0.085 mag were arrived at in this manner.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И.Никифоров, Астрон. ж., 76, 403, 1999.
2. И.И.Никифоров, Астрофизика, 42, 399, 1999.
3. L.Blitz, M.Fich, A.A.Stark, Astrophys. J. Suppl. Ser., 49, 183, 1982.
4. J.Brand, L.Blitz, J.G.A.Wouterloot, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 65, 537, 1986.
5. J.Brand, L.Blitz, Astron. Astrophys., 275, 67, 1993.
6. J.Binney, M.Merrifield, Galactic Astronomy, Princeton, New Jersey, 1998.
7. K.M.Cudworth, Astron. J., 79, 1384, 1974.
8. A.Asker, Astron. Astrophys., 89, 33, 1980.
9. F.Pont, M.Mayor, G.Burki, Astron. Astrophys., 285, 415, 1994.

АНАЛИЗ КОСМИЧЕСКОГО ФОНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ

В.РАМИРХАНИЯН

Поступила 15 февраля 2000

Принята к печати 20 апреля 2000

Учитывая, что внегалактические радиоисточники распределены по небесной сфере равномерно, использовано накопление экспериментальных данных в области пространственных частот. Автору не удалось объяснить невязки экспериментальных и модельных спектров ошибками расчета и эксперимента. Возможное объяснение - присутствие в космическом фоновом радиоизлучении Галактических флуктуаций.

1. *Спектр пространственных частот на выходе радиотелескопа.* Как показал тридцатилетний опыт поиска гипотетических неоднородностей космического фонового радиоизлучения, разделение самого излучения и вклада радиоисточников оказалось самой сложной проблемой. И она усложняется с повышением чувствительности приемных систем. В наземных наблюдениях к проблеме фоновых радиоисточников добавляется проблема атмосферы. Решение подсказывает теорема Кемпбелла [1], которая связывает временные и частотные параметры дробового шума. Она гласит: если временной ряд $X(t)$ есть сумма большого числа импульсов одинаковой формы $A(t)$ и амплитудой S_k

$$X(t) = \sum_{k=1}^n S_k A(t - t_k), \quad (1)$$

в то время как амплитуда импульса S_k есть случайная функция с конечной дисперсией, а моменты прохождения импульсов t_k распределены по закону Пуассона со средней скоростью α , то спектр мощности $X(t)$ есть:

$$F(f) = \alpha \overline{S^2} |V(f)|^2, \quad (2)$$

где $\overline{S^2}$ - средний квадрат S_k , $|V(f)|^2$ - спектр мощности $A(t)$. При этом, процесс $X(t)$ стационарен и эргодичен.

Процесс на выходе радиотелескопа, через поле зрения которого проходят компактные радиоисточники, вполне удовлетворяет условиям теоремы Кемпбелла: радиоисточники распределены по небесной сфере весьма равномерно, а их средний угловой размер, для потоков меньше 100-200 мДж, меньше 10" [2]. При достаточно широкой диаграмме направленности антенны реакция

телескопа на прохождение радиоисточников будет иметь одинаковую форму. Отклик на прохождение одиночного радиоисточника (аппаратная функция) зависит не только от диаграммы направленности, но и от режима работы телескопа.

Согласно (2), спектр мощности на выходе телескопа повторяет спектр мощности аппаратной функции. Учитывая, что аппаратная функция радиотелескопа функция двумерная, а дифференциальная статистика радиоисточников определяется как

$$dn = n(S) dS, \quad (3)$$

запишем (2) для наблюдений в режиме сканирования по прямому восхождению

$$F(f) = T \int_{-\pi}^{\pi} |V(f, \delta - \delta_0)|^2 \int_0^{S_1(\delta - \delta_0)} S^2 n(S) dS d\delta, \quad (4)$$

где δ_0 - наблюдаемое склонение, f - пространственная частота, $|V(f, \delta - \delta_0)|^2$ - спектр мощности аппаратной функции на сечении $\delta - \delta_0$, $S_1(\delta - \delta_0)$ - порог обнаружения на сечении $\delta - \delta_0$, T - размер участка небесной сферы по прямому восхождению. Уравнение (4) показывает - если аппаратная функция не зависит от положения телескопа или наблюдения ведутся на неподвижной антенне, то спектры мощности любых двух наблюдаемых участков неба подобны. Если же участки неба одинакового размера, то их спектры равны с точностью до статистики радиоисточников.

Таким образом, мы имеем возможность накапливать информацию не только в пространственной, но и в частотной области, суммируя спектры мощности различных участков небесной сферы. Например, можно разделить временной ряд наблюдений на N отрезков одинаковой длины и сложить их спектры мощности. Тем самым, мы улучшим оценку спектра мощности всех радиоисточников на одном отрезке в $\sqrt{N}$ раз.

Что дает знание спектра мощности радиоисточников?

Во-первых, мы имеем возможность исследовать поведение статистики радиоисточников на уровне ниже порога обнаружения. Глубина анализа зависит от ошибок полученного спектра. Во-вторых, мы можем провести статистический поиск протяженных объектов, размеры которых согласуются с частотной характеристикой аппаратной функции телескопа. Присутствие таких объектов в фоновом радиоизлучении неизбежно внесет искажения в идеальный спектр, определяемый компактными радиоисточниками. Сравнивая экспериментальный и расчетный спектры, можно оценить значимость искажений, их амплитуду и угловой масштаб. Здесь нет необходимости "вычищать" из записей радиоисточники, как мешающий фактор. Напротив, их спектр есть тот НОЛЬ, от которого мы отсчитываем искомые искажения спектра.

И, в-третьих, не исключено, что параметры фонового радиоизлучения флуктуируют в пространстве и во времени. И тогда при временном или пространственном накоплении, которое предполагает замороженность неоднородностей фона, обнаружить их будет затруднительно. Накопление мгновенных спектров позволяет решить эту проблему непринужденно.

Характер искажений зависит не только от размеров неоднородностей, но и от их распределения по небосклону. Если они располагаются регулярно, то на соответствующей пространственной частоте мы должны увидеть спектральную линию. И это наиболее простой и наименее реальный случай. Если же они разбросаны случайным образом, то согласно той же теореме Кемпбелла, их спектр определяется из (2). Это значит, что при стандартных предположениях о форме этих образований (Гаусс, Баттерворд или простой цилиндр), их спектр мощности достигает максимума на нулевой частоте. Процесс наблюдений и обработки неизбежно сопровождается "вырезанием" нулевой и близких к ней частот. Следовательно, судить о масштабах неоднородностей мы сможем только по "хвосту" их спектра. Естественно, что последнее утверждение справедливо не только в частотной, но и пространственной области.

Для того, чтобы получить спектр мощности радиоисточников в рафинированном виде, необходимо соответствующим образом провести наблюдения и обработку информации.

Выходной сигнал реальной приемной системы содержит две компоненты, коррелированную и некоррелированную, каждая из которых имеет несколько ингредиентов. Коррелированная - это источники космического радиоизлучения, параметры которого для подавляющего числа объектов за период наблюдений изменяются незначительно. Некоррелированная - собственные шумы системы, шумы атмосферы, антенны и окружающей среды - изменяется в масштабах от секунд до часов. Нас интересует коррелированная составляющая. Чтобы ее выделить, естественно использовать известный метод сумм и разностей. Суммы содержат информацию о двух составляющих - коррелированной и некоррелированной. Разности - только о некоррелированной. Соответственно и спектры мощности этих массивов содержат ту же информацию.

Обозначим спектры мощности сумм и разностей $F^+(f)$ и $F^-(f)$ соответственно. Их разность есть искомый спектр.

$$F(f) = F^+(f) - F^-(f) \quad (5)$$

Если усреднено N спектров, то ошибка $F(f)$

$$\sigma(f) = \sqrt{\frac{(F^+(f))^2 + (F^-(f))^2}{N}} \quad (6)$$

Используем равенство Персеваля и свяжем чувствительность приемной системы с выходным спектром. Выражение записано в дискретной форме

$$\frac{\sigma^2 L}{M} = \frac{2R^2}{L} \sum_{k=1}^{L/2} |F^*(f_k)|^2, \quad (7)$$

где σ - чувствительность системы в единичном наблюдении, L - число точек в отрезке, M - число наблюдений отрезка, R - амплитуда калибровочного сигнала в Кельвинах или Янских.

В этом равенстве все параметры известны. Оно полезно, так как позволяет проверить насколько хорошо "увязываются" экспериментальные и расчетные параметры.

Если в (7) использовать спектр разностей, то σ будет соответствовать идеальному случаю, когда источники радиоизлучения отсутствуют.

2. Постановка эксперимента. Для максимальной стабильности диаграммы направленности желательно проводить наблюдения в транзитном режиме.

Для того, чтобы максимально разнести частотные характеристики атмосферы и аппаратной функции, желательно не проводить наблюдения близко к полюсу. Выигрывая в $\sqrt{1/\cos\delta}$ за счет накопления, мы столько же проигрываем за счет уменьшения обзораемой площади и в конечном результате выигрыша не получим. В то же время спектр аппаратной функции смещается вниз по частоте, что увеличивает вклад атмосферы в шумы системы в $(\cos\delta)^{-2.5}$ раз [3].

В каком режиме должен работать телескоп: в однорупорном или с диаграммным сканированием. Спектр мощности одиночной диаграммы это гладкая, падающая от нулевых частот, функция, позволяющая принять весь спектр искомых неоднородностей. В режиме сканирования эта функция умножается на $\sin^2(2\pi/d)$ (d - половина диапазона сканирования), что превращает ее в гребенчатый фильтр и ограничивает спектр анализируемых пространственных частот. Основное достоинство и недостаток этой схемы - подавление низкочастотной части спектра, где предположительно содержится максимум информации. Однако однорупорная приемная система, имеющая несимметричную схему, сильно зависит от атмосферных условий наблюдения и в большей степени, чем двухрупорная, реагирует на изменение собственных параметров. Кроме того, в двухрупорном режиме протяженные области двух разнесенных диаграмм перекрываются и вычитаются друг из друга, снижая тем самым вклад вынесенных по склонению источников. Этот эффект особенно сильно заметен, если антенная система образована сектором РАТАН-600, диаграмма направленности которого быстро расширяется к периферии [4]. Влияние далеких радиоисточников в однорупорном режиме осложняет и без того непростую задачу проведения нуля. Эта процедура необходима и для построения оптимального алгоритма поиска радиоисточников и для дальнейшего спектрального анализа. Становится практически невозможно отличить реальный дрейф от прохождения вынесенного по склонению объекта. Эти результаты получены в модели программы "Холод" [5] и

подтверждены в работе [6]. Любая процедура проведения нулевого уровня будет заваливать низкочастотную область спектра однорупорной аппаратной функции. Учесть этот завал в модели наблюдений с необходимой точностью сложно, так как не ясно, как получить из эксперимента частотную характеристику дрейфа. В двухрупорном режиме проблемы нуля нет и расчетный спектр хорошо совпадает с экспериментом. Заметим, что при однорупорном приеме неизбежно приходится использовать режим модуляции. Это приводит к потере чувствительности в $\sqrt{2}$ по сравнению с двухрупорным приемом.

3. *Эксперимент.* Первые спектры, на которых проявились “следы” радиоисточников, были получены в дипломной работе Мусиной [7] в 1987г. Для исследования стабильности радиометра 4 см диапазона (третий облучатель РАТАН-600, аппаратура ГАИШ) она провела многочасовые наблюдения и получила несколько реализаций выходного спектра мощности радиометра (рис.1). Кроме спектра шума, повторяющего частотную характеристику выходного RC- фильтра радиометра и вклада атмосферы на низких частотах, видны детали (отмечены стрелками), форма которых совпадала со спектром мощности аппаратной функции телескопа. В наблюдениях, проводимых для выяснения природы этих деталей, входной переключатель рупоров (модулятор) был остановлен в одном положении, в то время как выходной синхронный детектор продолжал работать. Эксперимент позволил получить выходной спектр идеально сбалансированного двухрупорного приемника, исключить вклад от внешнего сигнала и сохранить при этом частотные и шумовые параметры системы. На рис.1 этот спектр не имеет загадочных деталей и низкочастотного подъема. Эксперимент убедил нас, что искажения спектра не связаны с работой аппаратуры, а определяются внешним радиоизлучением.

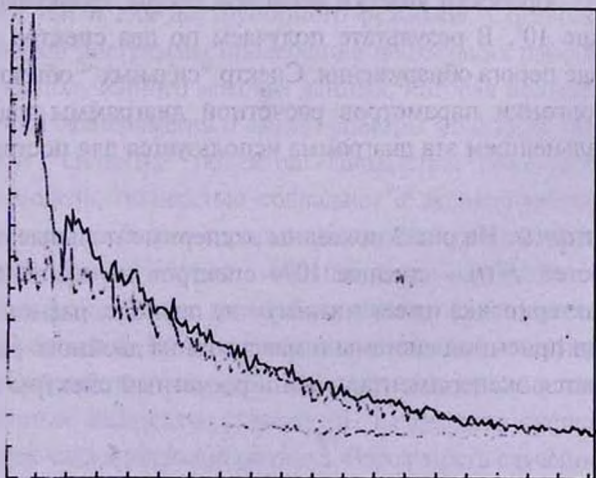


Рис.1. Первый спектр, на котором виден вклад радиоисточников.

Сделаем небольшое, но полезное отступление. Последний эксперимент позволяет, кроме исследования идеально сбалансированного радиометра, непринужденно получить спектр неоднородностей атмосферы. Достаточно из спектра разностей вычесть спектр идеально сбалансированного приемника и учесть частотную характеристику аппаратной функции.

Для проверки вышеприведенных рассуждений и отработки методики автор использовал обзор, выполненный на третьем облучателе РАТАН-600 лабораторией ГАИШ на 3.9 и 7.6 см [8]. Наблюдались три склонения, разнесенные на 7° , по 6-8 раз каждое в диапазоне прямых восхождений $6^h - 16^h$. Центральное склонение - 5° . Телескоп работал в меридиане в транзитном режиме. Использовались модуляционные приемники с диаграммным сканированием. Чувствительность приемной системы на 7.6 см при постоянной времени $\tau = 1$ с около $\sigma = 0.012$ К. На 3.9 см, где использовался приемник, охлаждаемый до температуры жидкого гелия [9] $\sigma = 0.008$ К. Считывание информации с выхода приемников велось через $\Delta t = 0.32$ с при $\tau = 0.32$ с на 3.9 см и $\Delta t = 0.64$ с при $\tau = 0.64$ с на 7.6 см. Ширина диаграммы направленности по уровню половины мощности $36'' \times 25'$ и $70'' \times 50'$ на 3.9 см и 7.6 см соответственно. Расстояние между рупорами 2.5' и 5.6'.

Спектр мощности строился следующим образом. Первоначально информация сводилась в двумерные массивы сумм и разностей размером 3×2048 . Массивы сумм пропускались через двумерный оптимальный фильтр и составлялся список обнаруженных объектов. Далее массивы разбивались на равные по прямому восхождению участки размером 3×64 (3.9 см) и 3×128 (7.6 см).

Спектры мощности сумм и разностей всех участков суммируются в два массива. Если на участок попадал объект с потоком более 10σ (σ - среднеквадратичное отклонение шумов после оптимальной фильтрации), его спектры суммировались в два других массива. Если на записи обнаружен неопознанный объект, этот интервал выкидывался из анализа. Также исключались из обработки участки небесной сферы, галактическая широта которых меньше 10° . В результате получаем по два спектра для объектов меньше и больше порога обнаружения. Спектр "сильных" объектов необходим для тонкой подгонки параметров расчетной диаграммы направленности телескопа. В дальнейшем эта диаграмма используется для построения модели обзора.

4. *Результаты.* На рис.2 показаны экспериментальные спектры сумм $F^+(f)$ и разностей $F^-(f)$ - среднее 1094 спектров на длине волны 7.6 см. Частотная характеристика имеет минимум на периоде, равном расстоянию между рупорами приемной системы и максимум на двойном расстоянии. На рис.3 сравнивается экспериментальный и расчетный спектры мощности на той же частоте.

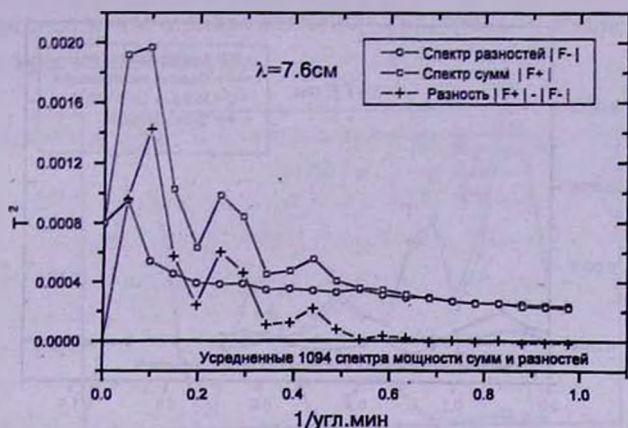


Рис.2. Спектры мощности сумм и разностей, а также спектр радиоисточников.

Расчетный спектр получался двумя путями. Во-первых, это вычисления по формуле (4). Во-вторых — модель обзора. Автор использовал два метода расчета, дабы уменьшить вероятность идеологических и программных ошибок. Программа моделирования выполняет следующие функции:

1. Генерация модели двумерного участка небесной сферы с радиоисточниками и неоднородностями. Плотность, размеры и амплитуда последних задаются. Статистика радиоисточников взята из работы [10]. К ней добавлена статистика для потоков меньше 1 мЯн из [11]. Предусмотрена генерация угловых размеров радиоисточников согласно заданному распределению и с учетом равновероятной ориентации их позиционного угла.

2. Моделирование процесса наблюдений, а именно, свертка модели неба с двумерной аппаратной функцией телескопа. Как и в работе [5], использовалась авторская программа расчета двумерной диаграммы направленности. Расчет ведется для любого сектора РАТАН-600, как для однорупорного, так и для двухрупорного режимов. Согласие расчетной и экспериментальной диаграммы проверено в нескольких работах [12,13].

3. Обработка полученного массива данных, которая полностью повторяет процесс обработки эксперимента и выдает спектры мощности сумм и разностей для “слабых” и “сильных” объектов. Параметры приемной аппаратуры, заложенные в модель, полностью совпадают с экспериментом. Два метода получения расчетных спектров хорошо согласуются между собой. Вычисления сделаны для идеального случая: точечные радиоисточники и отсутствие неоднородностей фона. Чтобы уменьшить ошибки модельного спектра было усреднено 30000 спектров. В предположении, что разница экспериментального и расчетного спектров носит шумовой характер, они совмещены по минимуму суммы взвешенных квадратов отклонений. Сравнение экспериментальных ошибок и невязок также показано на рис.3. Вероятность случайной реализации меньше 0.005.

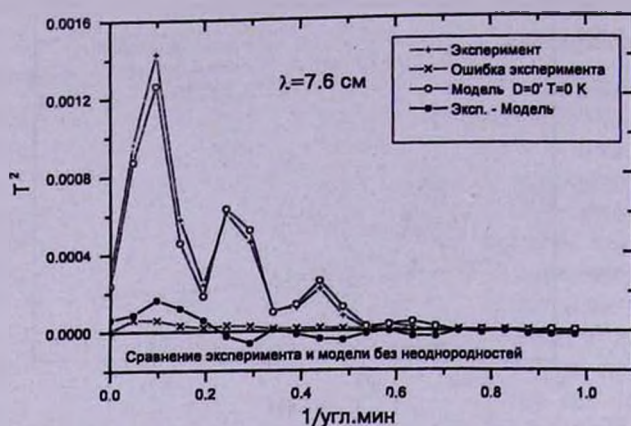


Рис.3. Сравнение эксперимента и расчета. Расчет учитывает только вклад радионсточников.

На рис.4 показаны экспериментальный спектр (сумма 3103 спектров) и модельные расчеты на волне 3.9 см. На этой длине волны значимость разницы между экспериментом и нулевой моделью существенно ниже (вероятность случайной реализации 0.15), чем на 7.6 см. Однако одинаковый частотный ход невязок между экспериментальным спектром и нулевой моделью на двух длинах волн, вселяет надежду, что эффект не случаен.

С чем могут быть связаны отличия расчетных и экспериментальных спектров?

1. Плохое согласие расчетной и экспериментальной аппаратных функций телескопа. На рис.5 показан результат подгонки параметров расчетной диаграммы направленности по экспериментальному "сильному" спектру. Здесь для тщательной подгонки спектральное разрешение повышено в два раза по сравнению с рис.3. Хорошее согласие двух методов расчета с экспериментом

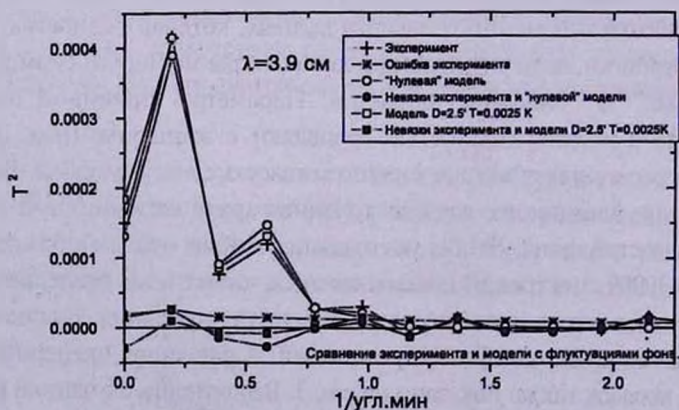


Рис.4. Сравнение эксперимента и различных моделей на длине волны 3.9 см.

вселяет уверенность, что ошибка расчетной диаграммы не вносит наблюдаемых искажений в расчетный спектр.

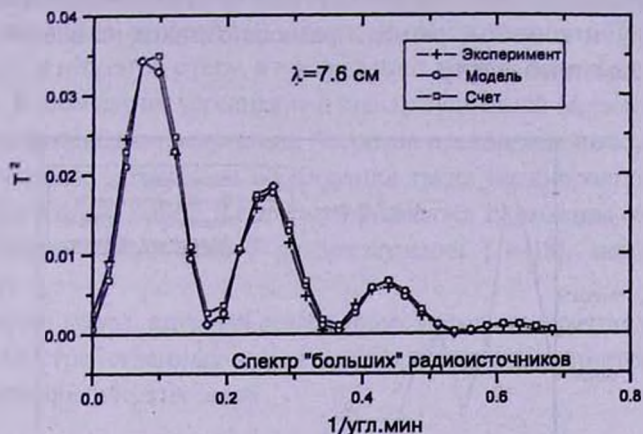


Рис.5. Расчетный и экспериментальный спектры "сильных" радиоисточников.

2. Это может быть одна из случайных реализаций. Однако ни одна из ста моделей обзора не повторила экспериментальный спектр.

3. Возможны суточные изменения параметров антенны и ошибки переустановки. Расчеты показали, что необходимы совершенно нереальные изменения угла облучения и расстояния между рупорами, чтобы объяснить наблюдаемый спектр.

4. Возможна асимметрия диаграмм направленности рупоров. Однако необходимо довести отношение амплитуд и ширин диаграмм до 0.7, чтобы получить качественное согласие с экспериментом. В реальном эксперименте это отношение не менее 0.95.

5. Можно предположить слабые *регулярные* неоднородности самой диаграммы направленности телескопа, которые очень сложно зафиксировать экспериментально. Действительно, на 3.9 см можно получить прекрасное согласие с экспериментом для "слабых" объектов, если в диаграмму направленности добавить гармоническую составляющую с периодом $4'$ и амплитудой 0.01 от максимума. Однако для "сильных" объектов модель с такой же диаграммой дает сильнейшее отличие от эксперимента.

Нельзя исключить, что регулярные неоднородности покрывают не всю диаграмму направленности, а нарастают к ее периферии. К сожалению, таких экспериментальных данных нет.

6. Возможно влияние угловых размеров радиоисточников. Для проверки этой версии в расчет модели были добавлены генерация углового размера радиоисточника и позиционного угла структуры. Функция распределения угловых размеров получена из [14]. В этой работе приведены результаты

исследования на VLA структуры около 1000 радиоисточников MG- каталога, который получен в диапазоне склонений $-0.5 - +19.5^\circ$.

Функция распределения позиционного угла предполагалась равномерной. Но даже на 3.9 см конечные размеры радиоисточников не внесли значимых изменений в расчетный спектр.

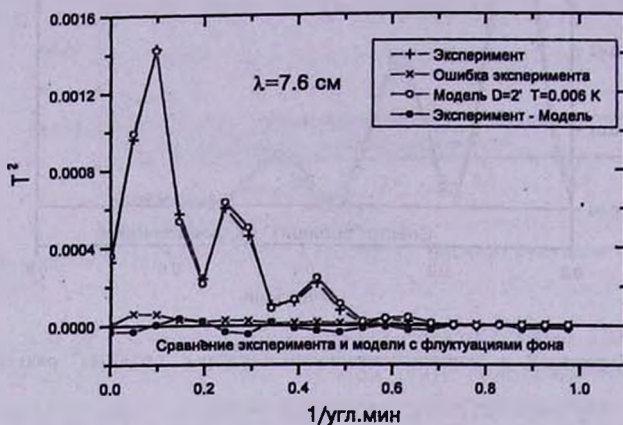


Рис.6. Сравнение эксперимента и расчета на длине волны 7.6 см. Модель рассчитана с учетом вклада неоднородностей диаметром $D = 2'$ и температурой $T = 0.006$ К.

7. Присутствие на небесной сфере случайно или регулярно разбросанных протяженных излучающих областей. Мы рассмотрим случайное распределение. Какой-либо априорной информации о распределении угловых размеров искомым неоднородностей у нас нет. Задавая их одинакового размера, автор сознательно пошел на упрощение модели. Это необходимо, чтобы убедиться в принципиальной возможности повторить экспериментальный спектр. Неоднородность моделировалась как излучающая область, имеющая форму круга заданного углового размера с одинаковой интенсивностью излучения. На рис.6 показан модельный спектр на $\lambda = 7.6$ см, рассчитанный в предположении, что неоднородности имеют размер $2'$, $T = 0.006$ К и плотность их такова, что они занимают половину площади небесной сферы. На этом же рисунке невязки расчета и эксперимента сравниваются с ошибками эксперимента. Для длины волны 3.9 см хорошее согласие получено для размеров $2.5'$ и $T = 0.0025$ К (рис.4).

Как ясно из вышеизложенного, для объяснения наблюдаемого эффекта есть три варианта.

1. Автор не смог учесть в модельных расчетах все тонкости эксперимента.
2. Диаграмма направленности телескопа имеет регулярную структуру, быстро растущую к периферии и которая не поддается расчету.
3. В космическом радиоизлучении действительно присутствуют образования размером от 2 до 6 угловых минут и температурой 0.0025 К - 0.006 К. Вызывает естественное недоверие амплитуда сигнала. Возможно,

это галактические образования (именно так интерпретируются результаты работы [15]). Если это Метагалактика, то цифры на два порядка превышают современные ограничения на неоднородности космического фона. Можно ли такое противоречие разрешить? Автор не исключает, что флуктуации не "вморожены" в небесную сферу, а претерпевают пространственные и временные изменения. В этом случае усреднение в пространственной (временной) области не даст положительного результата. Автор не предполагает обсуждать в этой работе возможные механизмы образования таких неоднородностей, однако отмечает, что данные работ, в которых приводятся параметры обнаруженных неоднородностей космического радиоизлучения [16-18], между собой не коррелируют.

И еще один вывод, который делает автор: метод накопления информации в области пространственных частот является реальным инструментом для решения астрофизических задач.

Работа выполнена при поддержке программы "Астрономия"

Специальная астрофизическая обсерватория,
Россия

AN ANALYSIS OF COSMIC BACKGROUND RADIOEMISSION IN THE COORDINATES OF SPATIAL FREQUENCIES

V.RAMIRKHANYAN

Taking into account, that the extragalactic radio sources are distributed on the celestial sphere uniformly, the accumulation of the information in the coordinates of spatial frequencies has been used. The author did not manage to explain the discrepancy of experimental and model spectra by errors of calculation and experiment. Possible explanation - presence at a space background radio-frequency radiation Galaxy's fluctuations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Корн, Т.Корн. Справочник по математике, Наука, М., 1984.
2. R.A.Windhorst, G.M. van Heerde, P.Katgert, Astron. Astrophys. Suppl. ser,

- 58, 1, 1984.
3. *A.A.Stotskii, A.B.Berlin, M.N.Kaidanovskii, V.B.Khaikin*, Preprint SAO, 20, 1, 1985.
 4. *А.В.Темцурова*, *Астрофизические исследования*, 17, 131, 1983.
 5. *V.R.Amirkhanyan*, *Сообщения САО*, 53, 96, 1987.
 6. *А.В.Чепурнов*, *Многочастотные исследования фоновых излучений на радиотелескопе РАТАН-600*, диссертация, 1996.
 7. *Д.В.Мусина*, *Разработка модулятора - балансира для радиоастрономического приемника 4 см диапазона*, дипломная работа, 1987.
 8. *В.Р.Амирханян, А.Г.Горшков, А.В.Ипатов*, *Сообщения САО*, 58, 41, 1988.
 9. *Е.Д.Баранов, А.В.Ипатов, А.А.Курбатов, В.В.Мардышкин, В.И. Суперсон*, 16 Всесоюзная конференция "Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы", 1982.
 10. *V.R.Amirkhanyan*, *Astrophys. Space Sci.*, 108, 125, 1985.
 11. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen, Q.F.Yin, R.A.Perley, G.B.Taylor, J.J.Broderick*, *Astron. J.*, 115, 1693, 1998.
 12. *В.Р.Амирханян*, *Астрофиз. исслед.*, 29, 129, 1990.
 13. *Y.Y.Kovalev, N.A.Nizhelsky, Yu.A.Kovalev, A.B.Berlin, G.V.Zhekanis, M.G.Mingaliev, A.V.Bogdantsov*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 139, 545, 1999.
 14. *C.R.Lawrence, C.L.Bennett, J.H.Hewitt, G.I.Langston, S.E.Klotz, B.F.Burke, K.C.Turner*, *Astrophys J., Suppl. ser.*, 61, 105, 1986.
 15. *F.M.Leitch, A.C.S.Readhead, T.J.Pearson, S.T.Myers*, *Astrophys. J. lett.*, 486, L23, 1997.
 16. *S.Hancock, R.D.Davis, A.N.Lasenby, C.M.Gutierrez de la Cruz, R.A.Watson, R.Rebolo, J.E.Beckman*, *Nature*, 367, 333, 1994.
 17. *И.А.Струков, А.А.Брюханов, Д.П.Скулачев, М.В.Сажин*, *Письма в Астрон. ж.*, 18, 287, 1992.
 18. *G.F.Smoot, C.L.Bennett, A.Kogut*, *Astrophys. J., lett.*, 396, L1, 1992.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ СРЕДНИХ ВЕЛИЧИН, ОПИСЫВАЮЩИХ ПРОЦЕСС МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 14 марта 2000

Лагранжиановский формализм применяется для получения нелинейных соотношений для часто встречающихся статистических характеристик переноса излучения. В предположении о полном перераспределении по частотам рассматриваются среднее число рассеяний и среднее время пребывания фотона в одномерной полубесконечной атмосфере. Для иллюстрации возможных применений полученных соотношений, решены две типичные задачи многократного рассеяния.

1. *Введение.* В предыдущих работах [1-3] нами был получен ряд квадратичных и билинейных интегралов для различных задач переноса излучения. Выведенные нелинейные соотношения имеют более общую структуру, чем те, которые приводятся в работе Райбки [4]. Нами было показано, что указанные соотношения допускают простую вероятностную интерпретацию. В частности, было продемонстрировано, что квадратичные Q - соотношения (здесь мы следуем терминологии, предложенной в [4]) могут быть получены непосредственно на основе физических рассуждений, аналогичных тем, которые используются обычно при применении принципа инвариантности. Во всех этих исследованиях мы занимались, главным образом, нелинейными интегралами уравнений переноса и соотношениями, устанавливающими связь между интенсивностями излучения или связанными с ними величинами таких, как функция Грина, вероятность выхода кванта. Между тем не безынтересно получить аналогичные соотношения для некоторых статистических средних величин, описывающих процесс многократного рассеяния в атмосфере.

В данной работе нас будут интересовать среднее число рассеяний (СЧР) и среднее время пребывания (СВП) фотона в среде. Интегродифференциальные уравнения, которым удовлетворяют эти величины, были получены автором в работах [5,6]. Подход, применяемый при выводе соответствующих интегралов, основывается на вариационном формализме, предложенном впервые в работах [7,3]. Квадратичные Q -

соотношения, получаемые для вышеупомянутых величин, используются для решения двух частных задач многократного рассеяния в неоднородной бесконечной атмосфере. Впервые при применении вариационного подхода учитывается перераспределение излучения по частотам.

2. *Основные величины и уравнения.* Мы начнем с изложения некоторых результатов работ [5,6], которые необходимы для дальнейшего обсуждения. Рассмотрим полубесконечную одномерную рассеивающую атмосферу, в которой рассеяние происходит с полным перераспределением по частотам. Допускается, что излучение может поглотиться как в линии, так и в непрерывном спектре. Обозначим через $N^+(\tau, x)$ СЧР, испытываемых квантом безразмерной частоты x , движущимся на некоторой оптической глубине τ по направлению к границе до того, как он покинет среду. Аналогичную величину для кванта, движущегося в противоположном направлении, обозначим через $N^-(\tau, x)$. Как обычно, оптическая глубина отсчитывается от границы среды и измеряется в центральной частоте линии; безразмерная частота x представляет собой смещение от центра линии, измеренное в доплеровских ширинах. Мы введем также обозначение $\Omega^\pm(\tau, x)$ для безразмерного СВП в предположении, что квант затрачивает время лишь на прохождение пути между рассеяниями. Величины $\Omega^\pm$ измеряются в единицах среднего времени, затрачиваемого на путь между двумя последовательными рассеяниями. Мы будем рассматривать также величины $R_0^\pm(\tau, x)$, представляющие собой вероятность того, что квант частоты x , движущийся на глубине τ в том или ином направлении, в процессе многократного рассеяния будет термализован где-либо в атмосфере.

В случае одномерной атмосферы интегродифференциальные уравнения для СЧР и СВП, выведенные в работах [5,6], записываются в виде

$$\pm \frac{dN^\pm(\tau, x)}{d\tau} = -\nu(x)N^\pm(\tau, x) + \frac{\lambda}{2}\alpha(x) \int_{-\infty}^{+\infty} [N^+(\tau, x') + N^-(\tau, x')] \alpha(x') dx' + \nu(x), \quad (1)$$

$$\pm \frac{d\Omega^\pm(\tau, x)}{d\tau} = -\nu(x)\Omega^\pm(\tau, x) + \frac{\lambda}{2}\alpha(x) \int_{-\infty}^{+\infty} [\Omega^+(\tau, x') + \Omega^-(\tau, x')] \alpha(x') dx' + 1, \quad (2)$$

где использованы следующие обозначения: λ - альбеда единичного акта рассеяния, $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения в спектральной линии, $\nu(x) = \alpha(x) + \beta$, и β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии. Среднее число рассеяний, для которого написано уравнение (1), определено таким образом, что акт термализации фотона также принимается за рассеяние (в отличие от вводимых ниже величин $\tilde{N}^\pm(\tau, x)$). Очевидно, что $N^+(0, x) = 0$, $\Omega^+(0, x) = 0$. Величины $R_0^\pm$ также удовлетворяют уравнениям типа (1), (2) с одной лишь разницей, что в данном случае свободный член равен

$u(x) = (1 - \lambda)\alpha(x) + \beta$. Сравнивая свободные члены указанных уравнений и принимая во внимание их линейность и очевидное равенство $u(x) = (1 - \lambda)v(x) + \lambda\beta$, находим, что между введенными нами величинами существует простая связь:

$$(1 - \lambda)N^\pm(\tau, x) + \lambda\beta\Omega^\pm(\tau, x) = R_0^\pm(\tau, x). \quad (3)$$

Наконец заметим, что величины $R^\pm = 1 - R_0^\pm$, представляющие собой вероятность выхода кванта из среды, удовлетворяют, как нетрудно убедиться, однородной системе интегродифференциальных уравнений:

$$\pm \frac{dR^\pm(\tau, x)}{d\tau} = -v(x)R^\pm(\tau, x) + \frac{\lambda}{2}\alpha(x) \int_{-\infty}^{+\infty} [R^+(\tau, x') + R^-(\tau, x')] \alpha(x') dx'. \quad (4)$$

Напомним, что однородной системе уравнений удовлетворяет также функция источника для атмосферы, не содержащей первичных источников энергии. Эта последняя задача рассматривалась в работах [4, 2], поэтому результаты указанных работ без принципиальных трудностей могут быть переформулированы для системы уравнений (4).

3. Вариационная формулировка задач и законы сохранения.

Рассуждения в данном разделе аналогичны тем, которые приводятся в работе [3], поэтому мы здесь ограничимся лишь кратким изложением вопроса. Строгое математическое обоснование вариационного подхода для интегродифференциальных уравнений типа тех, которые были приведены выше, дано Тавелом [8].

Начнем с рассмотрения системы уравнений (4) и введем вспомогательные функции $\Phi(\tau, x) = R^+(\tau, x) + R^-(\tau, x)$ и $\Psi(\tau, x) = R^+(\tau, x) - R^-(\tau, x)$. Тогда вместо (4) будем иметь систему связанных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{1}{v(x)} \frac{d\Phi}{d\tau} &= -\Psi(\tau, x); \\ \frac{1}{v(x)} \frac{d\Psi}{d\tau} &= -\Phi(\tau, x) + \lambda \frac{\alpha(x)}{v(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\tau, x') \alpha(x') dx', \end{aligned} \quad (5)$$

которая, в свою очередь, сводится к следующему интегродифференциальному уравнению:

$$\frac{1}{v^2(x)} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} = \Phi(\tau, x) - \lambda \frac{\alpha(x)}{v(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\tau, x') \alpha(x') dx'. \quad (6)$$

Легко проверить, что полученное уравнение является самосопряженным, поэтому вариационная формулировка допускается. По аналогии с работами [9, 3] для плотности лагранжиана, соответствующей уравнению (6), можно написать

$$L(\Phi, \Phi', \tau, x) = \Phi^2 + \left(\frac{\Phi'}{v(x)} \right)^2 - 2\Phi U = \Phi^2 + \Psi^2 - 2\Phi U, \quad (7)$$

где $\Phi' = d\Phi/d\tau$ и

$$U(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha(x)}{v(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\tau, x') \alpha(x') dx'. \quad (8)$$

Мы видим, что плотность лагранжиана содержит как дифференциальный, так и интегральный операторы относительно функции поля Φ . В соответствии с обобщением, данным Тавелом, вариационная задача

$$\delta \int \left[\Phi^2 - \left(\frac{\Phi'}{v(x)} \right)^2 - 2\Phi U \right] d\tau = 0 \quad (9)$$

приводит к следующим уравнениям Эйлера-Лагранжа:

$$\frac{\partial L}{\partial \Phi} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \Phi'} + \lambda \frac{\alpha(x)}{v(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial L}{\partial U} dx' = 0. \quad (10)$$

Нетрудно проверить, что подстановка лагранжиана (7) в уравнение (10) приводит к уравнениям переноса (6). Мы видим также, что уравнения (6), так же как и плотность лагранжиана (7), не зависят явно от τ , то есть форма уравнений переноса инвариантна относительно инфинитезимального преобразования $\tau \rightarrow \tau' = \tau + \delta\tau$, где величина $\delta\tau$ представляет собой произвольную инфинитезимальную функцию от τ .

Таким образом, трансляция оптической глубины является симметрическим преобразованием для системы уравнений (3) и приводит к следующему закону сохранения:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[L - \frac{\partial L}{\partial \Phi'} \Phi' \right] v(x) dx = \text{const}, \quad (11)$$

который в силу формулы (7) и того факта, что $R^\pm(\tau, x) \rightarrow 0$, когда $\tau \rightarrow \infty$, дает

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R^+(\tau, x) R^-(\tau, x) v(x) dx = \frac{\lambda}{4} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} [R^+(\tau, x) + R^-(\tau, x)] \alpha(x) dx \right)^2. \quad (12)$$

К нулевому значению произвольной константы можно было бы прийти также и из условия на границе среды $\tau=0$, если исходить при этом из уравнения инвариантности Амбарцумяна [10,11]. Уравнение (12) представляет собой Q -соотношение для функций $R^\pm(\tau, x)$, которое справедливо всюду, где λ постоянно.

Обратимся теперь к системе уравнений (1) и введем вспомогательные

функции $F^{\pm}(\tau, x)$, определенные следующим образом:

$$N^{\pm}(\tau, x) = F^{\pm}(\tau, x) + C(x), \quad (13)$$

где $C(x)$ - некоторая функция, подлежащая определению. Нетрудно проверить, что величины $F^{\pm}(\tau, x)$ будут удовлетворять однородной системе интегродифференциальных уравнений в том случае, если функция $C(x)$ имеет вид

$$C(x) = 1 + \frac{\lambda}{1 - \tilde{\lambda}} \frac{\alpha(x)}{v(x)}, \quad (14)$$

где мы придерживаемся обычных обозначений [2,3,12]:

$$\tilde{\lambda} = \lambda[1 - \beta\delta(\beta)], \quad \delta(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha(x)}{v(x)} dx. \quad (15)$$

Из результатов работы [5] можно заключить, что выражение для функции $C(x)$ (14) представляет собой не что иное, как предельное значение СЧР при $\tau \rightarrow \infty$, то есть $C(x) = N^{\pm}(\infty, x) \equiv N_{\infty}(x)$.

Мы видим, что функции $F^{\pm}(\tau, x) = N^{\pm}(\tau, x) - N_{\infty}(x)$ и $R^{\pm}(\tau, x)$ удовлетворяют одной и той же системе однородных уравнений (4) и имеют одинаковые предельные значения при $\tau \rightarrow \infty$, поэтому, по аналогии с соотношением (12), можем написать

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F^{+}(\tau, x) F^{-}(\tau, x) v(x) dx = \frac{\lambda}{4} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} [F^{+}(\tau, x) + F^{-}(\tau, x)] \alpha(x) dx \right)^2 \quad (16)$$

Пользуясь уравнением (16), нетрудно вывести требуемое квадратичное Q -соотношение для СЧР, однако при этом следует позаботиться о сходимости получаемых интегралов. С этой точки зрения целесообразно иметь дело с величинами $\tilde{N}^{\pm}(\tau, x) = N^{\pm}(\tau, x) - 1$, при определении которых акт термализации не принимается в расчет. Как это следует из уравнения (13),

$$F^{\pm}(\tau, x) = \tilde{N}^{\pm}(\tau, x) - \frac{\lambda}{1 - \tilde{\lambda}} \frac{\alpha(x)}{v(x)}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в уравнение (16), после ряда несложных выкладок приходим к требуемому результату:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{N}^{+}(\tau, x) \tilde{N}^{-}(\tau, x) v(x) dx = & \frac{\lambda}{4} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{N}^{+}(\tau, x) + \tilde{N}^{-}(\tau, x)] \alpha(x) dx \right)^2 + \\ & \lambda \left(\int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{N}^{+}(\tau, x) + \tilde{N}^{-}(\tau, x)] \alpha(x) dx - \frac{\lambda \tilde{\lambda}}{1 - \tilde{\lambda}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Рассуждения, которые позволили получить Q -соотношение (18), в

равной мере относятся и к выводу такого же соотношения для СВП. Действительно, представляя $\Omega^\pm$ в виде

$$\Omega^\pm(\tau, x) = \bar{F}^\pm(\tau, x) + \bar{C}(x), \quad (19)$$

находим, что функции $\bar{F}^\pm$ будут удовлетворять однородному уравнению (4), если только

$$\bar{C}(x) = \frac{1}{v(x)} + \frac{\lambda \delta(\beta) \alpha(x)}{1 - \tilde{\lambda} v(x)}. \quad (20)$$

В согласии с результатами работы [6], имеем $\bar{C}(x) = \Omega^\pm(\infty, x) = \Omega_\infty(x)$, откуда заключаем, что функции $\bar{F}^\pm$ удовлетворяют такому же условию при $\tau \rightarrow \infty$, как и рассмотренные выше величины $F^\pm$. Поэтому нелинейное соотношение (16) может быть записано и для функций $\bar{F}^\pm$. Здесь так же, как и в случае СЧР, чтобы вывести требуемое квадратичное соотношение для СВП, обеспечивая при этом сходимость появляющихся интегралов, следует перейти к величинам

$$\tilde{\Omega}^\pm(\tau, x) = \Omega(\tau, x) - \frac{1}{v(x)} = \bar{F}^\pm(\tau, x) + \frac{\lambda \delta(\beta) \alpha(x)}{1 - \tilde{\lambda} v(x)}, \quad (21)$$

которые также имеют смысл СВП, но определены так, что время, затрачиваемое фотоном на последний пролет до термализации, не принимается в расчет. В результате получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Omega}^+(\tau, x) \tilde{\Omega}^-(\tau, x) v(x) dx &= \frac{\lambda}{4} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{\Omega}^+(\tau, x) + \tilde{\Omega}^-(\tau, x)] \alpha(x) dx \right)^2 + \\ &+ \lambda \delta(\beta) \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{\Omega}^+(\tau, x) + \tilde{\Omega}^-(\tau, x)] \alpha(x) dx - \frac{\lambda \tilde{\lambda} \delta^2(\beta)}{1 - \tilde{\lambda}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Соотношение (22) справедливо всегда, если только $\beta \neq 0$. Случай $\beta = 0$ не представляет интереса, поскольку, как показано в работе [6], СВП для полубесконечной атмосферы бесконечно велико.

4. Примеры возможных применений. Законы сохранения для рассмотренных вариационных задач, задаваемые уравнениями (12), (18), (22), позволяют не только относительно просто получить ряд известных результатов, но и могут быть использованы при решении новых задач переноса излучения. Для иллюстрации рассмотрим классическую задачу диффузного отражения от полубесконечной однородной атмосферы, освещаемой извне излучением в линии с частотным распределением $\alpha(x)$. Нас интересуют значения СЧР и СВП для фотонов, падающих на атмосферу, то есть величины

$$\langle \tilde{N} \rangle = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{N}^-(0, x) \alpha(x) dx, \quad \langle \tilde{\Omega} \rangle = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Omega}^-(0, x) \alpha(x) dx. \quad (23)$$

Используя уравнения (18), (22) и принимая во внимание, что $\tilde{N}^+(0, x) = \tilde{\Omega}^+(0, x) = 0$, приходим к одному и тому же квадратному уравнению $y^2 + 2y - \lambda(1 - \tilde{\lambda})^{-1} = 0$ для $\langle \tilde{N} \rangle$ и $\langle \tilde{\Omega} \rangle / \delta(\beta)$. Выбирая соответствующий корень из соображений положительности рассматриваемых физических величин, получаем, что $\langle \tilde{N} \rangle = (1 - \tilde{\lambda})^{-1/2} - 1$ и $\langle \tilde{\Omega} \rangle = \delta(\beta) \left[(1 - \tilde{\lambda})^{-1/2} - 1 \right]$, или

$$\langle N \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}}, \quad \langle \Omega \rangle = \frac{\delta(\beta)}{\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}}. \quad (24)$$

Эти результаты хорошо известны в теории переноса излучения (см., например, [5, 6, 12]).

В качестве другого примера рассмотрим бесконечную кусочно-однородную атмосферу, состоящую из двух половин $\tau > 0$ и $\tau < 0$, которые характеризуются различными значениями λ . Для простоты предположим, что величина β в обоих полупространствах принимает одинаковое значение и что источник излучения, находящийся на $\tau = 0$, излучает с частотным распределением $\alpha(x)$. Внутри каждого полупространства λ принимает постоянные значения, так что уравнения (18), (22) применимы. Наша цель заключается в нахождении СЧР и СВП, определяемых по формулам

$$\begin{aligned} \langle \tilde{N} \rangle &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{N}^+(0, x) + \tilde{N}^-(0, x)] \alpha(x) dx, \\ \langle \tilde{\Omega} \rangle &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{\Omega}^+(0, x) + \tilde{\Omega}^-(0, x)] \alpha(x) dx. \end{aligned} \quad (25)$$

Записывая уравнения (18) и (22) для каждого полупространства при $\tau = 0$ и замечая, что их левые части совпадают, легко получить, что величины $\langle \tilde{N} \rangle$ и $\langle \tilde{\Omega} \rangle / \delta(\beta)$ удовлетворяют одному и тому же квадратному уравнению

$$y^2 + 2y - a = 0, \quad (26)$$

где

$$a = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left(\frac{\lambda_1 \tilde{\lambda}_1}{1 - \tilde{\lambda}_1} - \frac{\lambda_2 \tilde{\lambda}_2}{1 - \tilde{\lambda}_2} \right) = \frac{1}{(1 - \tilde{\lambda}_1)(1 - \tilde{\lambda}_2)} - 1. \quad (27)$$

Решая это уравнение и выбирая соответствующий знак перед квадратным корнем, получаем $\langle \tilde{N} \rangle = \langle \tilde{\Omega} \rangle / \delta(\beta) = 1 + \left[(1 - \tilde{\lambda}_1)(1 - \tilde{\lambda}_2) \right]^{-1/2}$, или, что то же

самое,

$$\langle N \rangle = \frac{1}{\sqrt{(1-\tilde{\lambda}_1)(1-\tilde{\lambda}_2)}}, \quad \langle \Omega \rangle = \frac{\delta(\beta)}{\sqrt{(1-\tilde{\lambda}_1)(1-\tilde{\lambda}_2)}}. \quad (28)$$

В том частном случае, когда $\tilde{\lambda}_1 = \tilde{\lambda}_2 = \tilde{\lambda}$ мы приходим к хорошо известным результатам для бесконечной однородной атмосферы: $\langle N \rangle = 1/(1-\tilde{\lambda})$, $\langle \Omega \rangle = \delta(\beta)/(1-\tilde{\lambda})$. С другой стороны, если одно из полупространств не является рассеивающим, то есть для одного из них $\tilde{\lambda} = 0$, то возвращаемся к формулам (24).

5. Заключительные замечания. Основной целью работы являлись вывод нелинейных соотношений для зависящих от частоты статистических характеристик поля излучения и иллюстрация их возможных применений. Мы не стремились к наиболее общему рассмотрению проблемы, поэтому ограничились обсуждением случая одномерной атмосферы. На самом деле все результаты могут быть обобщены не только на случай трехмерной атмосферы, но и на более общие механизмы рассеяния, как, например, частичное перераспределение по частотам и неизотропное рассеяние. Более того, опираясь на результаты работы [3] и используя формулу (3) данной статьи, можно вывести более общие билинейные и двухточечные билинейные соотношения, которые связывают между собой не только различные статистические средние величины, но и их значения в двух разных точках.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А. Амбарцумяна, Армения

NON-LINEAR RELATIONS FOR STATISTICAL MEAN QUANTITIES DESCRIBING THE MULTIPLE SCATTERING PROCESS

A.G.NIKOGHOSSIAN

The Lagrangian formalism is employed to derive non-linear relations for some frequently used statistical characteristics of the radiation transfer. The mean number of scatterings and the average time a photon remains in a 1D semi-infinite atmosphere are considered for the complete frequency redistribution. Two typical multiple scattering problems are solved to demonstrate the possible applications of the equations obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **38**, 577, 1995.
2. *A.G.Nikoghossian*, Astrophys. J., **483**, 849, 1997.
3. *A.G.Nikoghossian*, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, **61**, 345, 1999.
4. *G.B.Rybicki*, Astrophys. J., **213**, 165, 1977.
5. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **21**, 595, 1984.
6. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **24**, 149, 1986.
7. *R.A.Krikorian, A.G. Nikoghossian*, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, **56**, 465, 1996.
8. *M.Tavel*, Transport Theory Statist. Phys., **1**, 271, 1971.
9. *D.Andersen*, J. Inst. Math. Applic., **12**, 55, 1973.
10. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
11. *В.В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
12. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.

УДК: 524.74-355

КОЭФФИЦИЕНТ КОМПТОНОВСКОГО ОСЛАБЛЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ МАКСВЕЛЛОВСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Д.И. НАГИРНЕР, В.М. ЛОСКУТОВ

Поступила 28 февраля 2000

Принята к печати 20 марта 2000

Дается сводка формул для коэффициента ослабления излучения за счет комптоновского рассеяния тепловым электронным газом при произвольных его температурах. Получено новое представление для интеграла, через который выражается коэффициент ослабления, усредненный по релятивистскому максвелловскому распределению электронов по энергиям. Это представление позволяет эффективно вычислять коэффициент при высоких температурах электронного газа. Оценена также точность приближенного выражения для коэффициента ослабления, соответствующего предположению, что в системе покоя электрона рассеяние изотропно.

1. *Введение.* Как известно, комптоновское рассеяние играет определяющую роль в формировании спектров в рентгеновском и гамма-диапазонах ряда астрофизических объектов таких, как активные ядра галактик, аккреционные диски около звезд и другие, в которых имеются горячие разреженные области газа с высоким относительным содержанием свободных электронов.

Хотя решены далеко не все вопросы о роли различных механизмов излучения в наблюдаемые спектры, моделей указанных объектов построено много. В рамках принятых моделей рассчитаны их спектры. Из работ последних лет упомянем статьи [1-3]. При всех таких расчетах считается, что оптическая толщина областей, где происходит рассеяние, невелика. Однако такое предположение во многих случаях может быть неверным. Расчет спектров для оптически толстых сред требует обширных и громоздких вычислений из-за необходимости учета сильного изменения частоты фотона при рассеянии. Поэтому необходимо иметь, в частности, точные и удобные для программирования формулы для коэффициента поглощения (точнее ослабления), позволяющие быстро вычислять эту величину. На этот коэффициент нормируются и функции перераспределения по частотам и направлениям, что позволяет контролировать вычисление этих функций.

Общие формулы для коэффициента комптоновского ослабления даны в работе [4]. Расчетные формулы для усреднения по степенному

распределению электронов по энергиям выведены в статье [5]. В настоящей статье даются формулы для этого коэффициента при максвелловском распределении электронов по импульсам с произвольной температурой. Сначала приводятся известные формулы для случая релятивистского максвелловского распределения. Затем выводится новая формула для интеграла, представляющего усредненный коэффициент ослабления. Эта новая формула позволяет быстро рассчитывать коэффициент при высоких температурах электронного газа, когда средняя энергия частиц превосходит массу покоя электрона. Произведено также сравнение точных значений коэффициента с его приближенным представлением, соответствующим предположению, что в системе покоя электрона рассеяние изотропно.

2. Усреднение сечения по максвелловскому распределению электронов. При комптоновском рассеянии излучения невырожденным тепловым электронным газом сечение ослабления, т.е. коэффициент поглощения в расчете на один электрон в единицах томсоновского сечения согласно [4], определяется формулой

$$\bar{s}_0(x, y) = \frac{y}{4K_2(y)} \int_1^{\infty} e^{-y\gamma} u^2 \psi_{10}(xu) \left| \begin{matrix} u=\gamma+z \\ u=\gamma-z \end{matrix} \right| \quad (1)$$

Здесь $x, \gamma, z = \sqrt{\gamma^2 - 1}$ и $y = mc^2/k_B T$ - безразмерные частота излучения, энергия, импульс электрона и обратная температура электронного газа (k_B - постоянная Больцмана). Под интегралом в (1) должна быть произведена двойная подстановка и взята разность результатов. Функция

$$\psi_{10}(\xi) = \frac{2}{\xi^2} \int_0^{\xi} \xi' s_0(\xi') d\xi' \quad (2)$$

где $s_0(\xi)$ - полное сечение рассеяния при закрепленных импульсах фотона и электрона в единицах томсоновского сечения, определяемое формулой Клейна-Нишины:

$$s_0(\xi) = \frac{3}{8\xi^2} \left[4 + \left(\xi - 2 - \frac{2}{\xi} \right) \ln(1 + 2\xi) + 2\xi^2 \frac{1 + \xi}{(1 + 2\xi)^2} \right]. \quad (3)$$

Вычисление интеграла в (2) дает выражение

$$\psi_{10}(\xi) = \frac{3}{4\xi^2} \left[\left(\xi + \frac{9}{2} + \frac{2}{\xi} \right) \ln(1 + 2\xi) - 4 - \xi + \frac{\xi^2}{1 + 2\xi} - 2g(\xi) \right], \quad (4)$$

содержащее неэлементарную функцию

$$g(\xi) = \int_0^{\xi} \ln(1 + 2\xi') \frac{d\xi'}{\xi'}. \quad (5)$$

Проинтегрировав в (1) по частям, получим

$$\bar{s}_0(x, y) = \frac{1}{2K_2(y)} \int_1^{\infty} e^{-y\gamma} \frac{d\gamma}{z} \left[(\gamma + z)^2 s_0(x(\gamma + z)) + (\gamma - z)^2 s_0(x(\gamma - z)) \right]. \quad (6)$$

Приведенные формулы позволяют вычислять $\bar{s}_0(x, y)$ при значениях аргументов x и y порядка единицы. При малых и больших частотах x можно применять степенные разложения. Приведем и их.

3. *Разложения в ряды.* Легко показать, что справедливо разложение

$$s_0(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n (-2\xi)^n, \quad (7)$$

где

$$a_n = \frac{3}{8} \left(n+2 + \frac{2}{n+1} + \frac{8}{n+2} - \frac{16}{n+3} \right). \quad (8)$$

Функция $\psi_{10}(\xi)$ также раскладывается в степенной ряд

$$\psi_{10}(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n (-2\xi)^n, \quad A_n = \frac{2}{n+2} a_n. \quad (9)$$

По приведенным рядам можно эти функции вычислять при $0 \leq \xi < 1/2$.

При больших значениях аргумента можно получить разложения, которые содержат логарифмические слагаемые вне сумм. Вынеся большие величины 2ξ из-под знака логарифма, получим

$$s_0(\xi) = \frac{3}{8\xi^2} \left[\left(\xi - 2 - \frac{2}{\xi} \right) \ln(2\xi) + \frac{\xi}{2} + \frac{9}{2} - \frac{5}{4\xi} \right] + \sum_{n=0}^{\infty} b_n \left(-\frac{1}{2\xi} \right)^{n+4}, \quad (10)$$

где $b_n = -a_{n+4}$.

Несколько более сложно разложение функции $\psi_{10}(\xi)$:

$$\begin{aligned} \psi_{10}(\xi) = & \frac{3}{4\xi^2} \left[\left(\xi + \frac{9}{2} + \frac{2}{\xi} \right) \ln(2\xi) - \ln^2(2\xi) - \frac{\xi}{2} - \frac{15}{4} - \frac{\pi^2}{3} + \frac{131}{4\xi} \right] + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2\xi} \right)^{n+4} B_n, \quad B_n = -2b_n/(n+2). \end{aligned} \quad (11)$$

Для промежуточных значений аргумента рассматриваемые функции можно разложить по степеням $\xi' = 1 - 2\xi$, $\xi = (1 - \xi')/2$. Для получения таких разложений представим сумму, стоящую в знаменателе и в аргументе логарифма, в виде $1 + 2\xi = 2(1 - \xi'/2)$. Тогда

$$\begin{aligned} s_0(\xi) = & \frac{3}{2(1 - \xi')^2} \left[4 - \left(\xi' + \frac{3}{2} + \frac{1}{1 - \xi'} \right) [\ln 2 + \ln(1 - \xi'/2)] + \right. \\ & \left. + \frac{(1 - \xi')^2}{16} \frac{3 - \xi'}{(1 - \xi'/2)^2} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Разложения всех входящих в последнюю формулу слагаемых очевидны.

Не производя самих разложений функции $\psi_{10}(\xi)$, представим ее в виде

$$\begin{aligned} \psi_{10}(\xi) = & \frac{3}{4} \frac{1}{\xi^2} \left[\left(\frac{1 - \xi'}{2} + \frac{9}{2} + \frac{4}{1 - \xi'} \right) [\ln 2 + \ln(1 - \xi'/2)] - \right. \\ & \left. - 4 - \frac{1 - \xi'}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \xi'}{2} \right)^2 \frac{1}{1 - \xi'/2} - 2g \left(\frac{1 - \xi'}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Разложение множителя перед квадратной скобкой согласно (1) не требуется.

Разложения логарифма и двух дробей очевидны, а для функции $g(1/2 - \xi'/2)$ разложение по степеням ξ' было получено в [4]:

$$g\left(\frac{1-\xi'}{2}\right) = \frac{\pi^2}{12} + \ln 2 \ln(1-\xi') + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\xi')^{k+2}}{k+2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j 2^j}. \quad (14)$$

Здесь ξ' может быть как положительным, так и отрицательным. Приведенные разложения охватывают все необходимые случаи.

Из приведенных разложений можно получить и разложения для $\bar{s}_0(x, y)$. При малых x из (7) получается

$$\bar{s}_0(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} (-2x)^n a_n f_{n+2}, \quad (15)$$

где обозначено $f_n = K_n(y) / K_1(y)$. При больших x исходим из представления функции $s_0(\xi)$ в виде (10). Выделив слагаемое с логарифмом и собрав слагаемые с одинаковыми функциями Макдональда, получим

$$\begin{aligned} \bar{s}_0(x, y) = & \frac{3}{8x^2} \left\{ \left[\left(x - \frac{2}{x} \right) f_1 - 2f_0 \right] \ln(2x) + \left(\frac{x}{y} + \frac{9}{2} + \frac{2}{xy} \right) f_0 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{x}{2} - \frac{5}{4x} \right) f_1 \right\} + \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2x} \right)^{n+4} b_n f_{n+2}. \end{aligned} \quad (16)$$

4. *Новое представление для $\bar{s}_0(x, y)$.* Исходя из идей работы [7], получим другое представление профиля коэффициента поглощения при максвелловских электронах. Для этого найдем двустороннее преобразование Лапласа от функции $s_0(e^*)$:

$$\tilde{s}_0(p) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-pu} s_0(e^*) du = \int_0^{\infty} \xi^{-p-1} s_0(\xi) d\xi = -2^p a_p \frac{\pi}{\sin \pi p}, \quad (17)$$

где функция a_p дается формулой (8).

Обращением преобразования (17) служит формула

$$s_0(\xi) = -\frac{i}{2\pi i} \int_{-1/2-i\infty}^{-1/2+i\infty} (2\xi)^p \frac{\pi}{\sin \pi p} a_p dp. \quad (18)$$

Подставив это обращение в выражение (6), получим искомое новое представление

$$\bar{s}_0(x, y) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-1/2-i\infty}^{-1/2+i\infty} (2x)^p \frac{\pi}{\sin \pi p} \frac{K_{p+2}(y)}{K_2(y)} a_p dp. \quad (19)$$

Если $2x < 1$, множитель $(2x)^p$ убывает при $\text{Re } p \rightarrow +\infty$ и контур

интегрирования можно преобразовать направо, вычислив вычеты в простых полюсах $p = 0, 1, 2, \dots$. Тогда получится ряд (15). Напротив, при $2x > 1$ указанный множитель убывает при $\operatorname{Re} p \rightarrow -\infty$ и контур загибаем налево. В этом случае кроме простых полюсов $p = -4, -5, -6, \dots$ имеются три полюса второго порядка $p = -1, -2, -3$. Поэтому, кроме ряда по степеням $-1/2x$ в разложении (16) возникли дополнительные слагаемые. Для вычисления вычетов надо найти коэффициенты при обратных степенях разностей $p+1$, $p+2$, $p+3$. Вычеты в указанных точках дают в (19) вклады

$$A_1 = \frac{3}{8} \left[\left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) f_1 + \frac{f_0}{y} \right], \quad A_2 = -\frac{3}{4} \frac{1}{x^2} \left(\ln 2x - \frac{9}{4} \right) f_0, \quad (20)$$

$$A_3 = -\frac{3}{4} \frac{1}{x^3} \left[\left(\ln 2x + \frac{5}{8} \right) f_1 - \frac{f_0}{y} \right]. \quad (21)$$

Формула (19) позволяет получить еще одно выражение для нашей функции.

5. *Следствие нового представления.* Общую формулу (19) перепишем, переместив контур, параллельный мнимой оси, на n_0 влево, так, чтобы он проходил через точку $-1/2 - n_0$. При этом исходной формуле отвечает значение $n_0 = 0$, а переносу контура вправо - отрицательные значения n_0 . На практике достаточно значений $n_0 = -1, 0, 1, 2, 3$. Вычислим необходимые вычеты и сделаем подстановку $p = -1/2 - n_0 + iu$. В результате получим

$$\bar{s}_0(x, y) = \delta_{-1} n_0 + \sum_{n=1}^{n_0 > 0} A_n - I(n_0), \quad (22)$$

где интеграл после очевидных преобразований приведет к виду

$$I(n_0) = (-1)^{n_0-1} \frac{(2x)^{-1/2-n_0}}{K_2(y)} \int_0^\infty \frac{du}{\operatorname{ch}(\pi u)} \operatorname{Re} \left\{ (2x)^{iu} a_{-1/2-n_0+iu} K_{3/2-n_0+iu}(y) \right\}. \quad (23)$$

Отметим, что формула (22) предназначена для того, чтобы вычислять коэффициент комптоновского ослабления при высоких температурах, то есть при малых y . Для этих значений y функцию Макдональда можно находить при помощи рядов. Уточним входящие в полученную формулу величины.

Отделим вещественную и мнимую части комплексного коэффициента $a_{-1/2-n_0+iu} = a_R(-1/2 - n_0, u) + ia_I(-1/2 - n_0, u)$, а также введем дополнительные обозначения, сокращающие запись формул. При $n = 1, 2, 3, \dots$

$$B(n+iu) = \frac{\pi}{\operatorname{ch}(\pi u)} \frac{1}{\Gamma(n-5/2+iu)} = B_R(n, u) - iB_I(n, u), \quad (24)$$

$$D(n+iu, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(y/2)^{2m}}{m!} B(m+n+iu) = D_R(n, y, u) - iD_I(n, y, u). \quad (25)$$

Вещественные части введенных функций четны по u , чисто мнимые - нечетны.

Окончательно для интеграла (23) имеем

$$I(n_0) = \frac{1}{2} \frac{(2x)^{-1/2-n_0}}{K_2(y)} \int_0^\infty \frac{du}{\operatorname{ch}(\pi u)} \left[a_R \left(-\frac{1}{2} - n_0, u \right) H_R(x, y, n_0, u) - \right. \\ \left. - a_I \left(-\frac{1}{2} - n_0, u \right) H_I(x, y, n_0, u) \right]. \quad (26)$$

Здесь введено обозначение для вещественных функций

$$H_R(x, y, n_0, u) = \left(\frac{y}{2} \right)^{-3/2+n_0} [c_f D_R(2+n_0, y, u) - s_f D_I(2+n_0, y, u)] - \\ - \left(\frac{y}{2} \right)^{-3/2-n_0} [c_p D_R(5-n_0, y, u) + s_p D_I(5-n_0, y, u)], \quad (27)$$

$$H_I(x, y, n_0, u) = \left(\frac{y}{2} \right)^{-3/2+n_0} [s_f D_R(2+n_0, y, u) + c_f D_I(2+n_0, y, u)] - \\ - \left(\frac{y}{2} \right)^{3/2-n_0} [s_p D_R(5-n_0, y, u) - c_p D_I(5-n_0, y, u)], \quad (28)$$

где

$$c_f = \cos \ln \frac{4x}{y}, \quad s_f = \sin \ln \frac{4x}{y}, \quad c_p = \cos \ln xy, \quad s_p = \sin \ln xy. \quad (29)$$

Преимущество представления коэффициента $\bar{f}_0(x, y)$ через интеграл (26) по сравнению с (6) заключается в том, что при малых значениях y , соответствующих высоким температурам электронного газа, экспонента в подинтегральном выражении в (6) начинает убывать только при очень больших значениях энергии y , так что интеграл нельзя вычислять при помощи квадратурной формулы Гаусса-Лагерра, а при применении других формул надо брать очень большое число узлов, что приводит к увеличению времени вычисления. В формуле же (26) малый параметр y переведен в аргумент функции Макдональда, а сходимость интеграла обеспечивается гиперболическим косинусом стоящим в знаменателе.

Приведем подробности вычисления величин, входящих в интеграл (26).

6. *Вычисление коэффициентов $B(n + iu)$.* Дадим способ вычисления коэффициентов (24). Сначала вычисляется

$$B(3 + iu) = \frac{\pi}{\operatorname{ch}(\pi u)} \frac{1}{\Gamma(1/2 + iu)} = \Gamma(1/2 - iu) = \Gamma_R(1/2, u) - i\Gamma_I(1/2, u). \quad (30)$$

Подпрограмма вычисления гамма-функции написана согласно алгоритмам, предложенным в [8]. При других значениях n применяем рекуррентные формулы. При $n = 1$ и 2

$$B_R(n-1, u) = (n-5/2) B_R(n, u) + u B_I(n, u), \quad (31)$$

$$B_I(n-1, u) = (n-5/2)B_I(n, u) - uB_R(n, u). \quad (32)$$

Соответственно при $n \geq 3$

$$B_R(n+1, u) = \frac{(n-5/2)B_R(n, u) - uB_I(n, u)}{(n-5/2)^2 + u^2}, \quad (33)$$

$$B_I(n+1, u) = \frac{(n-5/2)B_I(n, u) + uB_R(n, u)}{(n-5/2)^2 + u^2}. \quad (34)$$

7. *Упрощенные формулы.* Если принять, что в системе отсчета, в которой до рассеяния электрон покоился, происходит изотропное рассеяние, то выражение для функции $s_0(\xi)$ получается значительно более простым:

$$s_0^a(\xi) = \frac{1}{1+2\xi}. \quad (35)$$

Соответствующая функция $\psi_{10}(\xi)$ также очень проста:

$$\psi_{10}^a(\xi) = \frac{1}{\xi^2} \left[\xi - \frac{1}{2} \ln(1+2\xi) \right]. \quad (36)$$

Разложения этих функций получаются непосредственно. Для них коэффициенты $a_n = 1$, $A_n = 2/(n+2)$. Просты и асимптотические разложения. Разложение $s_0(\xi)$ вообще не содержит слагаемых вне суммы

$$s_0^a(\xi) = -\sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2\xi} \right)^{n+1}. \quad (37)$$

Количество слагаемых вне суммы у второй функции также меньше, чем у точной:

$$\psi_{10}^a(\xi) = \frac{1}{\xi^2} \left[\xi - \frac{1}{2} \ln 2 - \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{1}{2\xi} \right) \right]. \quad (38)$$

При упрощенном выражении для сечения (35) все формулы и для усредненного коэффициента сильно упрощаются. Исходный интеграл не содержит логарифма:

$$\begin{aligned} \bar{s}_0^a(x, y) &= \frac{1}{2K_2(y)} \int_1^{\infty} e^{-y\gamma} \frac{d\gamma}{z} \left[\frac{(\gamma+z)^2}{1+2x(\gamma+z)} + \frac{(\gamma-z)^2}{1+2x(\gamma-z)} \right] = \\ &= \frac{1}{K_2(y)} \int_1^{\infty} e^{-y\gamma} \frac{d\gamma}{z} \frac{2\gamma^2 + 2x\gamma - 1}{4x\gamma + 4x^2 + 1}. \end{aligned} \quad (39)$$

Сохраняется вид формулы (19) с $a_p = 1$:

$$\bar{s}_0^a(x, y) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-1/2-i\infty}^{-1/2+i\infty} (2x)^p \frac{\pi}{\sin \pi p} \frac{K_{p+2}(y)}{K_2(y)} dp. \quad (40)$$

Ввиду отсутствия величины a_p с ее полюсами, простыми получаются ряд и асимптотическое разложение. В формуле (15) надо заменить a_p на 1:

$$\bar{s}_0^a(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} (-2x)^n f_{n+2}, \quad (41)$$

а асимптотика не содержит слагаемых вне суммы и имеет вид

$$\bar{s}_0^a(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2x}\right)^n f_{n-1}. \quad (42)$$

Наконец, и формула с функцией Макдональда с мнимым индексом получается простой:

$$\bar{s}_0^a(x, y) = \frac{1}{2x} \left[f_1 - \frac{1}{4x} f_0 - \frac{1}{2x} \int_0^{\infty} f_{iu} \frac{\sin(u \ln 2x)}{\operatorname{sh}(\pi u)} du \right]. \quad (43)$$

Отметим, что очень простое выражение имеет эта функция при $x = 1/2$. Действительно, из (43) вытекает, что $\bar{s}_0^a(1/2, y) = f_1 - f_0/2$. Конечно, это следует и из исходной формулы (39), но заметить такой факт там труднее.

8. *Результаты вычислений.* На рис.1 в логарифмическом масштабе

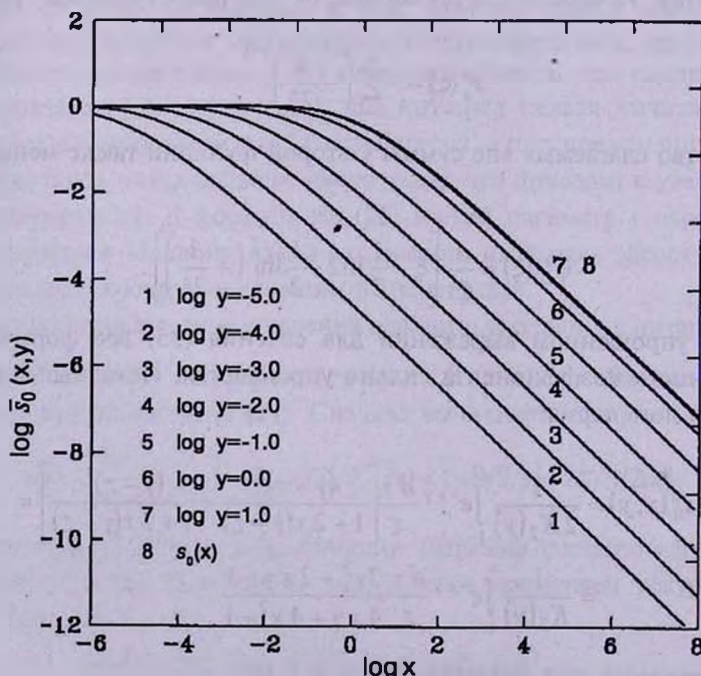


Рис.1. Функции $\bar{s}_0^a(x, y)$ при различных значениях y .

приведены графики зависимости коэффициента ослабления от x при различных значениях параметра y . Для сравнения вычислены также значения этого коэффициента по упрощенной формуле и отношения $r(x)$ этих значений к точным. Отношения представлены на рис.2, из которого видно, что упрощенная формула дает достаточную точность только при температурах, существенно меньших релятивистских, и низких частотах, когда

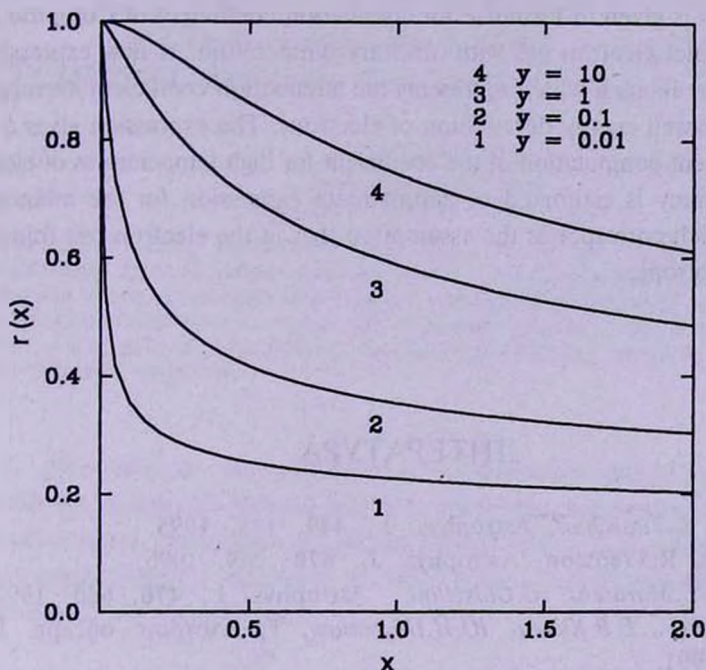


Рис.2. Отношение $r = \bar{s}_0^a(x, y) / \bar{s}_0(x, y)$ при различных значениях y .

коэффициент комптоновского ослабления близок к томсоновскому. При больших температурах и частотах упрощенная формула сильно недооценивает комптоновское ослабление. Однако эта формула наряду с соответствующей приближенной функцией перераспределения по частотам упрощенная (см. [5]) может служить для качественных оценок и пробных расчетов.

Таким образом, для коэффициента ослабления при комптоновском рассеянии релятивистским максвелловским электронным газом получены удобные расчетные формулы, позволяющие вычислять этот коэффициент для всех частот и любых температур электронного газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной программы Университеты России - фундаментальные исследования (Астрономия, грант 2217) и ФНТП "Астрономия" по разделу программы 1.2.6.5.

THE ATTENUATION COEFFICIENT OF COMPTON SCATTERING BY MAXWELLIAN ELECTRONS

D.I.NAGIRNER, V.M.LOSKUTOV

The review is given of formulae for attenuation coefficient of Compton scattering by thermal electron gas with arbitrary temperature. A new expression is obtained for the integral which represents the attenuation coefficient averaged on relativistic Maxwell energy distribution of electrons. The expression gives a possibility of efficient computation of the coefficient for high temperatures of electron gas. The accuracy is estimated of approximate expression for the attenuation coefficient which corresponds the assumption that in the electron rest frame the scattering is isotropic.

ЛИТЕРАТУРА

1. X-M.Hua, L.Titarchuk, *Astrophys. J.*, **449**, 188, 1995.
2. J.Poutanen, R.Svensson, *Astrophys. J.*, **470**, 249, 1996.
3. F.Haardt, L.Maraschi, G.Ghisellini, *Astrophys. J.*, **476**, 620, 1997.
4. Д.И.Нагирнер, Е.В.Кикец, Ю.Й.Поутанен, *Тр. Астрон. обсерв. ЛГУ*, **43**, 28, 1991.
5. Д.И.Нагирнер, Л.С.Николаева, *Астрофизика*, **41**, 198, 1998.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, М., 1995.
7. С.И.Блинников, М.А.Рудзский, *Астрофизика*, **29**, 385, 1988.
8. Ю.Люк, *Специальные математические функции и их аппроксимации*, Мир, М., 1980.

МАЛЫЕ ВИРИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ. II

Л.П.ОСИПКОВ

Поступила 25мая 1999

Принята к печати 15 июня 1999

Найдено решение уравнений, полученных в первой части исследования и описывающих гросс-динамику осесимметричных бесстолкновительных гравитирующих систем для малых отклонений от положения равновесия. Полученное решение описывает суперпозицию колебаний с двумя собственными частотами. На фоне периодических сжатия и расширения происходит изменение сплюснутости системы, происходящее с вдвое меньшим периодом.

1. *Положение равновесия и линеаризованные уравнения.* В первой части данной работы [1] была получена замкнутая система гросс-динамических уравнений, описывающая эволюцию осесимметричных самогравитирующих звездных систем. В безразмерном виде эта система принимает следующий вид:

$$\frac{d^2}{d\tau^2} l_p = \varepsilon_l - (l_p + l_z)^{-3/2} l_p, \quad (1)$$

$$\frac{d^2}{d\tau^2} l_z = \varepsilon_z - (l_p + l_z)^{-3/2} l_z, \quad (2)$$

$$\frac{d}{d\tau} \varepsilon_l = -(l_p + l_z)^{-3/2} \frac{d}{d\tau} l_p, \quad (3)$$

$$\frac{d}{d\tau} \varepsilon_z = -(l_p + l_z)^{-3/2} \frac{d}{d\tau} l_z, \quad (4)$$

Здесь l_p , l_z - компоненты безразмерного тензора инерции, ε_l , ε_z - компоненты безразмерного тензора (полной) кинетической энергии системы, τ - безразмерное время. В этих переменных закон сохранения энергии гравитирующей системы записывается в форме инвариантного соотношения

$$\varepsilon_l + \varepsilon_z - 2(l_p + l_z)^{-1/2} = -1. \quad (5)$$

Для системы уравнений (1)-(4) существует интеграл

$$\frac{1}{2} \left[\frac{d}{d\tau} (l_p + l_z) \right]^2 + (l_p + l_z) - 2(l_p + l_z)^{1/2} = \mathcal{E} = \text{const}, \quad (6)$$

который был назван интегралом инерционной энергии. Найдем положение равновесия для системы (1)-(4). Обозначим равновесные значения переменных $\iota_p, \iota_\zeta, \varepsilon_{||}, \varepsilon_\zeta$ через $a^2, b^2, k_{||}, k_\zeta$ соответственно. В силу выбора величины I_p в качестве единицы момента инерции

$$a^2 + b^2 = 1,$$

а из уравнений (1)-(2) находим, что

$$k_{||} = a^2, \quad k_\zeta = b^2. \quad (7)$$

Интеграл энергии (5) превращается в тождество, а из интеграла инерционной энергии (6) получаем, что при равновесии $\mathcal{E} = -1$.

Введем отклонения от положения равновесия

$$\begin{aligned} x &= \iota_p - a^2, & X &= d\iota_p/d\tau, & \xi &= \varepsilon_{||} - k_{||}, \\ y &= \iota_\zeta - b^2, & Y &= d\iota_\zeta/d\tau, & \eta &= \varepsilon_\zeta - k_\zeta. \end{aligned} \quad (8)$$

Обозначим $' = d/d\tau$. Линеаризуя систему (1)-(4), получаем следующие уравнения:

$$\begin{cases} x' = X, \\ y' = Y, \\ X' = \xi - \alpha_x x - \alpha_y y, \\ Y' = \eta - \beta_x x - \beta_y y, \\ \xi' = -X, \\ \eta' = -Y, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_x &= 1 - \alpha, & \alpha_y &= -\alpha, & \alpha &= \frac{3}{2}a^2, \\ \beta_x &= -\beta, & \beta_y &= 1 - \beta, & \beta &= \frac{3}{2}b^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Существенно, что

$$\alpha + \beta = \frac{3}{2} \quad (11)$$

Для шара $a^2 = 2/3, b^2 = 1/3, \alpha = 1, \beta = 1/2$; для диска $a^2 = 1, b^2 = 0, \alpha = 3/2, \beta = 0$; для иглообразной конфигурации $a^2 = 0, b^2 = 1, \alpha = 0, \beta = 3/2$.

Из интеграла энергии (5) получаем, что

$$x + y + \xi + \eta = 0. \quad (12)$$

Интеграл инерционной энергии (6) дает равенство

$$\frac{1}{2}(X + Y)^2 + \frac{1}{4}(x + y)^2 = \Delta_{\mathcal{E}}, \quad (13)$$

где $\Delta_{\mathcal{E}} = \mathcal{E} + 1$ - отклонение значения интеграла инерционной энергии от равновесного значения. Если $\Delta_{\mathcal{E}} = 0$, то $X + Y = 0, x + y = 0$. Последние соотношения, конечно, очевидны из физических соображений.

Напомним, что существование интеграла инерционной энергии в

форме (6) или (13) следует из предположения о квазигомологичности вириальных колебаний системы (соотношение (26) в статье [1]). Для малых отклонений от вириального равновесия это предположение можно считать выполненным с большей точностью, чем для нелинейных колебаний (замечание Б.П.Кондратьева).

Сравнивая два первых и два последних из уравнений (9), видим, что

$$\xi = -x + c_x, \quad \eta = -y + c_y, \quad (14)$$

где c_x, c_y - постоянные интегрирования. Из (12) находим, что

$$c_x + c_y = 0. \quad (15)$$

Подставив равенства (14) в уравнения (9), понижаем порядок исследуемой системы уравнений:

$$\begin{cases} x' = X, \\ y' = Y, \\ X' = (\alpha - 2)x + \alpha y + c_x, \\ Y' = \beta x + (\beta - 2)y + c_y. \end{cases} \quad (16)$$

Складывая два последних уравнения этой системы и учитывая равенство (15), получаем интеграл инерционной энергии (13).

Общее решение неоднородной системы линейных уравнений (16), как известно, равно сумме общего решения однородной системы и частного решения неоднородной системы. Будем искать последнее в виде константы:

$$x = C_x, \quad y = C_y, \quad X = C_X, \quad Y = C_Y.$$

Сразу же замечаем, что $C_X = C_Y = 0$, а C_x, C_y находятся как решения алгебраической системы

$$\begin{aligned} (\alpha - 2)C_x + \alpha C_y &= -c_x, \\ \beta C_x + (\beta - 2)C_y &= -c_y. \end{aligned}$$

В силу условия (11) определитель системы равен 1. Принимая также во внимание условие (15), получаем:

$$C_x = \frac{1}{2}c_x, \quad C_y = \frac{1}{2}c_y. \quad (17)$$

2. Собственные частоты вириальных колебаний. Однородную систему линейных уравнений, соответствующую (16), перепишем в матричном виде:

$$X' = AX, \quad (18)$$

где

$$X = \|x, y, X, Y\|^T,$$

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \alpha - 2 & \alpha & 0 & 0 \\ \beta & \beta - 2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (19)$$

Существенно, что $\text{tr} A = 0$.

Решение системы уравнений (18), как известно, сводится к нахождению собственных значений матрицы A , т.е. корней характеристического уравнения

$$\det(A - \lambda E) = 0, \quad (20)$$

где E - единичная матрица. Уравнение (20) сводится к биквадратному. Обозначив $\lambda^2 = \sigma$ и учитывая условие (11), получаем:

$$\sigma^2 + \frac{5}{2}\sigma + 1 = 0.$$

Корни этого уравнения: $\sigma_1 = -2$, $\sigma_2 = -1/2$. Как оказалось, коэффициенты характеристического уравнения (20) и, отсюда, собственные значения матрицы (19) не зависят от a , b , т.е. размеров и формы равновесной модели. Собственные значения матрицы A образуют две пары чисто мнимых комплексно сопряженных величин:

$$\lambda_{1,2} = \sqrt{\sigma_1} = \pm i\sqrt{2}, \quad \lambda_{3,4} = \sqrt{\sigma_2} = \pm i/\sqrt{2}.$$

Мнимость собственных значений означает, что в линейном гросс-динамическом приближении система устойчива относительно осесимметричных возмущений. Этот вывод не удивителен, т.к. в сущности он следует из решения нелинейного уравнения Лагранжа-Якоби. Итак, система испытывает осесимметричные колебания с безразмерными частотами, равными

$$\omega_1 = |\lambda_{1,2}| = \sqrt{2}, \quad \omega_2 = |\lambda_{3,4}| = 1/\sqrt{2}.$$

Частота ω_2 появляется и при линейном анализе скалярного уравнения Лагранжа-Якоби, что следует из формул, приведенных в [2]. Следовательно, собственным частотам $\lambda_{3,4}$ соответствуют периодические изменения полного момента инерции, т.е. размеров системы. Непосредственное же изменение сферичности системы определяется собственными значениями $\lambda_{1,2}$. Возвращаясь к размерным величинам, мы находим, что частоте ω_1 соответствует период колебаний

$$P_1 = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} s^2 GM^{5/2} (-E)^{-1/2},$$

а частоте ω_2 - период $P_2 = 2P_1$. Здесь G - гравитационная постоянная, M - масса, а E - энергия системы.

3. Формула для общего решения. Стандартным образом найдем общее решение однородной системы (18). Для этого определим собственные вектора $C_j = (C_{jk})$, $k = \overline{1,4}$ матрицы A , соответствующие

собственному значению λ_j , т.е. нетривиальные решения однородной системы алгебраических уравнений

$$(A - \lambda_j E) C_j = 0.$$

Получаем, что

$$C_{j2} = C_{j1}(\lambda_j^2 - \alpha + 2)/\alpha, \quad C_{j3} = C_{j1}\lambda_j, \quad C_{j4} = C_{j2}\lambda_j. \quad (21)$$

Обозначим

$$C_{11} = A, \quad C_{21} = B, \quad C_{31} = C, \quad C_{41} = D. \quad (22)$$

Введем матрицу $C = \|C_1, C_2, C_3, C_4\|$. Находим, что

$$C = \begin{vmatrix} A & B & C & D \\ -A & -B & (\beta/\alpha)C & (\beta/\alpha)D \\ i\sqrt{2}A & -i\sqrt{2}B & -i\frac{1}{\sqrt{2}}C & \frac{1}{\sqrt{2}}D \\ -i\sqrt{2}A & i\sqrt{2}B & \frac{1}{\sqrt{2}}(\beta/\alpha)C & -\frac{1}{\sqrt{2}}(\beta/\alpha)D \end{vmatrix} \quad (23)$$

Величины A, B, C, D являются комплексными постоянными интегрирования системы (18), а ее общее решение

$$X = C\Xi, \quad (24)$$

где вектор $\Xi = (e^{\lambda_j \tau})$, $j = \overline{1, 4}$.

Решение (24) будет вещественным, если

$$\operatorname{Re} B = \operatorname{Re} A, \quad \operatorname{Im} B = -\operatorname{Im} A,$$

$$\operatorname{Re} C = \operatorname{Re} D, \quad \operatorname{Im} C = -\operatorname{Im} D.$$

Введем новые постоянные интегрирования

$$K = 2\operatorname{Re} A, \quad L = 2\operatorname{Im} A, \quad (25)$$

$$P = 2\operatorname{Re} C, \quad Q = 2\operatorname{Im} C.$$

Добавим к решению (24) однородной системы частное решение (17) неоднородной системы. После этого в вещественной форме общее решение неоднородной системы (16) записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= K \cos(\sqrt{2}\tau) - L \sin(\sqrt{2}\tau) + P \cos(\tau/\sqrt{2}) - Q \sin(\tau/\sqrt{2}) + \frac{1}{2}c_x, \\ y &= -K \cos(\sqrt{2}\tau) + L \sin(\sqrt{2}\tau) + (\beta/\alpha)P \cos(\tau/\sqrt{2}) - (\beta/\alpha)Q \sin(\tau/\sqrt{2}) + \frac{1}{2}c_y, \\ X &= -\sqrt{2}L \cos(\sqrt{2}\tau) - \sqrt{2}K \sin(\sqrt{2}\tau) - \frac{1}{\sqrt{2}}Q \cos(\tau/\sqrt{2}) - \frac{1}{\sqrt{2}}P \sin(\tau/\sqrt{2}), \\ Y &= \sqrt{2}L \cos(\sqrt{2}\tau) + \sqrt{2}K \sin(\sqrt{2}\tau) - \frac{1}{\sqrt{2}}(\beta/\alpha)Q \cos(\tau/\sqrt{2}) - \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{2}}(\beta/\alpha)P \sin(\tau/\sqrt{2}). \end{aligned} \quad (26)$$

Добавим к (26) выражения для переменных ξ, η (14):

$$\begin{aligned}\xi &= -K \cos(\sqrt{2}\tau) + L \sin(\sqrt{2}\tau) - P \cos(\tau/\sqrt{2}) + Q \sin(\tau/\sqrt{2}) + \frac{1}{2}c_x, \\ \eta &= K \cos(\sqrt{2}\tau) - L \sin(\sqrt{2}\tau) - (\beta/\alpha)P \cos(\tau/\sqrt{2}) + (\beta/\alpha)Q \sin(\tau/\sqrt{2}) + \frac{1}{2}c_y.\end{aligned}\quad (27)$$

Напомним, что в этих формулах $c_x + c_y = 0$, $\alpha + \beta = 3/2$.

Заметим, что амплитуды колебаний с частотой $\omega_1 = \sqrt{2}$, непосредственно изменяющих форму системы, не зависят от сжатия равновесного состояния. Для изменения со временем параметра сферичности

$$\varepsilon^2 = \frac{2l_\zeta}{l_p} = 2 \frac{a^2 + x}{b^2 + y}$$

после линеаризации получаем:

$$\begin{aligned}\varepsilon^2 \approx \frac{2}{b^2} \left(a^2 + x - \frac{y}{b^2} \right) &= \frac{2}{b^2} \left(a^2 + \frac{1+b^2}{b^2} K \cos(\sqrt{2}\tau) - \frac{1+b^2}{b^2} L \sin(\sqrt{2}\tau) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1-a^2}{a^2} Q \cos(\tau/\sqrt{2}) - \frac{1-a^2}{a^2} L \sin(\tau/\sqrt{2}) + \frac{1}{2} \frac{1+b^2}{b^2} c_x \right).\end{aligned}$$

Усреднение по τ дает

$$\overline{\varepsilon^2} = 2 \frac{a^2}{b^2} + \frac{1+b^2}{b^4} c_x.$$

Несмотря на колебательный характер эволюции, отклонение начальных размеров и кинетической энергии системы от равновесных значений приводит к отличию усредненной по времени сферичности от равновесной.

Выразим постоянные интегрирования K, L, P, Q, c_x, c_y через начальные значения переменных $x_0, y_0, X_0, Y_0, \xi_0$. Из (26), (27) получаем, что

$$x_0 = K + P + \frac{1}{2}c_x,$$

$$y_0 = -K + (\beta/\alpha)P - \frac{1}{2}c_x,$$

$$X_0 = -\sqrt{2}L - \frac{1}{\sqrt{2}}Q,$$

$$Y_0 = \sqrt{2}L - (\beta/\alpha)\frac{1}{\sqrt{2}}Q,$$

откуда следует, что

$$K = \frac{1}{3}(\beta - \alpha)x_0 - \frac{2}{3}\alpha y_0 - \frac{1}{2}\xi_0,$$

$$L = -\frac{\sqrt{2}}{3}\beta X_0 + \frac{\sqrt{2}}{3}\alpha Y_0,$$

$$P = \frac{2}{3}\alpha(x_0 + y_0),$$

$$Q = -\frac{2\sqrt{2}}{3}\alpha(X_0 + Y_0), \quad (28)$$

$$c_x = x_0 + \xi_0,$$

$$c_y = -x_0 - \xi_0.$$

Из интеграла инерционной энергии (12) находим, что

$$\Delta \varepsilon = \frac{9}{16\alpha^2} (P^2 + Q^2). \quad (29)$$

4. *Дисперсии остаточных скоростей.* После того, как найдено изменение со временем формы системы, встает вопрос, как это изменение отражается на внутренней кинематике. Особый интерес представляет изучение деформаций среднего эллипсоида остаточных скоростей.

Для изучения этих вопросов необходимо вернуться к общим уравнениям (5)-(12) первой части данной работы [1]. При этом мы сталкиваемся со следующими проблемами: как разделить систематические и остаточные движения, как разделить движения, параллельные экваториальной плоскости $\zeta = 0$, на азимутальные и происходящие вдоль цилиндрического радиуса. Для решения этих задач приходится делать ряд дополнительных предположений.

Примем во внимание сохранение момента количества движения системы h . Обозначим энергию вращения через T_r , т.е. $T_r = \frac{1}{2} M(v_g)^2$. Можно записать, что

$$T_r = k h^2 I_p^{-1}, \quad (30)$$

где k - безразмерный множитель, зависящий от распределения в системе массы и момента количества движения. При твердотельном вращении системы $k = \frac{1}{2}$, а при цилиндрическом кеплеровском вращении однородного сфероида $k \approx 0.4198$. Предположим, что

$$\begin{aligned} M\langle v_p \rangle^2 &= \frac{1}{4} I_p^{-1} \dot{I}_p^2, \\ M\langle v_\zeta \rangle^2 &= \frac{1}{4} I_\zeta^{-1} \dot{I}_\zeta^2. \end{aligned} \quad (31)$$

Как и условия квазилинейности поля скоростей центроидов (29) из [1], соотношения (31) могут быть выведены в случае линейной зависимости движений центроидов по ρ , ζ от соответствующих координат. Второе из условий (31) позволяет определить изменение со временем энергии остаточных движений по ζ - координате. Действительно, обозначив

$$Q_\zeta = M\langle v_\zeta^2 \rangle - M\langle v_\zeta \rangle^2,$$

получаем, что

$$Q_\zeta = T_\zeta - \frac{1}{4} I_\zeta^{-1} \dot{I}_\zeta^2. \quad (32)$$

Изменение со временем величины T_ζ определяется по формуле (27). Следовательно, величины в правой части этого равенства - известные функции времени.

Обратимся к уравнению (10) предыдущей статьи. Преобразуем

величину $2GM^{5/2}\langle v_p v_\theta^2/\rho \rangle$, входящую в это уравнение. Будем пренебрегать отклонением вертекса среднего эллипсоида остаточных скоростей и смешанным центральным моментом третьего порядка распределения скоростей. Учитывая (30) и (31), предположим, что

$$2M\langle v_p v_\theta^2/\rho \rangle = 2kh^2 I_p^{-2} \dot{I}_p + k_* Q_\theta I_p^{-1} \dot{I}_p, \quad (33)$$

где

$$Q_\theta = M[\langle v_\theta^2 \rangle - \langle v_p \rangle^2]$$

- удвоенная кинетическая энергия азимутальных остаточных движений, а k_* - безразмерный множитель, характеризующий вклад остаточных скоростей в выражение (33). Тогда уравнение (10) из [1] переписывается следующим образом:

$$\frac{d}{dt}(2T_r + Q_\theta) + 2kh^2 I_p^{-2} \dot{I}_p + k_* Q_\theta I_p^{-1} \dot{I}_p = 0.$$

Поскольку

$$\frac{d}{dt} T_r = -kh^2 I_p^{-2} \dot{I}_p,$$

то получаем:

$$\frac{d}{dt} Q_\theta = -k_* Q_\theta I_p^{-1} \dot{I}_p.$$

Интегрируя последнее уравнение, находим:

$$Q_\theta = \gamma / I_p^{k_*}, \quad (34)$$

где γ - постоянная интегрирования. При малости азимутальных остаточных скоростей величина γ мала.

Теперь можно определить величину

$$Q_p = M[\langle v_p^2 \rangle - \langle v_p \rangle^2].$$

Для ее нахождения примем во внимание равенства (30), (31), (34). Тогда

$$Q_p = T_{||} - \frac{1}{4} I_p^{-1} \dot{I}_p^2 - 2kh^2 I_p^{-1} - \gamma / I_p^{k_*}. \quad (35)$$

Сопоставление (32), (34), (35) позволяет исследовать изменение формы среднего эллипсоида остаточных скоростей.

Перейдем, как и в [1], к безразмерным переменным. Обозначим

$$\pi_{p,\theta,\zeta} = \frac{1}{2} Q_{p,\theta,\zeta} / (-E).$$

Получим вместо (32), (34), (35), что

$$\pi_p = \pi_{||} - \frac{\gamma_0}{l_p^{k_*}} - \frac{1}{2} \frac{l_p'^2}{l_p} - \frac{\chi^2}{l_p}, \quad (36)$$

$$\pi_\theta = \frac{\gamma_0}{l_p^{k_*}}, \quad (37)$$

$$\pi_{\zeta} = \pi_{\zeta} - \frac{1}{2} \frac{\dot{\zeta}}{\zeta}, \quad (38)$$

где $\gamma_0 = \frac{1}{2} \gamma (-E)^{-1} I_e^{-k}$, а $\chi^2 = kh^2 (-E)^{-1} I_e^{-1}$ - безразмерный момент количества движения системы. Можно записать, что

$$\chi = (16 k / s^4) h^2 / (G^2 M^5 (-E)^{-1}).$$

Подставим в (38) - (36) выражения (8). После линеаризации получаем:

$$\pi_p = \left[\frac{2}{3} \alpha - \left(\frac{3}{2} \right)^k \frac{\gamma_0}{\alpha^k} - \frac{3}{2} \frac{\chi^2}{\alpha} \right] + \left[\left(\frac{3}{2} \right)^{k+1} \frac{\gamma_0 k_*}{\alpha^{k+1}} - \frac{9}{4} \frac{\chi^2}{\alpha^2} \right] x + \xi, \quad (39)$$

$$\pi_{\theta} = \left(\frac{3}{2} \right)^k \frac{\gamma_0}{\alpha^k} - \left(\frac{3}{2} \right)^{k+1} \frac{\gamma_0 k_*}{\alpha^{k+1}} x, \quad (40)$$

$$\pi_{\zeta} = 1 - \frac{2}{3} \alpha + \eta. \quad (41)$$

Эллипсоид скоростей оказывается трехосным. Если вспомнить предположения, сделанные в настоящей работе, то станет ясным, что этот вывод не имеет прямого отношения к проблеме существования третьего изолирующего интеграла.

Подставляя решение (26), (27) в (39) - (41) и произведя усреднение по τ , находим, что

$$\overline{\pi_p} = \left[\frac{2}{3} \alpha - \left(\frac{3}{2} \right)^k \frac{\gamma_0}{\alpha^k} - \frac{3}{2} \frac{\chi^2}{\alpha} \right] + \left[\left(\frac{3}{2} \right)^{k+1} \frac{\gamma_0 k_*}{\alpha^{k+1}} - \frac{9}{4} \frac{\chi^2}{\alpha^2} + \frac{1}{2} \right] c_x, \quad (42)$$

$$\overline{\pi_{\theta}} = \left(\frac{3}{2} \right)^k \frac{\gamma_0}{\alpha^k} - \left(\frac{3}{2} \right)^{k+1} \frac{\gamma_0 k_*}{\alpha^{k+1}} c_x, \quad (43)$$

$$\overline{\pi_{\zeta}} = 1 - \frac{2}{3} \alpha - \frac{1}{2} c_x. \quad (44)$$

5. Основные результаты. Суммируем основные результаты, полученные в данном исследовании и в [1].

Выведены уравнения второго порядка гросс-динамики самогравитирующих систем, сохраняющих ротационную симметрию.

На основе этих уравнений предложена замкнутая линейная система уравнений, описывающая в гросс-динамическом приближении нелинейную эволюцию системы. Эти уравнения преобразованы к безразмерному виду (1) - (4).

Для специального случая линейных отклонений от положения равновесия найдено общее решение (26) - (28), описывающее малые вириальные колебания системы, получены выражения для изменения со временем моментов инерции и дисперсий остаточных скоростей.

Сразу же напрашиваются обобщения данной работы в следующих двух направлениях. Во-первых, имеет смысл вернуться к уравнениям (1) - (4) и рассмотреть нелинейные вириальные колебания. Во-вторых, кажется естественным перейти к исследованию трехосных систем. Рассматривая затем системы, находящиеся во внешнем поле, можно на основе уравнений, приведенных в [2], исследовать эволюцию формы скоплений в Галактике.

Автор благодарен Т.А.Агекяну, В.А.Антонову и Б.П.Кондратьеву за стимулирующее обсуждение. Работа частично была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований по грантам 95-02-05007 и 96-02-19658 и выполнялась в рамках Государственной комплексной научно-технической программы "Астрономия" (проект 1.2.4.5).

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия

SMALL VIRIAL OSCILLATIONS OF AXISYMMETRIC GRAVITATING SYSTEMS. II

L.P.OSSIPKOV

It is found the solution of equations obtained in the first part of the study and governing the gross-dynamics of axisymmetric collisionless gravitating systems. Only small deviations from the virial equilibrium were considered. The solution is a superposition of oscillations with two eigen frequencies. It describes periodic sphericity changes on the background of periodic expansions and contractions. The period of sphericity oscillations is a half of the period of size oscillations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.П.Осипков, *Астрофизика*, 43, 293, 2000.
2. Л.П.Осипков, *Вестн. С.-Петербургск. ун-та*, сер.1, вып. 3, 125, 1993.

ВАРИАНТ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II. ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ.

Р.М.Авакян, А.А.Ераниян

Поступила 24 декабря 1999

Принята к печати 25 февраля 2000

Исходя из инвариантности действия относительно координатных преобразований, в биметрической теории гравитации с квадратичным по "напряженностям" лагранжианом установлены дифференциальные законы сохранения. Найдены явные выражения для канонического и метрического тензоров энергии-импульса гравитационного поля, а также для тензорного аналога псевдотензора Ландау-Лифшица.

1. *Введение.* Важнейшей характеристикой поля в любой физической теории является тензор энергии-импульса. Отличие от нуля плотности тензора энергии-импульса в некоторой области пространства-времени является необходимым и достаточным условием наличия в этой области физического поля. Тензор энергии-импульса любого физического поля вносит вклад в полный тензор энергии-импульса системы и не обращается в нуль вне источника поля. Это позволяет рассматривать перенос энергии волнами, изучать распределение интенсивности поля в пространстве, определять потоки энергии, вычислять изменение энергии-импульса в процессах излучения, поглощения и др.

В этом плане теория относительности Эйнштейна составляет исключение, поскольку в этой теории гравитационное поле лишено такой характеристики - оно описывается псевдотензором энергии-импульса. По этому поводу обычно утверждают, что в ОТО энергия гравитационного поля нелокализуема [1,2], т.е. локальное распределение энергии гравитационного поля не имеет физического смысла, т.к. зависит от выбора системы координат и только полная энергия замкнутых систем имеет смысл. Истинная физическая характеристика гравитационного поля в теории Эйнштейна - это тензор Римана R^i_{klm} , который является индикатором: если $R^i_{klm} = 0$, то поле отсутствует.

В отличие от теории Эйнштейна, в биметрической теории гравитационное поле характеризуется тензором энергии-импульса.

В первой части [3] был исследован вариант биметрической теории гравитации с квадратичным по $g_{ik|l}$ лагранжианом гравитационного поля

[4] (вертикальная черта при индексе означает ковариантную производную по фоновой метрике γ_{ik}). Ниже в рамках этой теории получено выражение для различных тензоров энергии-импульса гравитационного поля и выведены дифференциальные законы сохранения.

Функционал действия имеет вид

$$S = \int (\Lambda_g + \Lambda_m) \sqrt{-g} d^4 x, \quad (1)$$

где гравитационная часть плотности лагранжиана равна

$$\Lambda_g = -\frac{1}{16\pi G} \left[\bar{\Gamma}_{ln}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^l \bar{\Gamma}_{ln}^n \right] g^{ik} + \frac{1}{16\pi G} \left[a \left(g_{lm|n} g_{kl|n} g^{ik} g^{mn} g^{rs} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{4} g^{mn} U_m U_n - g^{mn} U_m V_n \right) - b \left(g_{lm|n} g_{kl|n} g^{ik} g^{mn} g^{rs} - V_m V_n g^{mn} \right) \right], \quad (2)$$

а

$$\Lambda_m = \Lambda_m(g_{ik}, q_a, q_{a,l}) \quad (3)$$

- плотность лагранжиана материи, где q_a - величины, характеризующие материю и негравитационные поля (скорость света $c=1$). Поскольку теория метрическая, то в плотности лагранжиана Λ_m гравитационное поле фигурирует только посредством метрического тензора g_{ik} .

Для дальнейших вычислений удобно лагранжиан Λ_g представить в следующем виде

$$\Lambda_g = \Lambda_g^E + \frac{1}{16\pi G} \left[(a+b) \left(3 \bar{\Gamma}_{ln}^i \bar{\Gamma}_{nk}^r g^{ik} + \bar{\Gamma}_{mr}^k \bar{\Gamma}_{sn}^l g^{mn} g^{rs} g_{ik} - \bar{\Gamma}_{ml}^l \bar{\Gamma}_{sn}^s g^{mn} - \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \bar{\Gamma}_{sl}^l \bar{\Gamma}_{ik}^s g^{ik} \right) - b W^l W_l \right], \quad (4)$$

где

$$\Lambda_g^E = -\frac{1}{16\pi G} \left[\bar{\Gamma}_{ln}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^l \bar{\Gamma}_{ln}^n \right] g^{ik} \quad (5)$$

- лагранжиан эйнштейновской теории в биметрической формулировке,

$$W^l = \bar{\Gamma}_{nk}^l g^{nk}, \quad (6)$$

$$\bar{\Gamma}_{ik}^l = \Gamma_{ik}^l - \overset{\vee}{\Gamma} \quad (7)$$

- тензор аффинной деформации, равный разности символов Кристоффеля искривленного и фонового пространства-времени, а постоянные a и b - безразмерные параметры теории.

В априорно-геометрических теориях, абсолютные переменные которых допускают группу симметрии с размерностью не меньше четырех, выполняются некие дифференциальные уравнения [5]

$$\tau_{ik}^k = 0, \quad (8)$$

из которых следуют законы сохранения. Тензор τ_i^k таков, что в отсутствии

гравитационного поля переходит в тензор энергии-импульса T_l^k материи и негравитационных полей. Рассмотрим вариант биметрической теории, в которой фоновая метрика является плоской, т.е. обладает десятипараметрической группой симметрии. В этом случае теория имеет десять ковариантно сохраняющихся величин: энергия-импульс и момент импульса.

2. *Законы сохранения.* Уравнения поля, следующие из равенства нулю вариации (1) по g_{ik} , имеют вид [3]:

$$\bar{R}_{ik} - \frac{1}{2} \bar{R} g_{ik} + S_{ik} = 8\pi G T_{ik}, \quad (9)$$

где S_l^k - определенный тензор, зависящий от g_l^k , $g_{ik|l}$ и $g_{ik|m}$. Их следует дополнить уравнениями движения негравитационной материи

$$\frac{\delta(\Lambda_m \sqrt{-g})}{\delta q_a} = 0, \quad (10)$$

которые эквивалентны уравнениям

$$T_{ljk}^* = 0, \quad (11)$$

либо уравнениям, вытекающим из инвариантности действия относительно координатных преобразований [5,6]. При преобразовании $x'^i = x^i + \xi^i(x)$ полевые функции g_{ik} , γ_{ik} и q_a изменятся следующим образом:

$$\delta_L g_{mn} = -g_{mk} \xi_{|n}^k - g_{nk} \xi_{|m}^k - g_{mn|k} \xi^k, \quad (12)$$

$$\delta_L \gamma_{mn} = -\gamma_{mk} \xi_{|n}^k - \gamma_{nk} \xi_{|m}^k, \quad (13)$$

$$\delta_L q_a = F_{a;k}^{b;l} q_b \xi_{|l}^k - q_{|m} \xi^m, \quad (14)$$

где

$$F_{a;k}^{b;l} q_b = \delta_k^{l_1} q_{k_1 \dots k_p}^{l_1 \dots l_p} + \dots + \delta_k^{l_p} q_{k_1 \dots k_p}^{l_1 \dots l_p} - \delta_{k_1}^l q_{k_2 \dots k_p}^{l_1 \dots l_p} - \dots - \delta_{k_p}^l q_{k_1 \dots k_{p-1}}^{l_1 \dots l_p}. \quad (15)$$

Вычислим теперь изменение действия при преобразовании координат

$$\delta S = \int_{\Omega} \left[\frac{\delta(\Lambda \sqrt{-g})}{\delta \Phi_a} \delta_L \Phi_a + \sqrt{-\gamma} \left(\xi^m \Lambda \sqrt{\frac{g}{\gamma}} + \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial(\Lambda \sqrt{-g})}{\partial \Phi_{a,m}} \delta_L \Phi_a \right) \right]_{|m} d^4 x. \quad (16)$$

Здесь под Φ_a понимаем совокупность величин g_{ik} , γ_{ik} и q_a .

Подставив (12)-(15) в (16) и учитывая произвольность ξ^i и объема интегрирования Ω , получим следующие соотношения

$$t_{k|l}^i = -\frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\delta(\Lambda \sqrt{-g})}{\delta \Phi_a} \Phi_{a|k}, \quad (17)$$

$$t_k^i = K_{k|l}^{i|l} + F_{a;k}^{b;l} \Phi_b \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\delta(\Lambda \sqrt{-g})}{\delta \Phi_a}, \quad (18)$$

$$K_k^{il} = -K_k^{li}, \quad (19)$$

где

$$t_k^i = \Phi_{a|k} \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial(\Lambda\sqrt{-g})}{\partial\Phi_{a,i}} - \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \delta_k^i, \quad (20)$$

$$K_k^{il} = \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial(\Lambda\sqrt{-g})}{\partial\Phi_{a,i}} \Phi_b F_{a;k}^{b;l}. \quad (21)$$

Здесь t_k^i - плотность канонического тензора энергии-импульса.

Из (17), (18) в случае $\Lambda = \Lambda_g$ с учетом уравнений гравитационного поля (9) и определения тензора энергии-импульса материи и негравитационных полей

$$T_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\Lambda_g \sqrt{-g})}{\delta g^{ik}}, \quad (22)$$

получим следующие тождества

$$\left(\frac{g}{t} \right)_{i;k} = \left(\frac{g}{K} \right)_{k|i} - \sqrt{\frac{g}{\gamma}} T_k^i + \frac{2}{\sqrt{-\gamma}} \gamma^{il} \frac{\delta(\Lambda_g \sqrt{-g})}{\delta \gamma^{lk}}, \quad (23)$$

$$\left(\frac{g}{t} \right)_{i;k|l} = \sqrt{\frac{g}{\gamma}} g_{ik}^{lm} \frac{T_{lm}}{2}. \quad (24)$$

В случае $\Lambda = \Lambda_m$

$$\left(\frac{m}{t} \right)_{i;k} = \left(\frac{m}{K} \right)_{k|i} + \sqrt{\frac{g}{\gamma}} T_k^i, \quad (25)$$

$$\left(\frac{m}{t} \right)_{i;k|l} = -\sqrt{\frac{g}{\gamma}} g_{ik}^{lm} \frac{T_{lm}}{2}. \quad (26)$$

Из свойства $K_k^{il} = -K_k^{li}$ и уравнений (23)-(26) вытекают следующие дифференциальные законы сохранения:

$$\left(\left(\frac{g}{t} \right)_{i;k} + \left(\frac{m}{t} \right)_{i;k} \right)_{|l} = \left(\left(\frac{g}{t} \right)_{i;k} + \sqrt{\frac{g}{\gamma}} T_k^i \right)_{|l} = 0, \quad (27)$$

$$M_{t \quad ik|l} = 0, \quad (28)$$

где плотность метрического тензора энергии-импульса определяется следующим образом

$$M_{t \quad ik} = -\frac{2}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\delta(\Lambda_g \sqrt{-g})}{\delta \gamma_{ik}}. \quad (29)$$

С учетом выражения (4) получим

$${}^M_{l}{}^k = -\frac{1}{16\pi G} A_{||}^{lk} + \frac{1}{8\pi G} (a+b) B_{||}^{lk} - \frac{1}{8\pi G} b C_{||}^{lk}, \quad (30)$$

где

$$A^{lk} = \left[\sqrt{\frac{g}{\gamma}} (\gamma^{ml} g^{lk} + \gamma^{mk} g^{ll} - \gamma^{ml} g^{lk} - \gamma^{lk} g^{lm}) \right]_{||m} \quad (31)$$

- вклад эйнштейновской части лагранжиана Λ_g^E ,

$$\begin{aligned} B^{lk} = & \left\{ -\frac{3}{2} [\gamma^{nl} (\bar{\Gamma}_{sn}^l g^{sk} + \bar{\Gamma}_{sn}^k g^{sl}) + \gamma^{nk} (\bar{\Gamma}_{sn}^s g^{sl} + \bar{\Gamma}_{sn}^l g^{sk})] - \right. \\ & - \gamma^{nl} (\bar{\Gamma}_{sn}^l g^{sk} + \bar{\Gamma}_{sn}^k g^{sl}) + \gamma^{lk} (\bar{\Gamma}_{sn}^s g^{nl} + \bar{\Gamma}_{sn}^l g^{ns}) - \\ & - g_{mn} \bar{\Gamma}_{sp}^m [\gamma^{nl} g^{ls} g^{kp} + \gamma^{nk} g^{ls} g^{lp} - \gamma^{nl} g^{ls} g^{kp}] + \\ & \left. \bar{\Gamma}_{sn}^s (\gamma^{nl} g^{kl} + \gamma^{kn} g^{ll} - \gamma^{nl} g^{lk}) \right\} \sqrt{\frac{g}{\gamma}}. \end{aligned} \quad (32)$$

$$C^{lk} = W_n (\gamma^{nl} g^{lk} - \gamma^{nl} g^{lk} - \gamma^{nk} g^{ll}) \sqrt{\frac{g}{\gamma}}. \quad (33)$$

Отметим, что тензор ${}^M_{l}{}^k$ является аналогом псевдотензора Папаетру в теории Эйнштейна (при $a=b=0$ в декартовой системе координат их выражения совпадают) [7]. Из выражения (20) с учетом (4), для канонического тензора энергии-импульса гравитационного поля получим

$$\begin{aligned} {}^{(g)}_{l}{}^m_n = & -\frac{1}{16\pi G} \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \left\{ 2 g^{lk} \bar{\Gamma}_{ln}^s \bar{\Gamma}_{sk}^m - g^{lk} \bar{\Gamma}_{ls}^s \bar{\Gamma}_{nk}^m - g^{nk} \bar{\Gamma}_{ls}^s \bar{\Gamma}_{nk}^l + g^{lm} \bar{\Gamma}_{ls}^s \bar{\Gamma}_{nk}^k - \right. \\ & - g^{lk} \bar{\Gamma}_{sn}^l \bar{\Gamma}_{lk}^m \left. \right\} + 2b \left\{ g^{lk} \bar{\Gamma}_{lk}^s \bar{\Gamma}_{sn}^m - g^{lk} \bar{\Gamma}_{lk}^m \bar{\Gamma}_{sn}^s + g^{lk} \bar{\Gamma}_{lk}^p \bar{\Gamma}_{lm}^l g^{rm} g_{pl} \right\} \\ & - 2(a+b) \left\{ 2 g^{lk} \bar{\Gamma}_{ln}^s \bar{\Gamma}_{sk}^m + g^{mk} \bar{\Gamma}_{sk}^p \bar{\Gamma}_{pn}^s + g^{pk} \bar{\Gamma}_{pn}^l \bar{\Gamma}_{sk}^r g_{lr} g^{ms} - \right. \\ & \left. - g^{lk} \bar{\Gamma}_{sn}^l \bar{\Gamma}_{lk}^m - g^{mk} \bar{\Gamma}_{si}^l \bar{\Gamma}_{nk}^l - g^{lk} \bar{\Gamma}_{si}^s \bar{\Gamma}_{nk}^m \right\} - \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \Lambda_g \delta_n^m. \end{aligned} \quad (34)$$

Тензор ${}^{(g)}_{l}{}^m_n$ является аналогом псевдотензора Эйнштейна в ОТО. Из уравнения (28) с учетом (30) и (31)-(32) получим уравнение

$$\begin{aligned} & \left\{ \sqrt{\frac{g}{\gamma}} [(a+b) (3 \bar{\Gamma}_{kl}^n g^{km} + g_{ll} \bar{\Gamma}_{sk}^l g^{mk} g^{ns} - \right. \\ & \left. - \bar{\Gamma}_{ll}^l g^{mn} - \delta_l^m \bar{\Gamma}_{sl}^s g^{nl} - \delta_l^m \bar{\Gamma}_{lk}^n g^{lk}) - b g^{mn} W_l] \right\}_{||mn} = 0, \end{aligned} \quad (35)$$

эквивалентное уравнению

$$S_{i;k}^k = 0, \quad (36)$$

где тензор S_i^k входит в уравнения гравитационного поля (9). Как видно, из (9) с учетом (36) следует (11). Аналогичный результат следует из уравнений (25) и (26). Таким образом, полная система уравнений содержит наряду с (9), также (36), либо эквивалентные ему (35) или (11).

Найдем также выражение для гравитационной части тензора $\overset{(g)}{K}_k^{||}$. Из (21) после вычислений получим:

$$\begin{aligned} \overset{(g)}{K}_k^{||} = & -\frac{2}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial(\Lambda_g \sqrt{-g})}{\partial g_{lm,l}} g_{km} + \frac{1}{16\pi G} A^{ln} \gamma_{nk} - \\ & - \frac{1}{8\pi G} (a+b) B^{ln} \gamma_{nk} + \frac{1}{8\pi G} b C^{ln} \gamma_{nk}, \end{aligned} \quad (37)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial(\sqrt{-g} \Lambda_g)}{\partial g_{lm,l}} = & -\frac{1}{16\pi G} \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \left[g^{ik} g^{ms} \bar{\Gamma}_{sk}^l - \frac{1}{2} \bar{\Gamma}_{sn}^s (g^{nl} g^{lm} + g^{nm} g^{ll} - g^{nl} g^{im}) \right. \\ & - \frac{1}{2} g^{lm} g^{ks} \bar{\Gamma}_{sk}^l \left. \right] - (a+b) \left[2 g^{si} g^{mk} \bar{\Gamma}_{sk}^l + g^{lk} g^{ms} \bar{\Gamma}_{sk}^l + g^{ls} g^{lk} \bar{\Gamma}_{sk}^m - g^{mi} g^{sk} \bar{\Gamma}_{sk}^l - \right. \\ & \left. - \bar{\Gamma}_{sp}^s (g^{pi} g^{ml} + g^{pm} g^{ll}) \right] + b \left[W^l g^{ml} + W^m g^{ll} - W^l g^{ml} \right] \end{aligned} \quad (38)$$

Подставив (37) и (30) в уравнение (23) и введя аналог псевдотензор Ландау-Лифшица в биметрической формулировке

$$t_{LL}^{lm} = g^{mk} \left[\overset{(E)}{t}_k^l - \frac{1}{16\pi G} \left(\frac{g_{kn}}{\sqrt{g/\gamma}} \right)_{,l} U^{lnp}_{|p} \right] \sqrt{\frac{\gamma}{g}}, \quad (39)$$

где $\overset{(E)}{t}_k^l$ - это выражение (34) при $a=b=0$, а

$$U^{lnp} = \frac{g}{\gamma} (g^{lp} g^{nl} - g^{ln} g^{pl}) = -U^{lnp}, \quad (40)$$

получим

$$\frac{g}{\gamma} \left(t_{LL}^{lk} - \frac{1}{8\pi G} S^{lk} + T^{lk} \right) = \frac{1}{16\pi G} U^{lk m}_{|m}, \quad (41)$$

т.е. симметричной тензорной плотностью данной теории является

$$S^{lk} = t_{LL}^{lk} - \frac{1}{8\pi G} S^{lk}. \quad (42)$$

Из уравнения (8) для симметричного тензора следует интегральный закон сохранения

$$\left(\int \tau^{0l} \xi_l^{(a)} \sqrt{-\gamma} d^3 x \right)_0 = - \oint \tau^{\beta l} \xi_l^{(a)} \sqrt{-\gamma} dS_\beta \quad (43)$$

в плоском фоновом пространстве с десятью векторами Киллинга $\xi_j^{(a)}$,

$a=1,2,\dots,10$. Если в правой части поток через поверхность интегрирования равен нулю, то ковариантное выражение в круглых скобках есть сохраняющаяся величина.

Авторы выражают благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за полезные обсуждения

Ереванский государственный университет,
Армения

VARIANT OF THE BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION. II. ENERGY-MOMENTUM TENSOR OF THE GRAVITATIONAL FIELD

R.M.AVAGYAN, A.H.YERANYAN

Differential conservation laws in bimetric theory of gravitation with the Lagrangian, quadratic with respect to the "intensity" are derived proceeding from the invariance of action relative to the transformations of the space-time coordinates. Explicit expressions for canonical and metric energy-momentum tensors of the gravitational field as well as those for generalizing the Landau-Lifshits pseudotensor in GR are found.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, М., Наука, 1988.
2. К.Меллер, Теория относительности. М., Атомиздат, 1975.
3. Р.М.Авакян, А.А.Ераниян, Астрофизика 43, 303, 2000.
4. R.M.Avakian, L.Sh.Grigorian, Astrophys. and Space Science, 146, 183-193, 1988.
5. D.L.Lee, A.P.Lightman, W.T.Ni, Phys Rev., D10, 1685, 1974.
6. А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян, Астрофизика 33, 107, 1990.
7. Н.А.Черников, Сообщ. ОИЯИ, P2-87-683, Дубна, 1987.

CONTENTS

Photometric activity and rotation velocities of the UX Ori type stars and related objects	<i>V.P.Grinin, O.V.Kozlova</i>	329
Spots and active regions on the emission red dwarf star V775 Her	<i>I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova</i>	339
The polarimetric observations of some stars with infrared excesses	<i>R.Kh.Hovhannessian, M.A.Eritsyan</i>	353
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. Stars. IV.	<i>K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian</i>	361
Spectrophotometry of three planetary nebulae	<i>M.A.Kazarian, Elma S.Parsamian, Laura Parrao</i>	369
Generation of the magnetic field of pulsars	<i>D.M.Sedrakian</i>	377
On the generation of electromagnetic waves in the electron-positron plazma of pulsars' environment	<i>M.A.Akhalkatsi, G.Z.Machabeli</i>	387
Interstellar polarization for the Serpens Cauda molecular cloud	<i>A.N.Rostopchina, D.N.Shakhovskoy</i>	397
Wave motions in magnetic interstellar medium	<i>S.I.Bastrukov, J.Yang</i>	405
Investigation of barred galaxies. VI. A comparative statistics of SB and SA galaxies. The cold gas properties	<i>R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian, H.M.K.Al-Naimiy, A.M.Khassawneh</i>	411
Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. V.	<i>A.M.Mickaelian</i>	425
Decomposition of observed dispersion of radial velocities for a subsystem of the galaxy	<i>I.I.Nikiforov</i>	443
An analysis of cosmic background radioemission in the coordinates of spatial frequencies	<i>V.R.Amirkhanyan</i>	451
Non-linear relations for statistical mean quantities describing the multiple scattering process	<i>A.G.Nikoghossian</i>	463
The attenuation coefficient of compton scattering by maxwellian electrons	<i>D.I.Nagirner, V.M.Loskutov</i>	473
Small virial oscillations of axisymmetric Gravitating systems. II	<i>I.P.Osipkov</i>	483
Variant of the bimetric theory of gravitation. II. Energy-momentum tenzor of the gravitational field	<i>R.M.Avagyan, A.N.Yeranyan</i>	493

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ
СРЕДЕ

С.И.Баструков, Дж.Янг 405

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. VI.
СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB И SA ГАЛАКТИК.
ОСОБЕННОСТИ ХОЛОДНОГО ГАЗА

Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян, Х.М.К. Ал-Наими, А.М.Хассавне 411

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ
ИСТОЧНИКОВ IRAS. ГАЛАКТИКИ. V.

А.М.Микаелян 425

РАЗЛОЖЕНИЕ НА СОСТАВЛЯЮЩИЕ НАБЛЮДАЕМОЙ
ДИСПЕРСИИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ
ПОДСИСТЕМЫ

И.И.Никифоров 443

АНАЛИЗ КОСМИЧЕСКОГО ФОНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В
ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ

В.Р.Амирханян 451

НЕЛИНЕЙНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ
СРЕДНИХ ВЕЛИЧИН, ОПИСЫВАЮЩИХ ПРОЦЕСС
МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А.Г.Никогосян 463

КОЭФФИЦИЕНТ КОМПТОНОВСКОГО ОСЛАБЛЕНИЯ ПРИ
РАССЕЯНИИ МАКСВЕЛЛОВСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Д.И.Нагирнер, В.М.Лоскутов 473

МАЛЫЕ ВИРИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ
ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ. II

Л.П.Осипков 483

ВАРИАНТ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II.
ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ.

Р.М.Авакян, А.А.Еранян 493