

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 23

АВГУСТ, 1985

ВЫПУСК 1

ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ПЕРСЕЕ А 426 <i>А. Г. Ешкян, А. Т. Каллолян, Г. Рихтер, В. Тене</i>	5
ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК <i>И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцев</i>	11
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ НА ЧАСТОТЕ 102 МГц. II <i>В. С. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Сана</i>	7
ОБ УГЛОВЫХ МОМЕНТАХ ГАЛАКТИК · <i>М. Г. Абрамян, Д. М. Седрак</i>	
ОБ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ОРИЕНТАЦИЯХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ВОЛН ЦИХ ОСЕЙ РАДИОГАЛАКТИК · · · · · <i>Р. Р. Андре</i>	
ПЕРВИЧНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ С ЭНЕРГИЕЙ 10^{14} — 10^{16} ЭВ И ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛАКТИКЕ <i>Ф. А. Агабян, Э. А. Мамиджян, С. И. Никольский, Е. К. Тугиш</i>	55
ДВЕ МОДЕЛИ ПЛОСКИХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ БЕЗ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ · · · · · <i>Б. П. Кадрашвеле</i>	69
ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРЕМА О ВИРИАЛЕ ДЛЯ СИСТЕМЫ ФЛУКТУИРУЮ- ЩЕГО СОСТАВА · · · · · <i>Т. В. Смарт</i>	77
НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ В МАРЖИНАЛЬНО УСТОЙЧИВОМ ГРАВИТИРУЮЩЕМ ДИСКЕ · · · · · <i>В. И. Корчагин</i>	91
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. I <i>Р. Х. Оганесян, С. Е. Нерсисян, М. Ш. Карапетян</i>	99
ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯ- РИЗАЦИИ СВЕТА КРАСНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ · · <i>Г. В. Абрамян</i>	111
О ПОВЕДЕНИИ ФОТОСФЕРЫ СВЕРХНОВЫХ <i>О. С. Бартунов, Д. Ю. Цветков</i>	121
О СВОЙСТВАХ ЛОКАЛЬНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ · <i>Ал. А. Сучков</i>	133

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ Ե Ր Մ Ձ Ր Մ Կ Մ Ա Կ Ո Ւ Է Չ Ի Մ

Գ. Ս. Բինուկատի-Կոզան, Ա. Ս. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Լ. Ս. Լուսոյ,
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլիան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մանիչ, Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ.
տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոկ (գլխ. խմբագիր տեղակալ),
Վ. Յու. Տերերիծ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачук, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь),
Р. И. Княдзев, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, Б. Е. Маркарян, А. Г. Масевич,
Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев
(зам. главного редактора), В. Ю. Теребянж, Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. 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.

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно производить во всех отделениях Союзпечати, а за рубежом через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական համբն է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Համբնը տպագրվում է ինքնուրույն հոգով և տպագրվում է ֆինանսական, միջամասնությունների ու միջառարկային միջավայրի: Ֆինանսական, օտարաբանությունների և առաջադիմական տաղադրություններ, ինչպես նաև տեսական և փորձարարական աշխատանքների գծով:

Համբնը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսների ուսանողների համար:

Համբնը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքը է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սնյանություն»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առաջադիմական «Մեծ դոկտորական» կենտրոնի գործառնությունների միջոցով. Մոսկվա, 200.

УДК: 524.45 NGC 1275:520.82

ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ПЕРСЕЕ А 426

А. Г. ЕГИКЯН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Г. РИХТЕР, В. ТЕНЕРТ

Поступила 1 марта 1985

Принята к печати 8 мая 1985

Проведено фотометрическое исследование скопления галактик А 426 в фотографической цветовой системе. На крупномасштабных снимках 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории отождествлено 530 галактик приблизительно до $21^m.5$. Построена функция светимости. Она имеет две точки излома при $M_1 = -19^m.1$ и $M_2 = -16^m.1$ соответственно. Исследуются эффекты сегрегации галактик по яркости относительно центральной «полосы активности», проведенной через радионисточники NGC 1275, NGC 1272 и IC 310. Рассматривается также распределение галактик скопления по их видимым эллиптичностям и позиционным углам больших осей.

1. *Введение.* Исследование скопления галактик в Персее, в котором находится весьма пекулярная радио и сейфертовская галактика NGC 1275, вызывает несомненный интерес. Эта доминирующая в скоплении галактика известна как одна из самых активных. Скопление Персея (А 426, Perseus A, Per X-1) имеет сложную и во многих отношениях дискуссионную структуру практически во всех исследованных диапазонах спектра. Главный член NGC 1275 является ярчайшей оптической галактикой скопления и отождествляется с ярчайшим в этом скоплении радионисточником 3C 84 = Per A [1]. Радионисточник имеет сложную структуру. Очень яркое компактное ядро окружено областью интенсивного радиоизлучения диаметром приблизительно $30''$ [2]. Ядерный источник радиоизлучения является переменным, размеры его очень малы, $\leq 0.''02$ [2]. В линейной мере это всего несколько парсеков (здесь и в дальнейшем $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$, красное смещение скопления $z = 0.0183$ [3]). В 1968 г. Райл и Уиндрэм [1] зарегистрировали на частоте 408 МГц обширное радиогало размером $60' \times 40'$. Однако исследования дальнейших лет, проведенные на различных частотах [2, 4—6], не подтвердили его существования. Тем не менее, наличие довольно протяженного источника размером порядка $10'$, окружающего NGC 1275, не вызывает сомнения [7]. Это соответствует линейному размеру 0.25 Мпс. По-видимому, здесь имеется локальное га-

ло, связанное скорее всего с центральной галактикой NGC 1275, а не со всем скоплением в целом [7]. Именно в этом скоплении Райл и Уиндрэм [1] впервые обнаружили «хвостатые» радиогалактики — новый тип радиоисточников, связанных со скоплениями галактик.

Скопление Персея (Per X-1) известно как один из самых сильных источников рентгеновского излучения среди богатых скоплений галактик [8, 9]. Это излучение зарегистрировано от протяженной области размером, по крайней мере, в 1° [10, 11]. Как и в других скоплениях с активными галактиками оно концентрируется к центру активности, в данном случае к галактике NGC 1275 [9, 11]. Его центроид находится на 1.7 восточнее этой галактики [11]. Кроме того, имеется интенсивный, значительно менее протяженный компонент (диаметр $\lesssim 5'$) с резким максимумом, окружающий центральную галактику NGC 1275 [10, 11]. Наблюдения с высоким разрешением с борта рентгеновского спутника Эйнштейн позволили выявить также точечный источник, связанный с оптическим ядром NGC 1275 [11].

Скопление A 426 является членом сверхскопления в Персее [12]. Согласно Эйбеллу [13], это скопление принадлежит классу богатства 2 и классу расстояния 0. По классификации Баутц—Моргана A 426 относится к типу II—III [14]. В этом богатом линейном скоплении (L по классификации Руда и Састри [15]) есть цепочка, состоящая из двух десятков ярких галактик, вытянутая от NGC 1275 до хвостатого радиоисточника IC 310. Ее протяженность почти 1 Мпс. Интересно отметить, что авторами работы [16] было обнаружено рентгеновское излучение от протяженной области, окружающей эту цепочку ярких галактик. Этот результат согласуется с данными работы [11], где также выявлена вытянутость протяженного источника с востока на запад.

В настоящей работе проводится фотометрическое исследование скопления галактик A 426 в фотографической цветовой системе. На крупномасштабных снимках 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории отождествлено 530 галактик приблизительно до 5 Построена функция светимости. Исследуются эффекты сегрегации галактик по яркости относительно центральной «полосы активности», проведенной через радиоисточники NGC 1275, NGC 1277 и IC 310.

2. Наблюдательный материал и методика измерений.

а) *Данные наблюдений и инструменты.* Снимки были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в течение двух ночей в октябре 1977 г. на пластинках Zi-2 без фильтра. Пластинки прокалиброваны по маркам 12-точечного трубчатого фотометра. Измерения производились на автоматическом микрофотометре Бабелсбергской обсерватории Центрального института астрофизики АН ГДР. Были проскани-

рованы два снимка скопления с хорошим качеством изображений. Они характеризуются следующими параметрами: время экспозиции 20. мин., качество изображения $2''$ — $2.5''$, масштаб пластинки $21.4''$ на 1 мм. Просканированная на каждой из пластинок площадь (78×118) мм² имеет размеры приблизительно 0.32 квадратных град. на небе.

При сканировании использовалась квадратная диафрагма. Ее размер был выбран соответственно измеренным профилям некоторых слабых звезд. Предполагалось, что профили имеют форму гауссианы. Тогда из теории и опыта следует, что оптимальный размер диафрагмы составляет приблизительно от 2σ до 3σ , где σ — среднеквадратичное отклонение гауссовского распределения. Таким образом, для сканирующей диафрагмы получается 100 мкм или $2''$ на обеих пластинках. Величина шага равна 50 мкм.

Для преобразования пропусканий в интенсивности использовалось 5 точек трубчатого фотометра, пропечатанных на пластинках. Получившаяся в результате эмпирическая зависимость между плотностью почернения D и интенсивностью I была аппроксимирована полиномом 3-го порядка.

б) *Обработка данных.* Обработка и анализ данных были выполнены по системе программ, разработанных в Бабелсбергской обсерватории. Она описана детально в работе [17] и уже успешно применялась к нескольким скоплениям галактик [18]. Поэтому будет достаточно дать здесь краткое изложение этого метода.

Первый этап — это уменьшение избыточности изображения и шума фона на пластинках. Такое сжатие данных выполняется посредством двумерного преобразования, названного H -преобразованием. Это модифицированное преобразование Хаара. Существенным результатом такого преобразования является концентрация информации в нескольких коэффициентах, тогда как большая часть коэффициентов представляет только шум. В пространстве преобразования это можно сделать простым способом, исключив незначащие H -коэффициенты. Такая процедура тождественна использованию переменного адаптивного фильтра. Она осуществляется одновременно в процессе измерений с помощью малой вычислительной машины. Отношение количества выходной информации к количеству входной, получившееся в результате сжатия, составляет около 6% и 7% соответственно для измеренных пластинок.

Второй этап — это поиски отдельных объектов (с помощью большой вычислительной машины). Так как один объект может принадлежать двум соседним блокам, все непосредственно связанные блоки (4 соседних) рассматриваются как один «условный объект».

Последний этап: все «условные объекты» рассматриваются последовательно. Прежде всего они разделяются на объекты с единичными пиками. Затем плотности переводятся в интенсивности с помощью упомянутой

выше характеристической кривой. Далее вычитывается фон, определенный как средняя интенсивность пустых блоков, окружающих рассматриваемый объект. Распределение интенсивности вплоть до $4^m/\square''$ ниже уровня фона подвергается анализу моментов, чтобы получить астрофизически важные параметры.

В результате определяются интегральные звездные величины объектов (момент нулевого порядка), их прямоугольные координаты (моменты первого порядка), диаметры, видимые эллиптичности и позиционные углы больших осей (моменты второго порядка).

Отождествление галактик производилось визуально. В просканированной области площадью $41' \times 28'$ ($\approx 0.32 \square^\circ$) отождествлено 530 галактик до $m_{pg} \approx 21.5$. Однако предел полноты выборки составляет $20^m.5$, а число галактик до этого предела 425.

По прямоугольным координатам построена карта распределения галактик скопления в измеренной области. Она приведена на рис. 1.

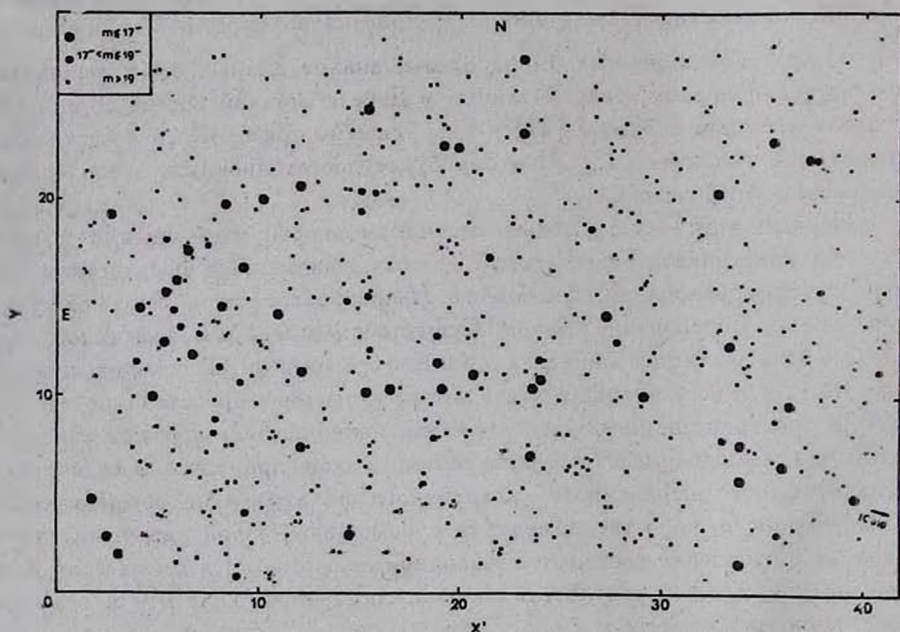


Рис. 1. Карта распределения галактик в измеренной области скопления А 426. Прямоугольные координаты X и Y выражены в угловых минутах дуги.

с) *Абсолютная калибровка.* Абсолютная калибровка производилась по фотоэлектрическим измерениям нескольких галактик скопления. Эти данные были взяты из работы [19], в которой приводятся фотоэлектрические $UBVR$ величины для 7 ярких галактик в скоплении Персей, изме-

ренные с двумя различными диафрагмами 18."3 и 36."6. При наличии двух измерений в [19] брались значения, соответствующие наибольшей из диафрагм, так как в настоящей работе интегральные звездные величины галактик измерены до предельной изофоты, поверхностная яркость которой на 4^m ниже уровня фона неба. Из упомянутых 7 галактик скопления для абсолютной калибровки (фотоэлектрической привязки) удалось использовать 6. Одна галактика находится вне измеренной нами области скопления. Для отождествления этих галактик использовалась карта области А 426 из статьи Кинкарини и Руда [20]. Связь между фотографическими P и B — величинами осуществлялась посредством цветового уравнения

$$B = m_{pg} + 0.11 = P + 0.11 \quad (1) \quad [21].$$

В табл. 1 приведены фотоэлектрические измерения главного члена скопления — галактики NGC 1275 в B и V цветах с различными диафрагмами и звездная величина этой же галактики, определенная в настоящей работе.

Таблица 1

Диафрагма	V	B	$B-V$	Литература
11.4	13. ^m 48	14. ^m 18	0. ^m 70	[23]
24.6	12.91	13.63	0.72	[22]
24.6	12.96	13.66	0.70	[22]
37.6	12.51	—	—	[23]
41.6	12.53	13.29	0.76	[22]
41.6	12.58	13.31	0.73	[22]
69.2	12.18	12.99	0.81	[22]
69.2	12.28	13.03	0.75	[22]
78.0	12.13	12.89:	0.76:	[24]
~75.0	—	12.98	—	наст. статья

Фотоэлектрические данные взяты из работ [22—24]. В последней работе приведена только V -величина NGC 1275, равная 12.^m13 в 78". При среднем показателе цвета $(\overline{B-V}) = 0.^m76$ [22, 23] для этой галактики $B \approx 12.^m89$. Звездная величина NGC 1275, определенная в настоящей работе, после пересчета к той же фотометрической системе, равна 12.^m98. Знак двоеточия в табл. 1 указывает на приблизительную оценку B -величины по среднему показателю цвета. Все эти величины использовались для проверки нуля-пункта звездных величин, т. е. для проверки абсолют-

ной калибровки, сделанной по фотоэлектрическим измерениям Стромоз [19]. Нужно отметить, что сама галактика NGC 1275 не учитывалась при определении нами нуль-пункта. Как видно из табл. 1, сравнение B -величины Сэндиджа (для диафрагмы 69."2) и Петерсона с нашим значением звездной величины для NGC 1275 показывает хорошее соответствие. Кроме того, интегральная звездная величина NGC 1275, приведенная в каталоге Вокулёров, $B = 13^m.14$ [25], также близка к значению, определенному в настоящей работе.

3. *Функция светимости.* По интегральным звездным величинам построена функция светимости галактик скопления в измеренной области. Подсчеты галактик производились в интервалах звездных величин шириной $0^m.3$. Дифференциальная и интегральная логарифмическая функции светимости без коррекции и с коррекцией за галактики поля приведены на рис. 2 и 3. Вертикальная пунктирная линия показывает предел полноты выборки галактик, равный $20^m.5$. Как было отмечено выше, полное число галактик скопления до этого предела в просканированной области с площадью $S \approx 0.32 \square^\circ$ равно 425. Коррекция за галактики поля была введена согласно работе [26], где приведены подсчеты слабых галактик до 24^m .

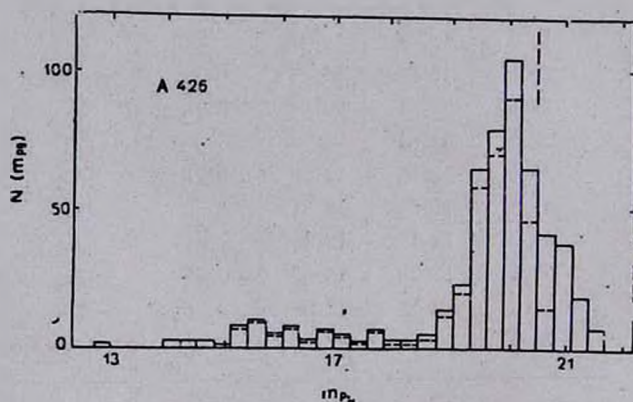


Рис. 2. Дифференциальная функция светимости скопления галактик А 426: — без коррекции за галактики поля, — — — с коррекцией за галактики поля.

Поскольку предельная величина подсчетов в работе [26] приводилась к полюсу Галактики, а скопление А 426 находится на низкой галактической широте $b^{\text{II}} = -13^\circ$, было учтено галактическое поглощение, которое для этого скопления по оценке Видмана [27] составляет $A_V = 0^m.6$ по лучу зрения. По грубой оценке с использованием формул Сэндиджа [23] $A_B \sim 0^m.8$. После учета галактического поглощения число галактик поля

в измеренной области до предела полноты нашей выборки оказалось равным 64.

Как видно из дифференциальной функции светимости, приведенной на рис. 2, распределение ярких и слабых галактик в скоплении в измеренной области резко отличается друг от друга. До $m_{pg} \approx 19$ функция светимости не отличается от обычной формы, предложенной первоначально Эйбеллом [28]. Она возрастает не монотонно, а имеет заметный локальный максимум при $m_{pg} \approx 16$, что приводит к первому излому логарифмической интегральной функции светимости (рис. 3) при той же величине. Абсолютная звездная величина точки излома при $m_1^* = 16.0$ равна -19.71 с учетом галактического поглощения.

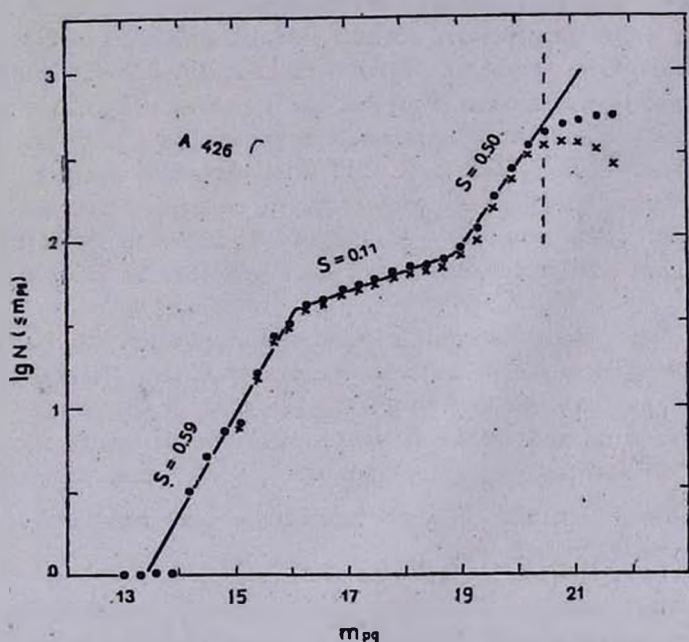


Рис. 3. Интегральная функция светимости скопления галактик А 426: ● — без коррекции за галактики поля, X — с коррекцией за галактики поля.

В интервале $19.0 \leq m_{pg} \leq 20.5$ функция светимости резко возрастает. Это приводит ко второму излому кривой интегральной функции светимости при $m_{II}^* = 19.0$, что соответствует абсолютной звездной величине $M_{II}^* = -16.1$. Таким образом, интегральная логарифмическая функция светимости, как и для скоплений А 1413 и Coma [29, 30], представляется тремя отрезками прямых, коэффициенты наклона которых для нескорректированной за галактики поля кривой равны 0.59, 0.11 и 0.50 соот-

ветственно. Значения этих коэффициентов для яркой части кривой ($13.5 \leq m_{pg} \leq 19.0$), т. е. для первых двух отрезков, находятся в хорошем соответствии с аналогичными значениями, полученными для скопления Персей в работе [31], где они равны 0.61 и 0.15, соответственно. Звездная величина точки излома $m_V^* = 14.9$, приведенная в этой работе, после пересчета к нашей фотометрической системе практически совпадает со значением $m_i^* = 16.0$, полученным в настоящем исследовании. Для среднего показателя цвета принималось значение $(B-V) = 1^m17$ [27]. Следует отметить, что предел полноты выборки галактик в [31] $V = 17^m0$, а измеренная площадь с NGC 1275 в центре приблизительно в 3 раза больше площади, исследуемой в настоящей работе с NGC 1275 на восточном краю. Это говорит о том, что, несмотря на различие выборок и пространственного распределения, результаты обоих исследований хорошо согласуются.

Таким образом, функция светимости скопления A 426 в яркой части имеет плоское распределение. Как указано в работе [31], такое же плоское распределение, отличное от остального скопления, имеет цепочка ярких галактик между NGC 1275 и IC 310. Нет никаких данных, свидетельствующих о том, что цепочка физически не связана с остальными членами скопления [31], поскольку ее средняя радиальная скорость не отличается значительно от средней радиальной скорости всего скопления в целом [20].

Ниже будет показано, что в измеренной области скопления наблюдается сегрегация галактик по яркости относительно упомянутой выше «полосы активности», вытянутой с северо-востока на юго-запад (NE—SW). Именно в этой полосе шириной приблизительно 150 кпс, растянутой от NGC 1275 до хвостатого радиоисточника IC 310, преимущественно сконцентрированы галактики ярче 19^m , функция светимости которых имеет описанный выше плоский вид.

4. *Распределение галактик в скоплении и сегрегация галактик по яркости.* Для исследования распределения галактик в скоплении измеренная область была разбита на полосы шириной $0.^\circ04$. Эти полосы были проведены на карте распределения галактик параллельно описанной выше линии, проходящей через радиоисточники NGC 1275, NGC 1272 и IC 310. Результаты подсчетов галактик в полосах до предела полноты выборки приведены на рис. 4. Полосы пронумерованы. На оси абсцисс указаны выраженные в долях градуса расстояния от центральной полосы 0—0 к северо-западу (NW) и юго-востоку (SE) от нее. Сама «полоса активности» имеет NE—SW вытянутость. На оси ординат отложены относительные числа галактик в одном квадратном градусе. Плотность числа галактик в наиболее удаленной от центра полосе принята за единицу.

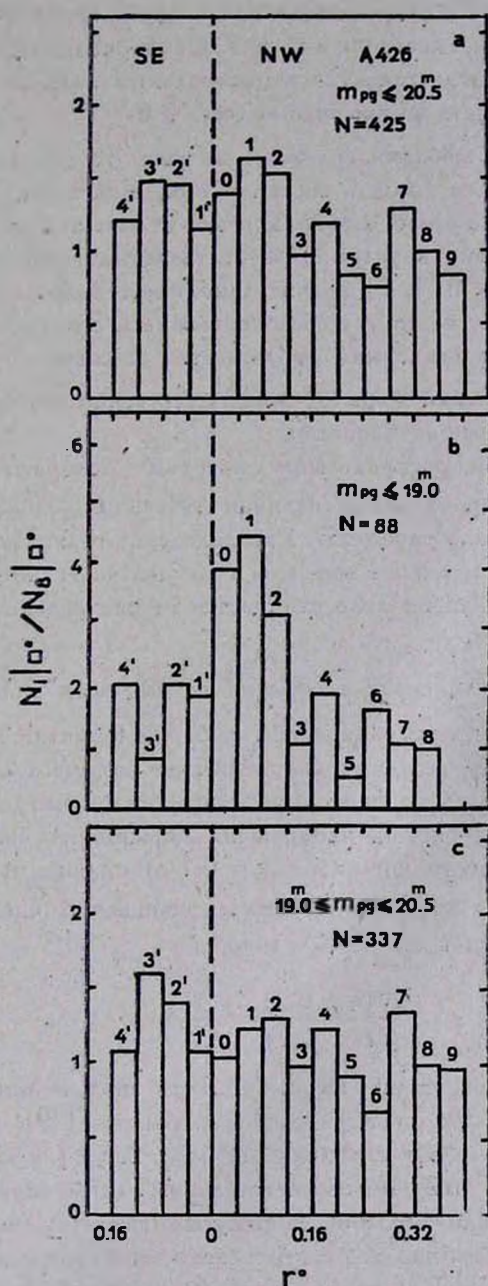


Рис. 4. Распределение галактик скопления А 426 по параллельным полосам относительно центральной «полосы активности», проведенной через радиисточники NGC 1275, NGC 1272 и IC 310.

На рис. 4а приводится распределение полного числа выборки из 425 галактик до предела полноты $m_{rg} = 20.5$. Оно приблизительно равномерное, т. е. плотность числа галактик в центральных полосах незначительно превосходит их плотность во внешней полосе № 8.

Предел полноты выборки галактик на рис. 4б равен 19^m , а полное число галактик до этого предела составляет 88. Как видно из этой гистограммы, распределение ярких галактик резко отличается от распределения всех галактик скопления в целом. Плотность числа галактик в трех центральных полосах (№ 0, 1, 2) значительно превосходит их плотность не только во внешней полосе, но и во всех остальных. Это говорит о том, что в измеренной области скопления наблюдается сильная сегрегация галактик по яркости. Галактики ярче 19^m преимущественно сконцентрированы в описанной выше «полосе активности».

Выборка галактик, распределение которых изображено на рис. 4с, ограничена интервалом звездных величин $19.0 \leq m_{rg} \leq 20.5$. Число галактик в этом интервале равно 337. Распределение галактик в этом интервале имеет примерно такой же вид, как и на рис. 4а. Таким образом, распределение слабых галактик мало отличается от распределения всех галактик скопления в целом.

5. *Распределение галактик скопления по видимым эллиптичностям и позиционным углам.* Для ограниченной выборки галактик ярче $18^m.7$ рассмотрим распределение галактик скопления по видимым эллиптичностям и позиционным углам их больших осей. Число галактик до этого предела полноты равно 74. На рис. 5а изображена зависимость числа галактик в интервалах эллиптичности шириной $\Delta e = 0.1$ от их видимых эллиптичностей $e = (a-b)/a$. Из этой гистограммы отношение числа галактик с $e > 0.2$ к числу галактик с $e \leq 0.2$ равно

$$\frac{N(e > 0.2)}{N(e \leq 0.2)} = \frac{41}{33}.$$

Отсюда видно, что в скоплении Персей имеется значительная доля сплюснутых галактик. Это согласуется с данными работы [19], где для аналогичного отношения в случае скоплений Персей, А 1367 и Сомы получены значения 33/39, 15/35 и 23/55, соответственно. Таким образом, в скоплении Персей значительно больше сплюснутых галактик, чем в А 1367 и Сомы. Нужно отметить, что в [19] для всех этих скоплений использовалась выборка только из Е и S0 галактик. В нашу выборку входят галактики разных морфологических типов. Однако, как следует из работы [32], в скоплении Персей преобладают как раз эллиптические и линзовидные галактики. В этой работе Мельник и Сарджент при исследовании морфо-

логического состава шести рентгеновских скоплений получили для скопления в Персее следующее процентное содержание галактик по типам

S_p	S_0	E
7%	45%	48%

Использовалась выборка из 175 галактик до $m_{pg} = 16$ в площади $1.5 \square^\circ$.

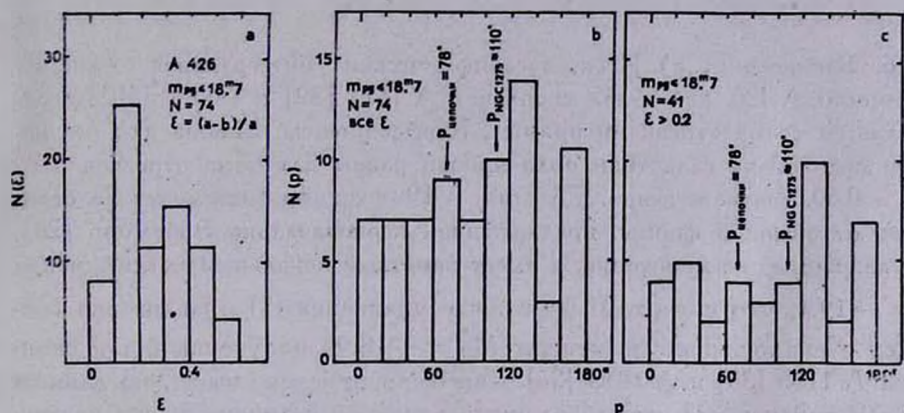


Рис. 5. Распределение галактик скопления А 426: а) по их видимым эллиптичностям; б) по позиционным углам больших осей для всех галактик с измеренными эллиптичностями; в) то же самое, что и на рис. 5б для галактик с $\epsilon > 0.2$.

На рис. 5б приводится распределение галактик скопления по позиционным углам больших осей для всех галактик с измеренными эллиптичностями, а на рис. 5с — то же самое для галактик с эллиптичностями больше, чем 0.2 ($\epsilon > 0.2$).

Позиционный угол линии, проведенной через NGC 1275, NGC 1272 и IC 310, равен 78° . Это фактически совпадает со значением 77° , приведенным в работе [33] для позиционного угла линии, совпадающей с цепочкой ярких галактик. Как известно, подавляющее большинство скоплений галактик обладает заметной эллиптичностью [33]. Эта вытянутость может быть двух типов [34]. Во-первых, скопления галактик могут быть вытянуты в направлении вытянутости доминирующих галактик или цепочек ярких галактик. Во-вторых, сами галактики — члены скоплений могут иметь преимущественное направление распределения относительно друг друга или центра скопления. Согласно данным работы [33] центральная область скопления Персей с радиусом 0.50 Мпс (после пересчета к $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$) вытянута под позиционным углом $87^\circ \pm 10^\circ$ и с эллиптичностью 0.51 ± 0.11 . Это приблизительно совпадает с позиционным углом $90^\circ \pm 15^\circ$ доминирующей галактики NGC 1275. Сами же галактики скопления А 426 с некоторой степенью достоверности вытянуты вдоль цепочки ярких галактик [19]. По нашим же данным (см.

рис. 5b, c) нет преимущественной ориентации галактик в направлении вытянутости цепочки или же в направлении вытянутости доминирующей в скоплении галактики NGC 1275. Такое отличие от данных работ [19] и [33], возможно связано с тем, что как в [19], так и в [33] использовано значительно большее число ярких галактик, распределенных в площади приблизительно в $1 \square^\circ$. Это примерно в 3 раза больше измеренной нами площади.

6. *Заключение.* а) Итак, логарифмическая интегральная функция светимости А 426, как и для скоплений А 1413 [29] и Coma [30], представляется тремя отрезками прямых. Коэффициенты наклона для нескорректированной за галактики поля кривой равны для этих отрезков 0.59, 0.11 и 0.50, соответственно. До $m_{rg} = 19$ функция светимости не отличается от обычной формы, предложенной первоначально Эйбеллом [28]. Она возрастает не монотонно, а имеет заметный локальный максимум при $M_1^* = -19.1$, что с учетом цветового уравнения (1) практически совпадает с аналогичным значением $M_B^* = -18.9$, полученным для скоплений А 1185 [35] и А 1213 [36]. Как было отмечено выше, по данным авторов работы [31] для абсолютной звездной величины точки излома в функции светимости А 426 получается значение $M_V^* = -20.0$.

Что касается второго излома функции светимости при $m_{II}^* = 19$ ($M_{II}^* = -16.1$), то его достоверность зависит от ряда факторов [30]. Во-первых, изменение наклона функции светимости на слабом конце может быть обусловлено ошибкой в шкале звездных величин. Тогда, уже при $m_{rg} = 19.5$ эта ошибка должна быть около 3^m , чтобы кривая функции светимости после m_1^* имела постоянный наклон $S = 0.11$ (без второго излома). Однако предел измеренных пластинок ярче 22-ой звездной величины. Во-вторых, наличие второго излома может быть вызвано недоучетом галактик поля. Как было отмечено выше (см. раздел 3), при коррекции за галактики поля было учтено галактическое поглощение, поскольку А 426 находится на низкой галактической широте. Однако, если даже использовать значение плотности числа галактик поля в полюсе Галактики, излом и изменение наклона функции светимости при $m_{II}^* = 19.0$ сохраняются. Только коэффициент наклона будет иметь несколько меньшее значение.

И, наконец, третьей возможной причиной, приводящей к изменению наклона функции светимости после $m_{II}^* = 19$, могло быть наличие большого количества звезд в нашей выборке, ошибочно классифицированных как галактики в области слабых величин. В этом случае число таких неправильных отождествлений должно составлять 72% при $m_{rg} = 20.5$, 70% при $m_{rg} = 20.2$, 61% при $m_{rg} = 19.9$ и 47% при $m_{rg} = 19.6$. Поскольку в процессе отождествления обе пластинки просматривались весьма тща-

тельно, такой высокий процент ложных отождествлений кажется очень маловероятным, хотя, несомненно, какая-то часть звезд на слабом конце функции светимости могла быть принята за галактики.

Не исключается, что случайное наложение всех источников ошибок может привести к наблюдаемому возрастанию наклона функции светимости в области слабых величин, однако такое допущение нам кажется неправдоподобным. По-видимому, наблюдаемый эффект является реальным. Он может быть обусловлен, например, резким возрастанием числа галактик слабее—16-ой абсолютной величины.

б) В измеренной области скопления наблюдается сегрегация галактик по яркости. Галактики ярче 19^m преимущественно сконцентрированы в центральной «полосе активности», растянутой от NGC 1275 до радиоисточника IC 310. Это подтверждает данные работы [37] о видимой анизотропии скопления Персей. Согласно этой работе, ширина распределения ярких галактик ($P \leq 17^m.5$) при половинном значении максимума их плотности в направлении вытянутости цепочки (приблизительно E—W направление) вдвое больше соответствующего значения в направлении N—S.

Один из авторов (А. Т. К.) выражает благодарность руководству Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленные возможности для работы и гостеприимство. Авторы благодарны А. С. Амирханяну за помощь при получении снимков скопления на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Центральный институт
астрофизики АН ГДР

PHOTOMETRY OF THE PERSEUS CLUSTER OF GALAXIES A 426

A. G. EGHKIAN, A. T. KALLOGLHIAN, G. RICHTER, W. THANERT

A photometric study of the cluster of galaxies A 426 in the photographic colour system has been carried out. 530 galaxies have been identified on the large scale plates of the 2.6 m telescope of the Byurakan observatory up to approximately $21^m.5$. The luminosity function is constructed. Two points of the change of slope in the cluster luminosity function at $M_I = -19^m.1$ and $M_{II} = -16^m.1$ are observed. The galaxy luminosity segregation effects about the central "strip of activity" plotted on the radio galaxies NGC 1275, NGC 1272 and IC 310 as well as the distribution of apparent ellipticities and position angles of the major axes of the galaxies have been investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Ryle, M. D. Windram*, M. N. RAS, 138, 1, 1968.
2. *G. K. Miley, G. C. Perola*, Astron. Astrophys., 45, 223, 1975.
3. *T. W. Noonan*, Ap. J., Suppl. ser., 45, 613, 1981.
4. *G. R. Gisler, G. K. Miley*, Astron. Astrophys., 76, 109, 1979.
5. *W. J. Jaffe, L. Rudnick*, Ap. J., 233, 453, 1979.
6. *R. J. Hantsch, W. C. Erikson*, A. J., 85, 183, 1980.
7. *R. J. Hantsch*, Astron. Astrophys., 116, 137, 1982.
8. *H. Gursky, A. Solinger, E. M. Kellogg, S. Murray, H. Tananbaum, R. Giacconi, A. Cavaliere*, Ap. J., 173, L99, 1972.
9. *W. Gorman, E. Kellogg, H. Gursky, H. Tananbaum, R. Giacconi*, Ap. J., 178, 309, 1971.
10. *A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, J. Grindlay*, Ap. J., 248, 47, 1981.
11. *G. Branduardi-Raymont, D. Fabricant, E. Feigelson, P. Gorenstein, J. Grindlay, A. Soltan, G. Zamorant*, Ap. J., 248, 55, 1981.
12. *P. Focardi, B. Marano, G. Vettolani*, Astron. Astrophys., 136, 178, 1984.
13. *G. O. Abell*, Ap. J., Suppl. ser., 3, 211, 1958.
14. *A. A. Letr, S. van den Bergh*, Ap. J., Suppl. ser., 34, 381, 1977.
15. *H. J. Rood, G. N. Sastry*, P. A. S. P., 83, 313, 1972.
16. *W. Cash, R. F. Malina, R. S. Wolff*, Ap. J., 209, L111, 1976.
17. *G. M. Richter*, Astron. Nachr., 299, 283, 1978.
18. *K. Fritze*, Astron. Nachr., 303, 237, 1982.
19. *S. E. Strom, K. M. Strom*, A. J., 83, 732, 1978.
20. *G. Chincarini, H. J. Rood*, Ap. J., 188, 321, 1971.
21. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир., 1977, стр. 288.
22. *A. Sandage*, Ap. J., 178, 1, 1972.
23. *A. Sandage*, Ap. J., 183, 711, 1973.
24. *B. A. Peterson*, A. J., 75, 695, 1970.
25. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1964.
26. *И. Д. Караченцев, А. И. Копылов*, Письма АЖ, 3, 246, 1977.
27. *D. W. Weedman*, Ap. J., 195, 587, 1975.
28. *G. O. Abell*, Problems of Extragalactic Research, ed. G. Mc Vittie, London, 1962, p. 213.
29. *T. B. Austin, J. V. Peach*, M. N. RAS, 168, 591, 1974.
30. *G. O. Abell*, Ap. J., 213, 327, 1977.
31. *M. J. Bucknell, J. G. Godwin, J. V. Peach*, M. N. RAS, 188, 579, 1979.
32. *J. Melnick, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 215, 401, 1978.
33. *D. Carter, N. Metcalfe*, M. N. RAS, 191, 325, 1980.
34. *A. Dressler*, Ap. J., 226, 55, 1978.
35. *A. T. Kalloghltan, A. G. Egikyan, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato*, Astrofizika, 19, 183, 1983.
36. *A. G. Egikyan, A. T. Kalloghltan, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato*, Astrofizika, 21, 21, 1984.
37. *N. A. Bahcall*, Ap. J., 187, 439, 1974.

УДК: 524.6—325.4:520.353

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА

Поступила 4 января 1985

Принята к печати 8 мая 1985

Приведены лучевые скорости, абсолютные величины $M_{H\beta}^c$ и линейные диаметры A_{25} для 81 изолированной галактики из каталога [1].

Программа определения лучевых скоростей изолированных галактик из каталога [1] выполнялась как дублирующая (при изображениях хуже среднего) во время спектральных наблюдений на 6-м телескопе САО АН СССР в течение 1981, 83—84 гг. В 1981 г. использовался спектрограф УАГС с ЭОП УМ-92 [2], в 1983—84 гг. — УАГС с ЭОП М9ЦВ [3]. Дисперсия составляла около 110 Å/мм, спектральное разрешение — порядка 5 Å в обоих случаях, спектральный диапазон — (3700—5700) Å и (5500—7000) Å.

Выбор объекта определялся зачастую погодными условиями, но в основном мы наблюдали галактики с $\delta > 38^\circ$ (область, недоступная радиотелескопу в Аресибо, на котором в последнее время получены V_{21} для 300 изолированных галактик [4]). К настоящему времени около 500 изолированных галактик имеют измеренные лучевые скорости.

В табл. 1 приводятся следующие данные: 1 столбец — номер по Каталогу изолированных галактик [1]; 2 — номер по Каталогу Нильсона [5]; 3 — морфологический тип галактики либо из [5], либо заново определенный нами на картах Паломарского обзора; 4 — лучевая скорость, исправленная за движение Солнца, V_0 (км/с). Знаком «:» помечено неуверенное определение; 5 — внутренняя ошибка измерений лучевой скорости σ_V (км/с), полученная по нескольким линиям, а в отдельных случаях — по нескольким спектрограммам; 6 — абсолютная величина галактики $M_{H\beta}^c$, вычисленная по редуцированной к системе Холмберга видимой величине $m_{H\beta}$ [6] и исправленная за внутреннее поглощение, поглощение в нашей Галактике и красное смещение; 7 — линейный диаметр до изофоты 25 m/kv . с, A_{25} , вычисленный по схеме, описанной в [6]; 8 — ха-

рактеристика спектра галактики (a — абсорбционный спектр, e — присутствуют эмиссионные линии). Постоянная Хаббла принималась равной $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$.

В примечаниях к таблице даны описания объектов по их виду на щели спектрографа, в ряде случаев уточняющие морфологический тип галактики. Заметим, что в этой работе наблюдались в среднем более слабые объекты с меньшими угловыми размерами, чем в [7] и [8]. Поэтому их классификация на картах Паломарского обзора часто не совпадает с тем описанием, которое дает наблюдатель.

Там же приведены значения лучевых скоростей, определенные по линии H I 21 см.

Авторы благодарят А. И. Копылова за участие в наблюдениях.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

RADIAL VELOCITIES OF ISOLATED GALAXIES

I. D. KARACHENTSEV, V. E. KARACHENTSEVA

The radial velocities, absolute magnitudes $M_{H\alpha}$ and linear diameters A_{25} for 81 isolated galaxies from [1] are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Караченцева, Каталог изолированных галактик, Сообщения CAO, 8, 3, 1973.
2. В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, Изв. CAO (Астрофиз. исслед.), 13, 76, 1981.
3. Г. И. Брюхневич, Л. В. Гяленен, А. Ф. Клепов, С. В. Липатов, А. Е. Меламид, В. А. Миллер, В. С. Рылов, Б. М. Степанов, Т. А. Скосырская, Е. И. Титков, Астрофизика, 21, 379, 1984.
4. M. P. Haynes, R. Giovanelli, Neutral Hydrogen in Isolated Galaxies, Preprint NAIC 191, December 1983.
5. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, 1973.
6. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, А. Л. Щербановский, Изв. CAO (Астрофиз. исслед.), 19, 3, 1985.
7. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, Астрофизика, 15, 589, 1979.
8. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, Письма АЖ, 7, 195, 1981.
9. J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry, Ap. J., Suppl. ser., 52, 89, 1983.

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ И АБСОЛЮТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
81 ИЗОЛИРОВАННОЙ ГАЛАКТИКИ

№ киг	№ UGC	Тип	V_0 км/с	$\pm \Delta V$ км/с	$M_{H\alpha}$	A_{25} мпс	Спектр
1	2	3	4	5	6	7	8
10	121	SBc	5190	30	-19.8	21.5	e
20	236	E	5354	50	-20.1	17.2	a
66	1285	Sb	4856	40	-20.3	23.4	e
107	1975	Sc	3350	20	-18.9	11.3	e
140	2964	Sc	9028:	40	-20.9	33.6	e
142	—	Sc	8109	70	-20.4	22.0	e
144	2988	Sb	3682	60	-19.4	35.8	a
153	3160	S0	4734	60	-20.6	23.3	a
154	3171	SB:c	4515	20	-19.6	15.9	e
160	—	Sb	4184	60	-19.4	10.7	a
161	—	S0	7825	80	-20.5	16.7	a
163	—	Sa	1279	20	-16.6	3.6	e
164	—	E	9171	25	-20.6	10.7	e
167	3453	SB...pec	1181	30	-17.1	3.9	e
169	—	S0	11241	40	-21.0	18.3	e
170	3472	S0	5382	70	-19.8	20.5	a
174	—	E	10957	40	-21.2	23.8	a
178	—	E	7695	50	-20.4	12.5	a
179	—	E	5858	60	-19.8	9.1	a
181	3764	SB...	4241	30	-20.4	24.0	e
182	—	Sc	10028	30	-20.9	21.4	e
184	—	S0	6130	70	-19.8	9.5	a
193	3876	Sc	584	40	-18.4	4.7	e
194	3890	Sb	2236	25	-18.3	8.6	e
195	3898	Sb	6790	50	-20.3	23.2	a
200	3968	SBc	7036:	60	-20.5	47.5	e
206	—	Sc	6670	90	-19.8	20.4	a
209	—	Sa	4148:	80	-19.4	13.7	a
213	—	S0	5861	50	-20.3	17.7	a
215	4094	Sa/SBb	7075	60	-20.7	31.8	a
218	—	Sb	5462	60	-19.3	16.5	e
222	4158	SBb/Sc	5352	75	-20.1	23.7	e
228	—	E	8709	60	-20.2	9.5	a
230	—	Sb	6130	35	-19.5	18.8	e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
251	4398	Sb/Sc	11229	40	-21.5	54.0	e
252	4403	Sb	9381	40	-21.4	32.0	e
256	—	E	6813	70	-19.7	7.4	a
262	—	Sb	7839	65	-20.2	18.6	e
265	4499	Sc	5010	76	-20.9	63.4	e
266	4495	Sc	6804	40	-20.3	26.4	e
322	—	Sa	1882	80	-17.5	3.7	e
323	4965	Sc	7935	20	-20.8	26.5	e
328	5002	SB...	6417	20	-20.4	18.4	e
349	5101	Sb	12933:	30	-21.2	18.6	e
366	5184	SBb	6566	50	-20.3	21.9	a
375	—	E	14080	110	-21.6	25.1	a
390	5402	Sb	9163	60	-21.3	38.8	a
392	—	S0	7722	80	-20.7	21.3	a
395	—	Sa	14244	60	-21.4	34.3	a
407	5540	Sc:	1135	40	-17.1	5.3	e
412	—	E	12814	120	-21.0	25.4	a
420	5680	S0	7125	100	-20.7	25.7	a
421	5700	Sb/SBb?	6844	50	-20.3	36.4	a
425	—	E	9261	60	-20.3	18.0	a
427	—	E	7023	80	-19.8	13.6	a
437	—	E	7635	60	-20.8	14.2	a
457	6121	Sb	6480	30	-20.1	29.7	e
468	—	Sa	9830	50	-21.0	30.1	e
476	6383	Sc	3186	30	-18.6	12.5	e
498	6714	S0	2949	50	-18.6	7.7	e
522	—	E	6157	40	-20.0	9.1	e
532	—	Sb	7203	30	-20.2	17.9	e
548	7885	SBa:	6388	60	-20.5	24.5	a
644	—	Sb	8404	80	-20.5	24.1	e
661	9734	Sm	3384	20	-18.4	16.0	e
666	9773	Sa	3695	50	-19.4	20.2	a
671	9826	SBc	8960	20	-20.8	41.0	e
684	9874	E	5601	60	-20.4	17.8	a
692	9944	S...	7666	20	-21.1	39.3	e
701	—	S0	23053	120	-22.4	23.3	a
798	10803	E	1405	40	-19.0	6.9	a
829	—	E	11769	50	-21.9	24.2	e

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
843	11089	Sc	9590	30	-21.1	35.0	a
849	—	Sb	8366	40	-20.5	31.5	a
855	11300	Sc	796	30	-18.5	10.6	a
861	11352	SBb-c	6903	35	-20.4	26.5	a
866	—	Sc	8356	30	-21.1	29.5	a
906	11723	Sb	5035	30	-20.5	29.5	a
971	12082	dS	1128	55	-16.3	11.2	a
985	12178	Sm	2171	30	-19.0	21.3	a
1023	12646	SBb	8127	30	-21.6	62.4	a

Примечания

- 10 — Диффузная; щель спектрографа располагалась под углом 70° к большой оси.
- 20 — Компактная либо эллиптическая.
- 66 — Sb либо Sa. Компактное ядро. Щель вдоль большой оси.
- 107 — Щель вдоль большой оси. $V_{0.1} = 3329$ [4].
- 140 — Диффузная. Нейтральный водород не обнаружен [4].
- 142 — Sc; видно ядро.
- 144 — Раннее определение $V_0 = 8140$ [7] ошибочно. Настоящее определение лучевой скорости близко к значению $V_{0.1} = 3872$ [4].
- 153 — S0; центральная часть весьма компактная.
- 160 — Sc.
- 161 — S0 или E; весьма компактная.
- 163 — Sb? Щель вдоль большой оси.
- 164 — E; весьма компактная.
- 167 — Sc? Щель вдоль большой оси.
- 169 — Линзовидная; щель вдоль большой оси.
- 170 — Щель вдоль большой оси.
- 174 — E; компактная.
- 178 — E? или очень далекая Sb плашмя.
- 179 — E; довольно компактная.
- 181 — Sc; щель вдоль большой оси.
- 182 — Sc; щель под углом 45° к большой оси.
- 184 — Щель под углом 30° к большой оси.
- 193 — Диффузная; щель под углом 45° к большой оси. $V_{0.1} = 809$ [4].
- 194 — Sb; щель вдоль большой оси.
- 195 — Sa или S0; довольно компактное ядро.

- 200 — Sc; круглая.
- 206 — Sa; ядро довольно яркое.
- 209 — E или Sa.
- 213 — E.
- 215 — Звездообразное ядро, окруженное ореолом.
- 218 — Sc; диффузная; ядро не звездообразное.
- 222 — $V_{0.1} = 5418$ [4].
- 228 — E; компактная.
- 230 — Sc—Sd; ядра не видно.
- 251 — Sa—Sb; ядро не звездообразное. Щель под углом 40° к большой оси.
- 252 — Диффузная; щель вдоль большой оси. $V_{0.1} = 9383$ [4].
- 256 — Компактная.
- 262 — E; компактная; щель вдоль малой оси. Эмиссионные линии ушарены.
- 265 — В каталоге [1] координаты и звездная величина были приведены с ошибкой. Приводим правильные значения: $\alpha_{1950} = 08^h 34^m 00^s$, $\delta_{1950} = +51^\circ 50'$; $m_p = 14.0$. Галактика очень диффузная; видно слабое диффузное ядро. Щель ориентирована примерно вдоль перемишки. На галактику (0.7 от центра) проектируется объект Марк 94 размером 0.12×0.12 с $m = 16.50$ и $V_0 = 762$ [9]. Мы определили также лучевую скорость у галактики 15.3 с $\alpha_{1950} = 08^h 32^m 9^s$, $\delta_{1950} = +53^\circ 54'$, ошибочно включенной в каталог [1]. Она слегка вытянутая, со слабым ядром. Исправленная лучевая скорость $V_0 = 9646 \pm 30$.
- 266 — Sbc; щель под углом 25° к большой оси.
- 322 — Sc; плашмя.
- 323 — Щель вдоль большой оси. $V_{0.1} = 7926$ [4].
- 328 — $V_{0.1} = 6449$ [4].
- 366 — Sa—Sb? Щель под углом 80° к большой оси.
- 375 — E?
- 392 — S0; довольно компактная.
- 395 — Sa; щель вдоль малой оси.
- 407 — Щель вдоль малой оси.
- 412 — Компактная.
- 420 — S0; щель вдоль большой оси.
- 425 — Компактная.
- 427 — E.
- 437 — E; компактная.
- 457 — Щель вдоль большой оси.
- 468 — Довольно компактная.

- 476 — Спиральная галактика, видимая с ребра. Щель вдоль большой оси.
- 498 — Sb; щель вдоль большой оси.
- 522 — E; компактная.
- 532 — Довольно компактная ядерная область.
- 548 — Почти звездообразное ядро.
- 661 — Диффузная; ядра не видно. Щель вдоль большой оси.
- 666 — Sa либо Sb. Виден очень тонкий диск.
- 671 — Щель вдоль перемычки.
- 692 — Щель вдоль большой оси. Спектр богат эмиссионными линиями. Запрещенные линии N_1 и N_2 широкие и асимметричные; $H\beta$ более слабая и узкая, чем N_1 и N_2 . Может быть отнесена к типу сейфертовских галактик.
- 701 — К настоящему времени это самая далекая из наблюдавшихся изолированных галактик.
- 798 — Sa; видно асимметрично расположенное ядро умеренной компактности.
- 829 — Весьма компактная; ядра не видно.
- 843 — Sc; диффузная, видно слабое ядро. Щель вдоль большой оси.
- 849 — Щель вдоль большой оси.
- 855 — Sb или Sc. Сбоку от центра видна пылевая полоса. Ядра не видно. Щель вдоль большой оси.
- 861 — Ядра не видно. Щель под углом 20° к большой оси.
- 866 — Sb; щель под углом 20° к большой оси.
- 906 — Sc; щель под углом 45° к большой оси.
- 971 — DDO 213. Очень диффузная. $V_{0.1} = 1081$ [4].
- 985 — Проектируются звезды. $V_{0.1} = 2139$ [4].
- 1023 — Sc; ядро весьма компактное. Щель вдоль малой оси. $V_{0.1} = 8273$ [4].

УДК: 524.6:520.27

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ
КОНТИНУУМОМ НА ЧАСТОТЕ 102 МГц. II

В. С. АРТЮХ, Р. А. КАНДАЛЯН, М. А. ОГАННИСЯН, В. А. САНАМЯН

Поступила 14 февраля 1985

Принята к печати 8 мая 1985

Приводятся результаты наблюдений 67 галактик с ультрафиолетовым континуумом на частоте 102 МГц методом мерцаний на неоднородностях межпланетной плазмы. Оценены угловые размеры мерцающих компонентов ряда галактик.

В течение 1981—1983 гг. нами были продолжены наблюдения галактик с УФК на частоте 102 МГц с помощью радиотелескопа БСА ФИАН СССР методом мерцаний на неоднородностях межпланетной плазмы [1]. Параметры радиотелескопа БСА, методика наблюдений и обработки данных приведены в [1].

В данной статье приводятся результаты наблюдений 67 галактик с УФК (табл. 1, 2), среди которых 58 являются Sy галактиками, 2—BL Lac. Из 58 Sy галактик 33 являются Sy 1, 20 — Sy 2, а 5 — Sy 1.5. Список литературы, откуда брались спектроскопические и другие оптические данные этих галактик, приведен в [1, 2].

В табл. 1 приведены результаты наблюдений 11 галактик, у которых было обнаружено радиоизлучение на частоте 102 МГц. В ней последовательно даны название галактики, полный поток на 102 МГц, поток мерцающего компонента, угловой размер мерцающего компонента (немерцающие источники, с плотностью потока более 1 Ян, должны иметь угловые размеры больше $1''.5$), солнечная элонгация, тип галактики и комментарии. В табл. 2 приведен список 56 галактик, радиоизлучение от которых не было обнаружено на частоте 102 МГц. Обозначения в этой таблице такие же, что и в предыдущей. В этих таблицах, в столбцах «тип галактики» цифры 1, 1.5, 2 относятся к сейфертовским галактикам.

Для некоторых галактик из табл. 1, 2 результаты наблюдений полученных в широком диапазоне радиочастот, а также другие их свойства обсуждались нами в работе [2]. Поэтому остановимся только на некоторых объектах табл. 1, имеющих, на наш взгляд, примечательные особенности радио, инфракрасного, оптического и рентгеновского излучения.

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ С ОБНАРУЖЕННЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ НА 102 МГц

Галактика	S (Ян)	S_M (Ян)	θ''	ϵ'	Тип галактики	Примечания
Марк. 382	4.8	—	—	19	1	нм*, на 40" раньше виден мерцающий источник
421	3.5	1.5	<0.3	50	BL Lac	Возможно, есть второй мерцающий компонент (суммарный поток этих компонентов ~ 2.5 Ян)
501	4.8	2.0	<1	72	BL Lac	На 30" позже виден мерцающий источник 5.8 Ян
854	1.2	—	—	38	1	нм, на уровне путаницы
871	1.0	—	—	40	1	нм, на уровне путаницы
993	3.0	—	—	36	2?	нм
1218	5.2	—	—	21	1	нм
NGC 1068	24.0	5.0	0.2	30	2	
4074	3.0	—	—	35	2	Видны слабые мерцания
4151	6.0	0.8	0.1	33	1.5	
5548	<2	0.8	0.1	30	1	

* нм — источник не мерцает.

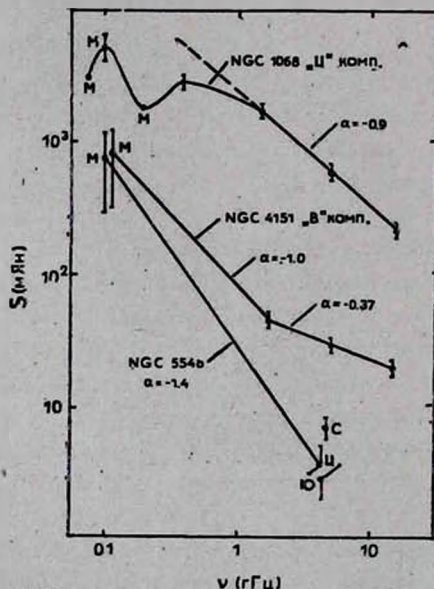


Рис. 1. Спектры галактик NGC 1068, 4151, 5548.

Радиоспектры галактик NGC 1068, 4151, 5548 приведены на рис. 1, где буквами М, Ц, С, Ю, В соответственно обозначены значения потоков

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ С ВЕРХНИМИ ГРАНИЦАМИ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ.
НА 102 МГц

Галактика	S (Ян)	α°	Тип галактики	П р и м е ч а н и я
1	2	3	4	5
Марк 64	1	52	1	нм
198		46	2?	нм, путаница
309		66	2	нм, путаница
403		24	2?	нм, источник 3.5 Ян виден на 30" позже
423		47	2?	нм, сложная область, путаница 3—4 Ян
471	1	30	1	нм
493	1	25	1.5?	нм
530		58	1	нм, мешает неотожествленный источник 11.4 Ян
533	1	64	2	нм
543	1	69	1	нм
612	1	24	2	нм
634		50	1	мешает Тел 1055+206, $S=5$ Ян, $S_M=5$ Ян, $\theta=0''.1$
662	1	50	2	нм
699	3	35	1	на 1 ^m 6 позже виден мерцающий источник
704		28	1	Сложная область, путаница ~ 2 Ян
715	3	31	2?	нм, сложная область
716	3	31	Sy?	нм, сложная область
728	4	45	1.5	нм, сложная область
734	2	50	1	нм
744	2	50	1	нм
759	2	20	Sy?	нм
766	2	30	1	нм
813	1	41	1	нм
896		25	1?	на 1 ^m позже мерцающий источник 7 Ян
917	1	69	2	нм
929	1	42		нм, на 1 ^m раньше источник 15 Ян
1066	2	35	2	нм
1098	3	28	2	нм, сложная область
1148		30	Sy?	нм, на 2 ^m позже источник 6 Ян
1187	1	40	1	нм
1239	2	36	1.5	нм
1243	2	41	1	нм
1269	2	42	1.5	нм
1298	2	20	1	нм

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5
1310	2	64	1	нм
1347	2	24	1	нм
1376		30	2?	на 1 ^m 2 раньше мерцающий источник 4 Ян
1383	3	22	1	слабые мерцания
NGC 3227	2	25	2	нм
4051	2	30	1	нм
4286	2	25	Sy?	нм
4388		22	2?	мешает 3C 274
4939	3	40	2?	нм, путаница
53501	2	26	Sy?	нм. на 40 ^s раньше виден мерцающий источник (100 ^o / ₀), $S_M=3$ Ян
5353/		26		
7469	1	65	1	нм
7672	1	40	2?	нм
UGC 10683 B	1	26	1	нм
Топ 524 а	3	43	1	нм
I Zw 1		22	1	сложная область, виден мерцающий источник $S=5$ Ян, $S_M=2.4$ Ян, $\theta=1''$
II Zw 1	2	30	1	нм
III Zw 2	1	30	1	нм
Zw 0033+45	1	48	1	нм
V Zw 86	1	65	2	нм
II Zw 136	2	27	1	нм
Tol 1059+10	2	20	1	нм

мерцающего, центрального, северного, южного и восточного компонентов радиоисточника. Там же приведены название галактики и значение среднего спектрального индекса в исследуемом диапазоне частот.

Марк 421 (B2 1101+38). Галактика типа BL Lac, без эмиссионных линий в оптическом диапазоне [3]. Она показывает переменность излучения в радио, оптическом и рентгеновском диапазонах [4—9]. Эта галактика (а также Марк 501) ранее наблюдалась на частоте 102 МГц Артюхом и Ветухновской [10]. Радиоспектр и радиоструктура Марк 421 хорошо изучены в широком диапазоне частот [4, 6, 7, 11]. Маркарян 421 имеет радиоструктуру типа ядро-гало. Излучение гало на частоте 1.4 ГГц [11] составляет 29%, а на 102 МГц, примерно 50% общего потока. Такой вклад гало в интегральное излучение сказывается на интегральном спектре галактики. В диапазоне частот 102—408 МГц спектр является крутым, с $\alpha = -0.9$ ($S \sim \nu^\alpha$), а в области коротких волн — пологим с $\alpha = -0.3$.

Марк 501 (4C 39.49). Галактика типа BL Lac. Радиоспектр этой галактики в диапазоне частот от 102 МГц до 10 ГГц в пределах ошибок измерений является пологим, а в области частот выше 10 ГГц намечается спад [4, 5, 12]. Морфология Марк 501 в радио и оптическом диапазонах практически не изучалась.

NGC 1068 (3C 71). Одна из немногочисленных сейфертовских галактик, у которой удалось обнаружить присутствие нескольких радиокомпонентов [13—16]. На рис. 1 приведена спектральная кривая центрального компонента NGC 1068. В работе [1] было отмечено, что у сейфертовских галактик второго типа завалы спектров, обусловленные ослаблением излучения источника ионизированной средой, должны происходить на более низких частотах, чем у сейфертовских галактик первого типа. В случае NGC 1068 наблюдаемые низкочастотные завалы скорее всего обусловлены этим механизмом, чем синхротронным самопоглощением. Действительно, согласно [14] на частотах ниже 408 МГц при синхротронном самопоглощении угловой размер ядерного компонента NGC 1068 должен быть $\leq 0.''01$. Однако, согласно нашим наблюдениям, а также работам [13, 14], угловой размер этого компонента существенно больше $0.''01$. Согласно оценке Падлера и др. [14], примерно 80% низкочастотного излучения поглощается ионизированной средой (эту оценку можно легко получить из спектральной кривой NGC 1068). Плотности потоков NGC 1068 на других частотах брались из работ [13, 14, 16—18].

NGC 4151. Эта галактика исследовалась от радиоволн до γ -лучей. Однако данные о радиоструктуре появились только в последние годы [13, 19].

Первоначально NGC 4151 классифицировалась как сейфертовская галактика первого типа [20]. Однако в настоящее время ее классифицируют как Sy 1.5 [21].

Как и в случае сейфертовских галактик Марк 6, 231, NGC 2992, 5548, в NGC 4151 вероятно имеет место выброс газа и пыли из ядра в области образования эмиссионных линий [22].

Согласно работам [13, 19] в NGC 4151 радиоисточник состоит из четырех компонентов с общей протяженностью $3.''5$. Данные наблюдений и теоретические расчеты этих авторов хорошо согласуются с моделью выброса радиокомпонентов из родительской галактики — ситуация, которая часто встречается у радиогалактик.

На рис. 1 приведена спектральная кривая восточного компонента галактики, который совпадает с оптическим объектом. Этот компонент имеет плоский спектр на высоких частотах (данные на других частотах брались из [13, 19]) и является более интенсивным, чем другие компоненты. По-

этому мы считаем, что мерцания на 102 МГц наблюдаются от этого компонента. Согласно работе [13] угловой размер «В» компонента на частоте 15 ГГц составляет $0.''11$. Это значение хорошо согласуется со значением углового размера, полученного из наших наблюдений. Отсутствие данных наблюдений для «В» компонента в диапазоне частот от 1.7 ГГц до 102 МГц не позволяет более точно определить спектральный индекс радиоисточника в области низких частот.

NGC 5548. Известная сейфертовская галактика. Она исследовалась практически во всем диапазоне электромагнитного спектра [9].

Радиоструктура этой галактики исследовалась на частоте 5 ГГц с помощью VLA [23]. В этих наблюдениях центральный источник не был разрешен, а северный и южный компоненты имеют угловые размеры $9'' \times 3''$, $5'' \times 2.''5$ соответственно. Центральный компонент радиоисточника является более интенсивным, чем другие. Если принять, что мерцания на частоте 102 МГц наблюдаются именно от этого компонента, тогда его угловой размер составляет $0.''1$. На рис. 1 приведен спектр центрального компонента, который совпадает с оптическим объектом.

Марк 382, 854, 871, 993, 1218, NGC 4074. Эти галактики мало исследованы в радио и других диапазонах спектра, что затрудняет обсуждение их свойств.

Удивляет наличие крутых спектров ($\alpha \simeq -2$) для галактик Марк 382, 871, NGC 4074 в диапазоне частот от 102 МГц до 1.4 ГГц [24]. По всей вероятности, в этих случаях нами наблюдались неотожествленные источники поля. Разумеется, что для них необходимы дополнительные наблюдения с высоким угловым разрешением.

Недавно Артюх и Ветуховская [25] проводили наблюдения 73 сейфертовских галактик на 102 МГц с помощью БСА. Из этих объектов 25 галактик не входят в наш список ([1] и настоящая работа). Среди 25 галактик 5 являются радиогалактиками с широкими эмиссионными линиями, один рентгеновский источник NGC 2110 с узкими эмиссионными линиями, а остальные 19 — сейфертовские объекты. Мерцающий компонент был обнаружен у всех 5 радиогалактик, а из 19 сейфертовских галактик — только у двух (3C 84, 120). Результаты этих наблюдений будут использованы нами в дальнейшем, при обсуждении радиосвойств сейфертовских и радиогалактик.

Авторы благодарят сотрудников группы эксплуатации БСА за оказанную помощь в наблюдениях.

РАС ФИАН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET
CONTINUUM AT 102 MHz. II

V. S. ARTYUKH, R. A. KANDALIAN, M. A. HOVANISSIAN, V. A. SANAMIAN

The results of the interplanetary scintillation at 102 MHz of 67 galaxies with ultraviolet continuum are presented. The angular sizes of the scintillating components for some of the galaxies are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Санамян, *Астрофизика*, 18, 215, 1982.
2. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян, *Астрофизика*, 19, 429, 1983.
3. М. Н. Ulrich, *Ap. Lett.*, 14, 89, 1973.
4. G. Kojolas, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. M. Toumassian, C. R. Purton, *Ap. J.*, 203, 323, 1976.
5. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
6. G. Colla, C. Fantl, R. Fantl, I. Giola, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, M. H. Ulrich, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 20, 1, 1975.
7. В. Г. Малумян, *Астрон. цирк.*, № 1247, 1, 1982.
8. H. R. Miller, *Ap. J.*, 201, L109, 1975.
9. A. S. Wilson, *Proc. Roy. Astron. Soc. London, A.*, 366, 461, 1979.
10. В. С. Артюх, Ю. Н. Вегухновская, *Астрон. ж.*, 58, 689, 1981.
11. V. K. Karahi, *Astron. Astrophys.*, 74, L11, 1979.
12. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 14, 623, 1978.
13. A. S. Wilson, J. S. Ulvestad, *Ap. J.*, 263, 576, 1982.
14. A. Padlar, R. V. Booler, R. E. Spencer, O. J. Stewart, *M. N. RAS*, 202, 647, 1983.
15. J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, R. A. Sramek, *Ap. J.*, 247, 419, 1981.
16. J. J. Condon, M. A. Condon, G. Gislis, J. J. Puschell, *Ap. J.*, 252, 102, 1982.
17. A. C. S. Readhead, A. Hewish, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 78, 1, 1974.
18. M. H. Cohen, E. J. Gundermann, D. E. Harris, *Ap. J.*, 150, 767, 1967.
19. R. V. Booler, A. Padlar, E. D. Davies, *M. N. RAS*, 199, 229, 1982.
20. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.
21. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, *M. N. RAS*, 176, 61P, 1976.
22. T. M. Heckman, G. K. Miley, W. J. W. van Braugel, H. R. Butcher, *Ap. J.*, 247, 403, 1981.
23. A. S. Wilson, A. G. Willis, *Ap. J.*, 240, 429, 1980.
24. A. S. Wilson, E. J. H. Meuzers, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 50, 217, 1982.
25. В. С. Артюх, Ю. Н. Вегухновская, *Письма АЖ*, 9, 86, 1983.

УДК: 524.726—327

ОБ УГЛОВЫХ МОМЕНТАХ ГАЛАКТИК

М. Г. АБРАМЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 19 марта 1984

Принята к печати 3 апреля 1985

Приведены результаты статистического исследования зависимостей углового момента вращения спиральных галактик от различных их интегральных характеристик на основе трех однородных выборок HI наблюдений 687 объектов. Утверждено соотношение $I \sim M^2$ для связи «угловой момент — масса» галактик с $\alpha = 5/3$. Поздние типы SB-галактик характеризуются большим значением степени α . Включением в выборку спиральных галактик других типов астрономических объектов получена связь $I \simeq 5 \cdot 10^{-16} \cdot M^{1.99}$, справедливая почти для всего спектра наблюдаемых объектов. Утверждается, что однопараметрические соотношения типа «угловой момент — масса» не полностью описывают состояние вращения космического объекта и приводятся результаты статистического исследования двухпараметрических зависимостей «угловой момент — HI масса — полная масса» и «угловой момент — HI масса — скорректированный полный цвет». Последнее соотношение имеет место как для всего спектра спиральных галактик, так и для галактик отдельных морфологических типов.

1. Введение. Изучение статистических связей между различными интегральными характеристиками наблюдаемых астрономических объектов представляет большой интерес с точки зрения проблемы их образования и эволюции. Так как вращение свойственно в основном всем типам объектов (по-видимому, и Метагалактике [1]), то в последнее время все большее внимание уделяют на статистическую связь «угловой момент — масса». Впервые о такой связи сообщалось в работе [2], где была получена связь $I \sim M^2$ для объектов широкого диапазона масс — начиная от планет и кончая скоплениями галактик — свыше двадцати порядков величин в диапазоне масс.

Дальнейшее изучение этой связи для отдельных классов астрономических объектов показало, что для них с хорошей точностью реализуется связь $I \sim M^\alpha$ с $\alpha = 5/3 + 7/4$ (см. [3] и цитированную в ней литературу). Эти результаты были обобщены и обсуждены в работе [3], где авторы получили хорошее согласие формулы $I \sim M^{5/3}$ для отдельных классов астрономических объектов, состоящих из: 18 астероидов, планет и спут-

ников; 29 тесных и 99 визуально-двойных звезд; 18 скоплений звезд, балджев спиральных галактик и эллиптических галактик; 88 спиральных галактик.

В настоящей работе приводятся результаты статистического исследования зависимостей углового момента вращения спиральных галактик от различных их интегральных характеристик на основе большого числа однородных HI наблюдений Балковского* [4], Боттинелли и др. [5] — соответственно 126 и 407 спиральных галактик всех морфологических типов и данные о 154 спиральных галактиках поздних типов ($\tau \geq 4$) Шостака [6].

2. Статистическая связь «угловой псевдомомент — индикативная полная масса». Введем в рассмотрение величину

$$I_x = M_l R v_m, \quad (1)$$

где M_l — индикативная полная масса, R — фотометрический линейный радиус, v_m — максимальная скорость вращения, определенная с помощью ширины линии 21 см водорода. Определенную таким образом величину назовем угловым псевдомоментом галактики, а величину

$$j_x = R v_m \quad (2)$$

— удельным псевдомоментом вращения, чем и будем характеризовать характерные значения угловых моментов галактик.

В работах [5—7] приведены скорректированные значения максимальных скоростей вращения v_m для рассматриваемых выборок галактик, с помощью которых мы получили

$$\lg j_x = \alpha + 0.50 \lg GM_l R, \quad \hat{\rho} = 1.00 (!), \quad (3)$$

где G — постоянная гравитации**, $\hat{\rho}$ — коэффициент корреляции линейной регрессии. В соотношении (3) $\alpha \approx -0.02; 0.03; -0.01$ для выборок Балковского, Шостака и Боттинелли соответственно. Столь высокая корреляция соотношения (3) объясняется тем, что в основе динамического метода определения масс галактик лежит допущение их механического равновесия. Небольшая разница в значениях α для разных выборок обусловлена различием критериев определения фотометрических диаметров (угловые диаметры галактик в выборках Шостака и Боттинелли взяты из каталога [8], а в выборке Балковского — в основном из [9]), методов оценки расстояний до галактик (у Балковского расстояния определены не за-

* Результаты настоящей работы, основанные лишь на исследовании галактик выборки Балковского, были доложены авторами в 1979 г. на общем семинаре Бюраканской астрофизической обсерватории.

** В работе используется система единиц СГС.

висящими от постоянной Хаббла методами, у Шостака принято $H_0 = 75$ км/с Мпс, а у Боттинелли учтена зависимость H_0 от супергалактических координат).

В работе [10] на основе рассмотрения двух десятков галактик был предложен простой метод определения угловых моментов вращения спиральных галактик, который лежал в основе оценок угловых моментов галактик в работе [11], где впервые была получена связь $I_x \sim M^{5/3}$. Правда, в указанных работах авторы исходили из модели несжимаемой жидкости, однако предложенная ими формула с точностью до несущественного коэффициента совпадает с полученной формулой (3). Так как для поздних типов галактик Боттинелли скорректированные значения не были приведены, то угловые моменты этих галактик нами оценены на основе (3).

Статистическое исследование связи «удельный псевдомомент — индикативная масса» для галактик рассматриваемых выборок дало

$$\lg j_x = B + A \lg M_i, \quad (4)$$

где параметры линейной регрессии приведены в табл. 1. В последних двух столбцах этой таблицы приведены средние значения логарифмов M_i , j_x , в скобках — среднеквадратические отклонения.

Таблица 1

Набор галактик	Число галактик	A	B	$\hat{\rho}$	$\overline{\lg M_i}$	$\overline{\lg j_x}$
Балковского	126	0.67	0.00	0.98	44.13 (0.55)	29.71 (0.38)
Шостака	154	0.66	0.60	0.95	44.04 (0.55)	29.65 (0.38)
Боттинелли	407	0.68	-0.32	0.98	44.30 (0.51)	29.79 (0.35)

Как следует из табл. 1 (для галактик выборки Боттинелли см. также рис. 1а), с достаточно высоким значением коэффициента корреляции для трех наборов галактик реализуется классическая зависимость [11, 12]

$$j_x \simeq M_i^{2/3} \quad (5)$$

с коэффициентом пропорциональности порядка единицы.

«Классичность» соотношения (5) заключается в том, что оно легко получается из представлений о механическом равновесии этих объектов, когда вращение обусловлено гравитацией. При этом из соображений размерности получаем

$$j \simeq \frac{G^{1/2}}{\rho^{1/6}} M^{2/3}, \quad (6)$$

где ρ — средняя объемная плотность объекта. Если объект не трех-, а двух- или одномерный, то есть распределение массы в нем можно характеризовать поверхностной (σ) или линейной (τ) плотностями масс, то вместо формулы (6) получим соответственно:

$$j \approx \frac{G^{1/2}}{3^{1/4}} M^{3/4} \quad (7)$$

и

$$j \approx \left(\frac{G}{\tau} \right)^{1/2} M. \quad (8)$$

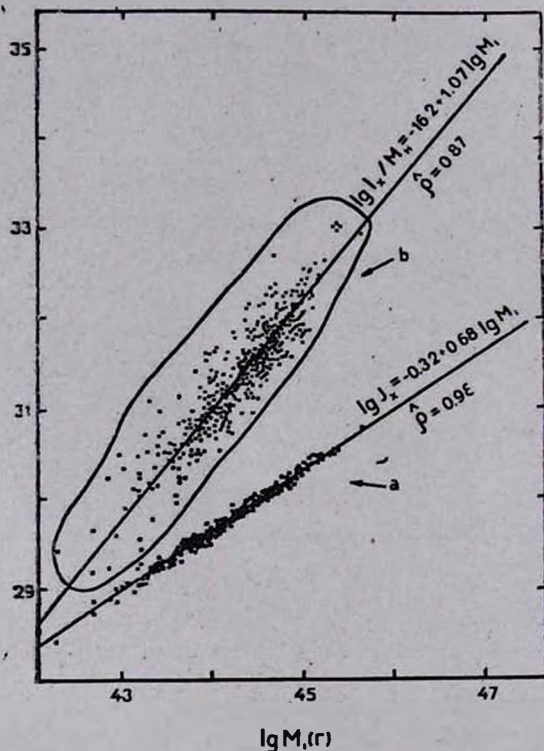


Рис. 1. На плоскости $\lg j - \lg M$ представлены зависимости от индикативных полных масс; а — угловых псевдомоментов, приходящихся на долю единицы НН массы; б — удельных псевдомоментов, на основе данных о 407 спиральных галактиках выборки Боттинелли. Прямые получены методом наименьших квадратов.

Соотношение типа (7) было получено в работах [13] на основе статистического исследования связи «угловой момент—масса» для двадцати спиральных и нерегулярных галактик, используя кривые вращения Бранд-

та и Белтона [14]. Впоследствии этот результат был подробно обсужден Фриманом [15], который путем исключения эффекта сфероидального компонента показал справедливость соотношения (7) для дисков S0 и спиральных галактик.

Аналогичным образом следует ожидать выполнения соотношения (8) для сильно выпянутых баров SB-галактик, если устранить эффект сфероидального компонента и рукавов. Впрочем, для SB-галактик поздних типов и без исключения вышеуказанных эффектов получается сравнительно более быстрый рост углового момента от массы, чем для полной выборки. Так, например, для SB-галактик выборки Шостака (их всего 37) получается

$$\lg j_x = -2.3 + 0.73 \lg M_i, \hat{\rho} = 0.98 \quad (9)$$

вместо

$$\lg j_x = 0.6 + 0.66 \lg M_i, \hat{\rho} = 0.95 \quad (10)$$

для полной выборки галактик Шостака. Исключение эффекта сфероидального компонента, по-видимому, приведет к еще большему увеличению коэффициента при $\lg M_i$.

Что касается формулы (6), то она выражает не только качественную сторону статистического соотношения (5), но и с хорошей точностью дает порядок величины коэффициента пропорциональности. Действительно, для галактик средняя объемная плотность порядка $\rho \simeq 10^{-24}$ г/см³ и поэтому в формуле (6) для галактик коэффициент $G^{1/2} \rho^{-1/6}$ получается порядка единицы, как и в (5). Более того, в работе [3] утверждается, что указанное свойство формулы (6) имеет место и для других однородных групп астрономических объектов.

3. Соотношение «угловой момент—масса» для всего спектра астрономических объектов. Если для однородных групп объектов справедлива связь (6), то, как уже отмечалось вначале, для набора, состоящего из разнородных космических объектов, характеризующегося большим диапазоном изменения масс, размеров и скоростей вращения, имеет место аналогичное соотношение $j \sim M^\alpha$ с близким к единице значением α [3, 16—18]. Мы также рассмотрели эту связь, дополняя полную выборку рассматриваемых нами галактик данными об угловых моментах и массах астероидов, планет, звезд главной последовательности, звездных скоплений и скоплений галактик из [19], а также данными о 128 двойных звездах из [20, 21] — всего 846 различных объектов, массы которых меняются в диапазо-

не $22 \leq \lg M_i \leq 48$. Статистическая связь «удельный момент вращения — масса» для этой выборки получается в виде

$$\lg j = -15.7 + 0.985 \lg M, \quad \hat{r} = 0.98, \quad (11)$$

что приводит к еще большему приближению значения α к единице. Различные вариации числа галактик в выборке не сильно влияли на коэффициенты соотношения (11). Получается, что это соотношение не сильно зависит от эффектов селекции галактик. Соотношение (11), справедливое почти для всего спектра астрономических вращающихся объектов, несомненно, представляет определенный интерес и дальнейшее его изучение может дать важную информацию о космологическом прошлом Вселенной. Впрочем, если в формуле (8) в качестве τ брать характерную «линейную плотность» Метагалактики:

$$\tau_{MG} \simeq \frac{M_{MG}}{R_{MG}} \simeq \frac{c^2}{G}, \quad (12)$$

где $R_{MG} \simeq GM_{MG}/c^2$, c — скорость света, M_{MG} — масса Метагалактики, то получится

$$j \sim \frac{G}{c} M. \quad (13)$$

Эту же формулу можно получить в духе работы [19]. Опираясь на хорошо установленную эмпирическую связь

$$I = \hbar \left(\frac{M}{m_p} \right)^2 \quad (14)$$

между спином I и массой M тяжелых адронов и адронных резонансов и умножая I на постоянную «гравитационной тонкой структуры» $Gm_p^2/\hbar c$, где $\hbar$ — постоянная Планка, m_p — масса протона, опять получим (13). О связи $I \sim M^2$ и о формуле (13) см. также [17, 18].

4. Относительно результатов, приведенных в разделах 2 и 3, возникает вопрос: вместо истинных значений масс (M) и угловых моментов (I) объектов мы пользовались характерными величинами M_i ; I_x . Насколько правильно отражает статистическая зависимость $I_x = f(M_i)$ связь между соответствующими истинными параметрами? Действительно, ведь всегда можно представить

$$M_i = \beta_i M; \quad I_x = \beta_x I, \quad (15)$$

где β_i и β_x , вообще говоря, могут быть функциями от M и I . Повтому, если

статистика дает $I_x \sim M_i^2$, то она будет правильно отражать связь между истинными параметрами лишь при условии $\beta_x \cdot \beta_i^* = \text{const}$. Здесь, по-видимому, важным является вклад нерегистрированных масс и моментов вращения периферийных частей галактик. Для выяснения этого вопроса мы воспользовались результатами работы [12], где в предположении о постоянстве отношения масса/светимость во внешних областях дисков автор путем экстраполяции кривых вращений для 17 спиральных галактик определил их истинные (скорее всего верхние пределы) значения масс и угловых моментов и получил статистическую связь.

$$\lg j = -0.4 + 0.67 \lg M, \quad \hat{\rho} = 0.98. \quad (16)$$

Мы рассмотрели аналогичную связь этих же величин до их экстраполяции и получили

$$\lg j_x = -1.3 + 0.70 \lg M_i, \quad \hat{\rho} = 0.96, \quad (17)$$

что в пределах ошибок неплохо согласуется с соотношением (16). Это дает некоторую надежду предполагать, что полученные статистические соотношения $j_x - M_i$, в общем, правильно отражают реальные свойства объектов.

5. *Количество наблюдаемой массы HI и вращение галактик.* В этом разделе нам хотелось бы обратить внимание на то, что рассмотренные до сих пор статистические связи типа $j_x = f(M_i)$, строго говоря, не полностью отражают состояние вращения галактик и их агрегатов. Ведь существуют классы астрономических объектов, такие, как, например, шаровые скопления звезд, сферические, эллиптические галактики, часть из которых, по-видимому, и не вращается, а вращение других так медленно, что для них связь $j = j(M)$ количественно сильно отличается от полученной выше связи (5) (см., например, [22] и цитированную там литературу). Этот факт показывает, что, действительно, вращение астрономических объектов не может полностью характеризоваться значениями лишь их масс. Следовательно, нужна хотя бы вторая характеристика, которая при прочих равных условиях указывала бы на вращение или не вращение объекта, как, например, параметр сплюснутости в теории жидких фигур равновесия. Однако пример эллиптических галактик показывает, что мера сплюснутости также не может полностью характеризовать вращение объекта (сплюснутость E-галактик обусловлена анизотропией дисперсии скоростей [23]). Между тем, как хорошо известно, у вышеуказанных «аномальных» с точки зрения однопараметрического соотношения $j(M)$, объектов диффузное вещество либо не наблюдается, либо наблюдаются очень малые его

массы, в то время как быстро вращающиеся спиральные галактики содержат большие массы газа. Все это качественно кажется очевидным, так как газовая составляющая галактик и их агрегатов является столкновительной. Поэтому она должна сконцентрироваться в центральных областях невращающихся или медленно вращающихся объектов и в плоскостях симметрии (в дисках) быстро вращающихся объектов. Этот факт наводит на мысль использовать количество наблюдаемых газовых составляющих объектов как индикатор их вращения, что заставляет включить в статистическую связь $I_x - M_i$ и массы наблюдаемых газовых составляющих галактик.

На основе вышеприведенных соображений, а также с целью устранения ошибок при оценках расстояний до галактик Δ (в разных выборках галактик значение Δ оценено разными методами), мы ввели в рассмотрение величину I_x/M_n (M_n — масса нейтрального водорода, $M_n \sim \Delta^2$, $M_i \sim \Delta$, $R \sim \Delta$, поэтому $I_x \sim \Delta^3$), имеющую смысл углового момента галактики, приходящегося на долю единицы массы ее нейтрального водорода (не удельный момент вращения газа!).

Результаты исследования статистической зависимости величины I_x/M_n от индикативной полной массы в виде линейной регрессии

$$\lg \frac{I_x}{M_n} = B + A \lg M_i \quad (18)$$

представлены в табл. 2, (см. также рис. 1b), откуда видно, что с высоким коэффициентом корреляции угловой момент, приходящийся на долю единицы массы газа (отождествленного с нейтральным водородом), оказывается почти пропорциональным полной массе галактики, откуда

$$I \sim M_n M_i. \quad (19)$$

Таблица 2

Набор галактик	A	B	$\hat{\rho}$	$\overline{\lg I_x/M_n}$	$\overline{\lg M_i}$
Балаковского	1.06	-15.5	0.87	31.32 (0.68)	44.15 (0.55)
Шостака	0.92	-9.6	0.87	80.86 (0.58)	44.04 (0.55)
Боттинсали	1.07	-16.2	0.87	31.18 (0.65)	44.22 (0.53)

Это соотношение, полученное на основе анализа данных о спиральных галактиках, в отличие от соотношений (5), (11), полнее описывает свойства вращения космических объектов, включая вышеуказанные «аномальные» классы.

6. Показатель цвета $(B-V)_T^0$ и вращение галактик. Нами исследована также статистическая зависимость величины I_x/M_n от скорректированного полного цвета галактик. Параметры линейной регрессии (для галактик выборки Боттинелли см. рис. 2а)

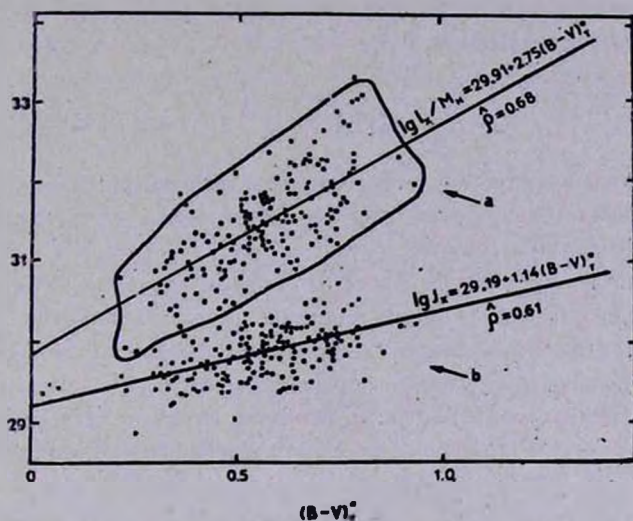


Рис. 2. Зависимости величин $\lg I_x/M_n$ — (а) и $\lg I_x$ — (б) от значений скорректированных интегральных показателей цвета $(B-V)_T^0$ для 160 галактик выборки Боттинелли. Прямые получены методом наименьших квадратов.

$$\lg I_x/M_n = B + A(B-V)_T^0 \quad (20)$$

приведены в таблице 3. Учитывая, что значения I_x/M_n и $(B-V)_T^0$ из наблюдений получаются независимыми методами и то, что обе величины не зависят от методов определения расстояний Δ до галактик, полученные

Таблица 3

Набор галактик	Число галактик	A	B	$\hat{r}^*$	$\overline{\lg(I_x/M_n)}$	$(B-V)_T^0$
Болковского**	97	2.27	29.8	0.52 (0.26)	31.34 (0.68)	0.66 (0.15)
Шостака	100	2.78	29.6	0.51 (0.26)	30.91 (0.60)	0.49 (0.11)
Боттинелли***	160	2.75	29.9	0.68 (0.20)	31.43 (0.59)	0.55 (0.14)

* В скобках приведены доверительные интервалы на уровне достоверности $p = 0.001$.

** Значения интегрального показателя цвета взяты из [7].

*** Значения $(B-V)_T^0$ взяты из каталога [8].

корреляции (достаточно устойчивые для разных однородных выборок) следует считать достаточно надежными. Важно отметить, что в отдельности параметры I_x и M_n не коррелируют с показателем цвета. Корреляция реальна (даже на уровне достоверности $p = 10^{-4}$) лишь для их отношения. Итак, для углового момента галактик получается второе двухпараметрическое соотношение

$$I_x \sim M_n \cdot 10^{A(B-V)_T^0}, \quad (21)$$

на этот раз связывающее его с количеством нейтрального водорода и интегральным показателем цвета, причем зависимость от последнего выражается показательной функцией.

Известно, что показатель цвета в среднем убывает при переходе от ранних морфологических типов к поздним типам галактик. В попытке устранения указанного эффекта нами рассматривалась зависимость (20) для галактик внутри отдельных морфологических классов. Результаты такого рассмотрения, связанного на выборке галактик Боттинелли, представлены в таблице 4, где в пятом столбце в скобках приведены довери-

Таблица 4

Морф. класс	Число галактик	A	B	$\hat{p}$	$\lg(I_x/M_n)$	$(B-V)_T^0$
0—2	15	2.95	29.96	0.42 (0.51)	32.02 (0.62)	0.70 (0.10)
3	36	2.59	30.03	0.54 (0.33)	31.66 (0.56)	0.63 (0.12)
4	41	1.96	30.37	0.50 (0.31)	31.51 (0.47)	0.58 (0.12)
5	43	2.16	30.19	0.57 (0.30)	31.29 (0.36)	0.51 (0.10)
6	13	2.30	30.03	0.63 (0.53)	31.00 (0.33)	0.42 (0.10)
7—10	12	2.66	29.67	0.38 (0.55)	30.59 (0.54)	0.34 (0.08)

тельные интервалы выборочного коэффициента корреляции на уровне достоверности $p = 0.05$ в предположении нулевой гипотезы. Как видно из табл. 4, корреляция не является реальной лишь для галактик морфологических типов 0—2 и 7—10, количество которых в выборках мало. Видно также монотонное убывание средних значений $\lg(I_x/M_n)$ и $(B-V)_T^0$ вдоль морфологических типов (последние два столбца) и что статистическая связь (21) имеет место также для отдельных морфологических классов спиральных галактик (по крайней мере для классов 3—6 она реальна).

Резюмируем полученные в настоящем разделе результаты. Как для всего спектра спиральных галактик, так и внутри их отдельных морфологических типов в среднем:

а) среди галактик данного цвета большим значением углового момента обладают те, у которых больше содержание газа;

б) среди галактик с одинаковым содержанием газа большим угловым моментом обладают те, которые краснее,

Намечается также рост относительного содержания нейтрального водорода (M_n/M_t) в сторону убывания интегрального показателя цвета. Так, например, для 160 спиральных галактик выборки Боттинелли, скорректированные значения $(B-V)_T^0$ которых известны [8], получено:

$$\lg(M_t/M_n) = 0.70 + 1.65 \cdot (B - V)_T^0, \quad \hat{\rho} = 0.58. \quad (22)$$

Исключая из (21) и (22) массу нейтрального водорода, получим связь «удельный псевдомомент — интегральный показатель цвета». Отдельная статистика для этой связи на основе вышеуказанной выборки галактик дает (см. рис. 2b).

$$\lg j_x = 29.19 + 1.14 \cdot (B - V)_T^0, \quad \hat{\rho} = 0.61, \quad (23)$$

что хорошо согласуется с комбинацией соотношений (21) и (22).

Вопрос интерпретации полученных в настоящей работе статистических закономерностей (которые нуждаются в дальнейшем более детальном исследовании) тесно связан с проблемами образования галактик, возникновения их вращения и, наконец, их эволюции. Обсуждению этих вопросов будет посвящена другая работа.

Авторы выражают благодарность В. А. Амбарцумяну, Г. С. Саакяну, Э. Е. Хачикяну, А. В. Засову и участникам семинара БАО АН Арм.ССР за полезное обсуждение работы.

Ереванский государственный
университет

ON THE ANGULAR MOMENTUM OF GALAXIES

M. G. ABRAHAMIAN, D. M. SEDRAKIAN

The results of statistical investigations of the dependence of angular momentum of the rotation of spiral galaxies on their various integral characteristics, based on three homogenous samples of HI observations of 687 objects are presented. The relation for the angular momentum-mass relation $I \sim M^\alpha$ has been established with $\alpha = 5/3$. The later types of SB galaxies are characterized by larger values of α . It is suggested that the elimination of the spheroidal component's effect on

SB galaxies will increase more in α . The relationship $I \approx 5 \cdot 10^{-16} \cdot M^{1.985}$ for the whole spectra of observed objects is obtained by including other types of astronomical objects in the sample of the galaxies. It has been established that one-parametric expressions of "angular momentum — mass" type do not completely describe the rotation of celestial objects. The results of statistical investigations of the two parametric relations "angular momentum — full mass, — neutral hydrogen mass" and "angular momentum — HI mass — corrected full colour" are also obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Birch, Nature, 298, 451, 1982.
2. P. Brosche, Z. Astrophys., 57, 143, 1963.
3. L. Carrasco, M. Roth, A. Serrano, Astron. Astrophys., 106, 89, 1982.
4. C. Balkowski, Astron. Astrophys., 29, 43, 1973.
5. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, Astron. Astrophys., 88, 32, 1980; 113, 61, 1982.
6. G. S. Shostak, Astron. Astrophys., 68, 321, 1978.
7. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, Astron. Astrophys., 33, 269, 1974.
8. G. Vauconsours, A. Vauconsours, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. Texas Press, Austin, 1976.
9. E. B. Holmberg, Medd. Lunds Astron. Obs., 11, No. 136.
10. А. В. Засов, А. М. Озерной, Астрономический циркуляр, № 405, 1967.
11. А. М. Озерной, Астрономический циркуляр, № 407, 1967.
12. K. H. Nordseth, Ap. J., 184, 735, 1973.
13. B. Takase, H. Kinoshita, P.A.S. Japan, 19, 409, 1967.
14. J. C. Brandt, M. I. S. Belton, Ap. J., 136, 352, 1962.
15. K. C. Freeman, Ap. J., 180, 811, 1970.
16. P. S. Wesson, Astron. Astrophys., 80, 296, 1979.
17. P. S. Wesson, Phys. Rev., S28, No. 8, 1730, 1981.
18. P. Brosche, Astrophys. Space. Sci., 29, L7, 1974.
19. R. M. Muradian, Prepr. Joint Inst. Nucl. Res., E2-12467, Dubna, 1979.
20. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
21. W. D. Heintz, Double Stars, D. Reidel Publ. Co., 1978.
22. P. L. Schechter, J. E. Gustn, Ap. J., 229, 472, 1979.
23. J. I. Binney, M. N., 200, 439, 1976; 183, 501, 1978.

УДК: 524.64—337

ОБ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ОРИЕНТАЦИЯХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И БОЛЬШИХ ОСЕЙ РАДИОГАЛАКТИК

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Поступила 16 января 1985

Принята к печати 8 мая 1985

На основе статистического анализа наблюдательных данных 97 объектов получено, что в более вытянутых радиогалактиках (отношение размеров больших и малых осей больше 2.5) направление усредненного по поверхности радионизображения магнитного поля почти параллельно направлению большой оси радионизображения, а в менее вытянутых радиогалактиках (отношение размеров больших и малых осей меньше 2.5) эти направления составляют большие углы, близкие к 90° . На основе наблюдательных данных 36 объектов также показано, что более вытянутые радиогалактики обладают более большими радиосветимостями, чем менее вытянутые. Эти результаты находятся в хорошем согласии с выводами работы [1].

1. *Введение.* В работах [1, 2] было предположено, что, согласно космогонической концепции Амбарцумяна [3], радиогалактики образуются из облаков заряженных релятивистских частиц, выброшенных из ядра оптической галактики. Предполагается также, что оптические галактики обладают дипольными магнитными моментами [4], оси которых примерно совпадают с осью вращения галактики, а облака заряженных частиц выбрасываются из ядра галактики по направлению оси диполя. Было показано, что в зависимости от значения отношения плотности кинетической энергии в облаке релятивистских частиц к плотности энергии магнитного поля образуются радиогалактики разного морфологического типа (I и II типов). В работе [2] был предложен критерий (критерий 2.5), по которому, используя карты радионизотопов радиогалактик, можно разделить I тип радиогалактик от II типа, а именно, если отношение размера большой оси радиогалактики к размеру малой оси больше 2.5, то радиогалактика относилась к I типу, а если это отношение меньше 2.5, то радиогалактика относилась ко II типу. В работе [1] было показано, что для радиогалактик I типа, большая ось которых примерно совпадает с осью диполя, углы между направлениями магнитных полей и больших осей радиогалактик должны быть близки к нулю. Для радиогалактик же II типа, радионизлу-

чающие облака которых находятся внутри некоторой области, ограниченной поверхностью, полученной вращением силовых линий дипольного магнитного поля вокруг оси диполя, картина совершенно другая. Если ось диполя перпендикулярна к лучу зрения, то в радиогалактиках II типа наблюдаемое магнитное поле должно иметь форму диполя. Именно такая картина для магнитного поля наблюдается в радиогалактике II типа 3C 310 [5], для которой отношение размеров большой оси к малой меньше 2.5 (207 кпс : 88 кпс). Если же ось диполя составляет с лучом зрения некоторый угол, отличающийся от 90° , то картина усложняется. Однако во всех случаях вблизи экваториальной плоскости диполя силовые линии магнитного поля почти перпендикулярны этой плоскости. Это означает, что в этих участках магнитное поле почти перпендикулярно направлению вытянутости радиогалактики. Следовательно можно ожидать, что усредненные (по всей поверхности радиоизображения) направления магнитных полей в радиогалактиках II типа могут составить довольно большие углы α с направлениями вытянутости радиогалактик. Другими словами можно сказать, что в распределении числа радиогалактик II типа по этим углам α следует ожидать максимума около больших значений α .

2. *Цель настоящей работы* — проверить вышеупомянутые выводы на основе наблюдательного материала. В работе использованы данные 97 объектов, для которых типы радиогалактик определялись нами по опубликованным картам радиоизотопов, с использованием вышеупомянутого критерия (критерий 2.5), а относительные углы $|\alpha|$ между направлениями магнитных полей и больших осей радиогалактик определены другими авторами и взяты из работы [6]. В табл. 1 приведены значения $|\alpha|$, типы радиогалактик и ссылки на литературу, использованную для определения типов этих 97 радиогалактик.

На основе наблюдательных данных, приведенных в табл. 1, были построены графики распределения числа объектов в зависимости от углов α между усредненными направлениями магнитных полей и направлениями больших осей радиогалактик отдельно для радиогалактик I и II типов, которые приведены соответственно на рисунках 1а и 1б. На рис. 2 приведен такой же график, для построения которого использовались все данные, независимо от типов радиогалактик. Как видно из рис. 1а и 1б, распределения радиогалактик I и II типов по относительным углам совершенно разные. Как и ожидалось, для радиогалактик I типа наблюдается четкий максимум у значения $\alpha \approx 0^\circ$, а для радиогалактик II типа максимум распределения находится вблизи больших значений α . На рис. 2, для построения которого использовались все данные, независимо от типа радиогалактик, наблюдается только один максимум у значения $\alpha \approx 0^\circ$, хотя есть много объектов с большими значениями α . Таким образом выяснилось, что раз-

Таблица 1.

Объект	$ \alpha $	Тип	Литература	Объект	$ \alpha $	Тип	Литература
1	2	3	4	1	2	3	4
9013+79	26	I	[17, 19]	0854+34	28	I	[22]
0031+39	64	II	[17]	0855+14	9	I	[18]
0040+51	45	I	[19, 24]	0903+16	25	I	[18]
0106+13	14	I	[17]	0905+38	6	II	[18]
0107+31	10	II	[17]	0936+36	7	I	[16, 18]
0114-47	58	II	[21]	0938+39	34	I	[16, 18]
0123+32	29	I	[18]	0958+29	17	I	[17]
0125+28	30	I	[18]	1030+58	29	I	[17]
0132+37	20	I	[17]	1108+35	72	II	[17]
0133+20	80	II	[17, 19]	1111+40	16	II	[24]
0154+28	7	I	[17, 24]	1142+31	9	I	[18]
0210+86	52	I	[17, 19]	1157+73	18	I	[17, 19]
0211+34	32	I	[22]	1158+31	16	I	[17]
0220+39	20	II	[18]	1206+44	85	II	[24]
0229+34	8	I	[18]	1232+21	4	I	[17]
0229+35	11	II	[16]	1251+15	28	II	[18]
0241+29	26	I	[22]	1251+27	74	II	[18, 19]
0300+16	84	II	[17]	1253+37	12	I	[23]
0307+16	6	II	[17]	1254+47	43	I	[24]
0336-35	89	II	[21]	1257+38	13	I	[22]
0349+26	9	I	[22]	1258+40	1	I	[24]
0349-27	13	II	[20]	1301+38	22	I	[14, 16]
0410+11	13	I	[17, 19]	1308+27	2	I	[17]
0415+37	9	I	[18]	1350+31	26	II	[18, 19]
0427-53	51	II	[21]	1358-11	83	II	[21]
0453+22	24	I	[18]	1409+52	85	I	[24]
0459+25	62	II	[18]	1420+19	59	II	[17]
0511-30	39	I	[20, 21]	1441+52	33	II	[18, 19]
0518-45	90	II	[21]	1529+35	44	II	[16, 18]
0634-20	8	I	[21]	1545+21	30	I	[17, 19]
0659+25	46	I	[18]	1556-21	71	II	[20, 21]
0733+70	18	I	[24]	1602-63	41	II	[21]
0802+24	89	II	[18]	1609+66	50	II	[17]
0819-30	35	I	[20]	1610-60	68	II	[21]
0833+65	75	II	[18]	1615+32	32	I	[16, 19]
0835+58	30	II	[18]	1618+17	10	I	[17]
0840+29	42	I	[22]	1622+23	15	I	[18]

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
1626+39	5	I	[15, 17]	2058-28	0	I	[20]
1634+26	57	II	[22]	2104-25	81	II	[20, 21]
1658+47	12	I	[17, 24]	2104+76	2	I	[19]
1704+61	71	II	[18]	2141+27	80	I	[17]
1726+31	29	I	[16, 17]	2145+15	30	I	[18]
1733-56	7	II	[21]	2153+37	43	II	[18, 19]
1825+74	50	II	[17]	2203+29	66	II	[18]
1832+47	24	I	[17, 19]	2239+33	16	I	[16]
1842+45	27	I	[19]	2318+23	20	I	[24]
1845+79	26	I	[17]	2356-61	25	II	[21]
1939+60	52	II	[18, 19]	2356+27	12	I	[22]
2040-26	90	I	[20]				

деление на I и II типы дает возможность выявить второй максимум распределения у больших значений α для радиогалактик II типа. Полученный результат является хорошим свидетельством в пользу сделанного нами в начале статьи вывода о разном поведении относительных углов α для радиогалактик I и II типов.

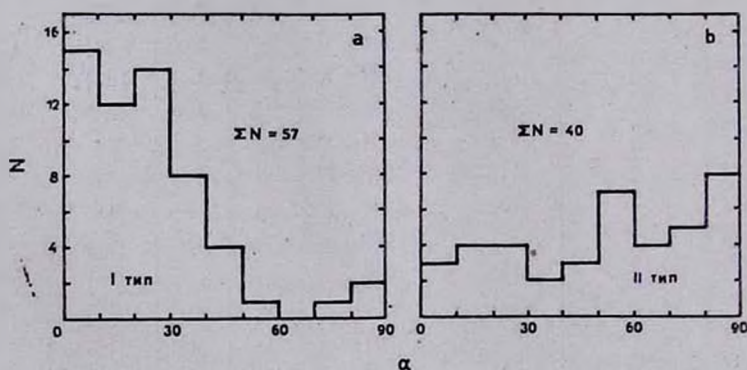


Рис. 1. Распределение числа объектов в зависимости от угла между усредненным направлением магнитного поля и направлением большой оси радиогалактики: а) радиогалактики первого типа, б) радиогалактики второго типа.

3. Отметим, что вопрос о корреляции между направлениями магнитных полей и больших осей радиогалактик занимает важное место в исследовании задач об образовании и эволюции радиогалактик. Поэтому выяснению этого вопроса посвящены многие работы теоретического и наблюдательного характера (см., например, [7—11]). В частности, в [11] на основе статистического анализа наблюдательных данных 93 радиогалактик

и квазаров было получено, что для радиисточников высокой радиосветимости и квазаров направление магнитного поля хорошо коррелирует с направлением большой оси радиоизображений, а для радиисточников малой радиосветимости существует корреляция между направлениями магнитных полей и малых осей радиоизображений. Для того, чтобы результаты, полученные в работе [11], точно совпали с результатами, полученными в настоящей работе, достаточно принять, что радиогалактики I типа обладали в среднем большей радиосветимостью, чем радиогалактики II типа. В работе [1] было показано, что, действительно, такую корреляцию следует ожидать, поскольку при одинаковых в среднем магнитных моментах родительских галактик радиогалактики I типа образуются из плазменных облаков с большими плотностями энергии в плазме, чем радиогалактики второго типа.

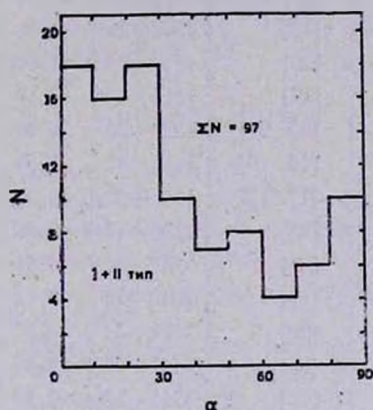


Рис. 2. Распределение числа объектов в зависимости от угла между усредненным направлением магнитного поля и направлением большой оси радиогалактики независимо от типа.

Вопрос о корреляции между радиосветимостью и типом радиогалактики исследовался нами также на основе наблюдательного материала. Для этой цели был использован наблюдательный материал из работы [12], который был анализирован в вышеупомянутой работе [11]. В работе [12] приведены значения интегральных светимостей L_R для 43 радиогалактик. Для 36 из этих объектов возможно было определить тип радиогалактики с помощью критерия 2.5. Наблюдательные данные и литературные ссылки для этих 36 объектов приведены в табл. 2.

Оказалось, что среди 36 использованных нами объектов есть 14 радиогалактик I типа и 22 радиогалактики II типа. Если разделить радиогалактики по их светимости на две группы ($L_R > 0.6 \cdot 10^{43}$ эрг/с и $L_R < 0.6 \cdot 10^{43}$ эрг/с), то оказывается, что из 14 радиогалактик I типа

11 объектов попадают в группу радиогалактик больших радиосветимостей и только 3 — в группу радиогалактик малых радиосветимостей, а из 22 радиогалактик II типа — 6 объектов попадают в группу радиогалактик больших радиосветимостей и 16 — в группу радиогалактик малых радиосветимостей. Таким образом, мы показали, что результат, полученный в работе [11], действительно соответствует выводам настоящей работы, поскольку радиогалактики I типа являются также радиогалактиками большой радиосветимости, а радиогалактики II типа — радиогалактиками малой радиосветимости.

Таблица 2

Объект	$L_R \cdot 10^{43}$	Тип	Литература	Объект	$L_R \cdot 10^{43}$	Тип	Литература
0106+13	1.4	I	[17]	1350+31	0.29	II	[18, 19]
0131-36	0.19	II	[20, 21]	1414+11	0.06	II	[20]
0300+16	0.10	II	[17]	1502+26	0.85	II	[18]
0305+03	0.18	II	[20]	1511+26	1.60	II	[22]
0307+16	9.80	II	[17]	1514+00	0.20	I	[20]
0325+02	0.13	II	[20, 21]	1559+02	3.20	I	[20, 21]
0356+10	0.34	II	[18, 19]	1615+32	1.60	I	[16, 19]
0410+11	12.0	I	[17, 19]	1648+05	43.0	I	[20]
0415+37	1.20	I	[18]	1836+17	0.06	II	[18]
0518-45	2.10	II	[21]	1949+02	0.65	I	[20]
0802+24	0.55	II	[18]	2040-26	0.12	I	[20]
0819+06	0.63	I	[20]	2121+24	4.00	I	[18, 19]
0843-33	0.04	II	[20]	2141+27	5.30	I	[17]
1142+19	0.08	II	[20]	2212+13	0.10	II	[18, 21]
1216+06	0.03	I	[20]	2221-02	0.54	II	[21]
1222+13	0.03	II	[17, 20]	2229+39	0.04	II	[15, 18]
1252-12	0.05	II	[20]	2243+39	2.20	I	[22]
1330+02	4.10	II	[20]	2356-61	0.72	II	[21]

Отметим, наконец, что полученные в настоящей работе результаты показывают, что разделение радиогалактик на I и II типы по их вытянутости, по-видимому, имеет физическую основу.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну и Р. М. Мурадян за интерес к работе и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE RELATIVE ORIENTATIONS OF MAGNETIC FIELDS
AND MAJOR AXES OF RADIOGALAXIES

R. R. ANDREASSIAN

On the basis of observational data of 97 objects, it has been shown that for the more elongated radiogalaxies (the value of ratio between the major and minor axes beyond 2.5) the averaged over the surface of radio image direction of the magnetic field is almost parallel to the direction of the major axes of the radiosources and for the less elongated radiogalaxies (the value of ratio between the major and minor axes is below 2.5)—these directions compose large angles, about 90° . On the basis of the observational data of 36 objects it has also been shown that the more elongated radiogalaxies have larger radioluminities than the less elongated ones. These results are in good agreement with the results of the work [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Р. Андреасян, Астрофизика, 18, 441, 1983.
2. Р. Р. Андреасян, Астрофизика, 21, 93, 1984.
3. В. А. Амбарцумян, Проблемы современной космогонии, Наука, М., 1969.
4. Р. М. Мурадян, Астрофизика, 14, 439, 1978.
5. W. J. M van Breugel, Astron. Astrophys., 81, 265, 1980.
6. P. Birch, Nature, 298, 451, 1982.
7. F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 245, 1966.
8. F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, Austr. J. Phys., 22, 107, 1969.
9. G. A. Seielstad, K. W. Weiler, A. J., 76, 211, 1971.
10. S. Mitton, M. N. RAS, 155, 373, 1972.
11. P. Haves, R. G. Conway, M. N. RAS, 173, 53p, 1975.
12. P. Haves, M. N. RAS, 173, 553, 1975.
13. A. H. Bridle, E. B. Fomalont, A. J., 83, 704, 1978.
14. E. B. Fomalont, A. H. Bridle, A. J., 83, 725, 1978.
15. C. Fantl, R. Fantl, J. H. Gtota, C. Lari, P. Parma, M.-H. Ulrich, Astron.-Astrophys. Suppl. ser., 29, 279, 1977.
16. L. Rudnick, M. T. Adams, A. J., 84, 837, 1979.
17. G. H. Macdonald, S. Kenderdine, A. C. Neville, M. N. RAS, 138, 25^b, 1968.
18. C. D. Mackay, M. N. RAS, 145, 31, 1969.
19. N. J. B. A. Branson, B. Elsmore, G. G. Pooley, M. Ryle, M. N. RAS, 156, 377, 1972.
20. E. B. Fomalont, A. J., 76, 513, 1971.
21. R. T. Schilizzi, W. B. McAdam, Mem. Roy. Astron. Soc., 79, 1, 1975.
22. R. G. Conway, B. J. Burn, J. P. Vallee, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 2, 155, 1977.
23. J. Machalski, J. Maslowski, J. J. Condon, A. Marlene, A. J., 87, 1150, 1982.
24. R. A. Loing, M. N. RAS, 195, 261, 1981.

УДК: 524.1:524.6:530.145

ПЕРВИЧНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ С ЭНЕРГИЕЙ 10^{14} — 10^{16} эВ И ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛАКТИКЕ

Ф. А. АГАРОНЯН, Э. А. МАМИДЖАНЫН, С. И. НИКОЛЬСКИЙ,
Е. И. ТУКИШ

Поступила 25 мая 1984

Принята к печати 3 марта 1985

Анализ условия поглощения гамма-квантов сверхвысоких энергий на реликтовых фотонах позволяет установить жесткий предел на расстояния до возможных источников первичного гамма-излучения с $E_\gamma > 10^{15}$ эВ: $d \leq 10$ кпс. Тем самым получено первое наблюдательное указание на генерацию космических лучей сверхвысоких энергий в источниках галактического происхождения. Приводятся аргументы в пользу того, что обнаруженная на Тянь-Шаньской комплексной установке ШАЛ «диффузное» гамма-излучение с $E_\gamma \gtrsim 5 \cdot 10^{14}$ эВ обусловлено вкладом неразрушенных дискретных источников и формируется в близких от Солнца областях интенсивного звездообразования.

1. *Введение.* Исследования космического гамма-излучения сверхвысоких энергий возможны благодаря регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), генерируемых при попадании гамма-квантов в атмосферу Земли. Выделение ливней чисто электромагнитного происхождения на фоне большого числа ШАЛ, инициируемых протонами и ядрами космических лучей, осуществляется двумя путями. Дискретные источники гамма-квантов могут быть найдены по статистически выделенному избытку ливней в определенных направлениях небесной сферы. Эффективность метода существенно зависит от разрешающей способности регистрирующей аппаратуры. Угловое разрешение $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ рад является пока предельным, чем и определяется нижний предел наблюдаемой интенсивности гамма-квантов от дискретных источников, по порядку величины равный 10^{-5} от приблизительно изотропной интенсивности первичных космических лучей той же энергии. Для гамма-квантов с $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ это составляет $\geq 10^{-15}$ фот/см² с.

Первое указание о наличии дискретных источников гамма-квантов с $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ было получено Штамом и Саморским [1, 2]. Ими было обнаружено 6 дискретных источников на уровне 5 σ с интенсивностью порядка $(1.5 \div 3) \cdot 10^{-13}$ фот/см² с.

Второй метод выделения первичного гамма-излучения основан на различии состава ШАЛ, инициируемых гамма-квантами и протонами (ядрами) космических лучей. ШАЛ электромагнитного происхождения в отличие от ШАЛ, генерируемых протонами и ядрами космических лучей, содержат лишь небольшое количество мюонов и адронов*. Этот метод пригоден как для поиска дискретных источников, так и для определения диффузного потока гамма-квантов сверхвысоких энергий. Первые попытки регистрации ШАЛ электромагнитного происхождения этим методом предпринимались еще 20 лет тому назад, однако лишь недавно были получены надежные результаты о диффузном потоке космических гамма-квантов сверхвысоких энергий [3]. При выделении ШАЛ электромагнитного происхождения на фоне «обычных» ШАЛ от протонов и ядер космических лучей на Тянь-шаньской комплексной установке одновременно использовались два критерия — как отсутствие мюонов, так и отсутствие адронов в составе ШАЛ. За время наблюдений $\sim 1.6 \cdot 10^4$ час на эффективной площади детектора ~ 20 м² было обнаружено 8 гамма-квантов в энергетическом диапазоне $(0.5 \div 1) \cdot 10^{15}$ эВ. Полученные координаты зарегистрированных первичных гамма-квантов не позволяют связать их с дискретными источниками, указываемыми Штамом и Саморским [1] (см. рис. 1). Поэтому более обосновано предположение рассматривать их как диффузный поток гамма-квантов с интенсивностью $(5 \pm 2) \cdot 10^{-13}$ фот/см² с стер. При этом характерной особенностью диффузного компонента является отсутствие увеличения потока гамма-квантов при приближении к галактическому диску. Хотя абсолютный поток диффузных гамма-квантов с $E_\gamma \geq 5 \cdot 10^{14}$ эВ составляет лишь 10^{-3} от общего потока первичного ядерного компонента при тех же энергиях [3], тем не менее сам факт существования первичного гамма-излучения сверхвысоких энергий весьма интересен в астрофизическом аспекте.

2. *Ограничение расстояний до источников.* Сразу после открытия реликтового чернотельного излучения Джелил обратил внимание на неизбежность поглощения гамма-квантов сверхвысоких энергий на микроволновых фотонах [4] в результате процесса фоторождения электронно-позитронных пар.

* Из-за фоторождения пионов некоторое количество мюонов и адронов обязательно будет присутствовать и в ШАЛ электромагнитного происхождения.

Два сталкивающихся фотона с энергиями E_γ и ε могут образовать $e^+ - e^-$ пару при условии

$$E_\gamma \geq 2(mc^2)^2/\varepsilon(1 - \cos\theta), \quad (1)$$

где θ — угол столкновения, m — масса покоя электрона.

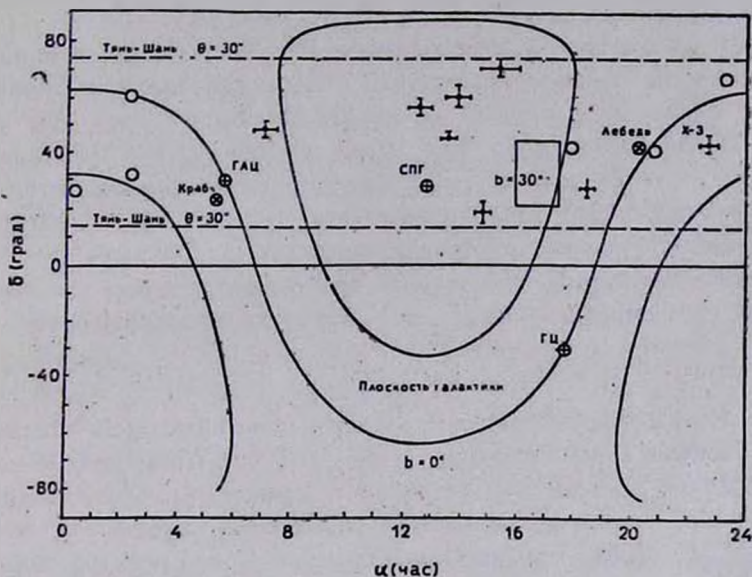


Рис. 1. Распределение первичных гамма-квантов по небесной сфере. $\diamond$ — Тянь-Шань ($E_\gamma > 5 \cdot 10^{14}$ эВ); пунктирные линии ограничивают область, в пределах которой Тянь-шаньская установка ШАЛ регистрирует ливни. $\circ$ — Киль [1] ($E_\gamma > 10^{15}$ эВ); предположительные источники гамма-квантов. $\square$ — Область избытка ШАЛ с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ.

В случае прохождения гамма-квантов через изотропное поле фотонов с характерной энергией ε усредненное по всем углам сечение фоторождения имеет простую зависимость от единственного параметра $z = \frac{E_\gamma \varepsilon}{m^2 c^4}$: начиная с порогового значения $z = 1$ оно быстро растет, достигая максимума при $z = 3$, а далее медленно падает примерно по закону $z^{-1} \ln z$.

Свободный пробег гамма-квантов λ в чернотельном поле фотонов с температурой T , вычислен Гулдом и Шредером [5]:

$$\lambda^{-1} = \frac{a^2}{\pi \Lambda} \left(\frac{kT_r}{mc^2} \right)^3 f(v), \quad (2)$$

где $a = 1/137$; $\Lambda = \hbar/mc = 3.86 \cdot 10^{-11}$ см. Функция $f(v)$ от параметра

$\nu = m^2 c^4 / E_\gamma k T$, для $\nu = 10^{-3} + 10$ рассчитана в работе [5]. В двух предельных случаях $f(\nu)$ можно выразить в аналитической форме:

$$\begin{aligned} f(\nu) &\simeq (\pi^2/3) \nu \ln \nu (0.117/\nu) & \nu \ll 1, \\ f(\nu) &\simeq (\pi\nu/4)^{1/2} e^{-\nu} (1 + 75/8 \nu + \dots) & \nu \gg 1. \end{aligned} \quad (3)$$

Функция $f(\nu)$ имеет максимум при $\nu \sim 1$: $f(\sim 1) \sim 1$.

Из (2) следует, что свободный пробег гамма-квантов в поле реликтовых фотонов с температурой 2.7 К минимален при $E_\gamma = 10^{15}$ эВ ($\nu \sim 1$) и составляет $\lambda(\sim 10^{15} \text{ эВ}) \simeq 2.4 \cdot 10^{23} \text{ см} = 8 \text{ кпс}$. Для гамма-квантов меньших энергий свободный пробег резко увеличивается (достигая до ~ 20 кпс и ~ 30 Мпс энергиях гамма-квантов $E_\gamma = 5 \cdot 10^{14}$ эВ и $E_\gamma = 10^{14}$ эВ, соответственно), так как вследствие порога реакции (1) взаимодействия происходят на ви́нском „хвосте“ реликтового излучения. Увеличение свободного пробега при энергиях $\gg 10^{15}$ эВ (пропорционально $E_\gamma / \ln E_\gamma$) связано с зависимостью сечения образования пар от $\bar{z} = \frac{E_\gamma}{m^2 c^4} \simeq 3/\nu$.

Таким образом, мы приходим к модельно-независимому заключению, что наблюдаемое гамма-излучение с $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ генерируется в пределах Галактики. Правда, для диффузного компонента, обнаруженного на Тянь-шаньской комплексной установке ШАЛ в области $E_\gamma \sim (0.5 \div 1) \cdot 10^{15}$ эВ, оценка верхнего предела характерного размера области генерации излучения составляет ~ 20 кпс, т. е. не исключается возможность формирования диффузного компонента в гало с радиусом 15–20 кпс.

3. Дискретные источники гамма-излучения с $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ. Первое надежное свидетельство существования гамма-источников сверхвысоких энергий с $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ было получено Кильской группой [1]. Координаты и интенсивности излучения этих источников приведены в табл. 1. Ранее Дзиковским и др. [6] сообщалось об избытке ШАЛ в направлении Крабовидной туманности, который, как показывает анализ по содержанию мюонов в ШАЛ, скорее всего обусловлен первичными фотонами [7].

Полученное выше ограничение ≤ 8 кпс на расстояния до областей, где формируется гамма-излучение с $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ, свидетельствует о галактическом происхождении этих источников, что в значительной степени упрощает проблему их отождествления с известными астрофизическими объектами. Из 6 источников, открытых Штамом и Саморским [1], только один (SS 2) однозначно отождествляется с известным объектом — рентгеновской двойной Суг Х-3 [8]. Важным аргументом в пользу предположения, что гамма-излучение сверхвысоких энергий, наблюдаемое в направлении созвездия Лебедя, связано с рентгеновским источником Суг Х-3.

является обнаруженная периодичность излучения с периодом 4.8 час, открытая ранее в рентгеновских лучах [9]. Пульсирующий компонент от Суг X-3 наблюдается также в жестких гамма-квантах (см., например, [10]). Среднее значение потока фотонов с $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ, усредненного за период 1972—1975 гг., составляет $\sim 3 \cdot 10^{-11}$ фот/см² с, причем примерно половина этого потока состоит из сильно флуктуирующего компонента [10]. Наблюдаемая периодичность 4.8 час при энергиях $E_\gamma \geq 10^{12}$ эВ указывает на генетическую связь этой области энергии с гамма-квантами сверхвысоких энергий ($E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ).

Таблица 1

ДИСКРЕТНЫЕ ИСТОЧНИКИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Источник	Координаты		Избыток (σ)	Поток (фот/см ² с) при $E_\gamma > 10^{15}$ [3]
	b''	l''		
SS 1	-25.17	145.25	5.4	$(2.4 \pm 0.8) \cdot 10^{-13}$
SS 2	+ 0.68	79.92	4.9	$(1.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-13}$
SS 3	+26.54	69.41	4.8	$(1.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-13}$
SS 4	+ 0.63	134.3	4.6	$(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$
SS 5	+ 5.99	115.37	4.5	$(1.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$
SS 6	-36.02	113.15	5.2	$(3.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-13}$

Следует отметить, что из-за экстинкции, поток гамма-квантов с $E_\gamma \sim 2 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16}$ эВ, обнаруженных в направлении Суг X-3 [8], на реликтовом излучении будет ослаблен примерно в 3 раза (при расстоянии до источника 11 кпс). С учетом этого фактора и предполагая степенной спектр Суг X-3 в интервале $2 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{16}$ эВ получаем показатель дифференциального спектра ~ 1.6 и энергетический поток излучения $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² с, что соответствует значению светимости $L_\gamma (\geq 2 \times 10^{13} \text{ эВ}) \simeq 7 \cdot 10^{37}$ эрг/с*. Это составляет значительную долю мощности кинетической энергии вращения нейтронной звезды (пульсара) — наиболее вероятного компактного источника, входящего в состав рентгеновской двойной Суг X-3 [11]. Отметим, что ожидаемый поток гамма-излучения в области $E_\gamma \geq 100$ МэВ, если спектр простирается вплоть до 100 МэВ единым степенным законом, составляет лишь $\sim 10^{-8}$ фот/см² с, что примерно на три порядка меньше наблюдаемых значений [12, 13]. Это означает, что в области энергий меньше 10^{12} эВ спектр гамма-излучения становится значительно круче.

* В действительности светимость может оказаться несколько меньше из-за возможного направленного характера излучения пульсара.

Дополнительным аргументом в пользу пульсаров, как источников гамма-квантов сверхвысоких энергий, может служить регистрация фотонов с $E_\gamma \geq 10^{16}$ эВ в направлении Крабовидной туманности [7]. В области энергий $E_\gamma \geq 100$ МэВ излучение Крабовидной туманности содержит пульсирующий компонент с периодом 33 мс, свидетельствующий о генерации излучения (по крайней мере его пульсирующего компонента) непосредственно вблизи радиопульсара NP 0532. Согласно данным COS B доля пульсирующего компонента растет с увеличением энергии, достигая почти 100% при $E_\gamma > 400$ МэВ (см. например, [14]). В области 100—800 МэВ пульсирующий компонент аппроксимируется степенным спектром $I(E_\gamma) = 2 \cdot 10^{-7}$ фот/см² с ГэВ [14]. Продолжая этот спектр до области сверхвысоких энергий, получаем поток фотонов с $E_\gamma \geq 10^{16}$ эВ — $I(> 10^{16} \text{ эВ}) \simeq 10^{-15}$ фот/см² с, существенно меньше наблюдаемого значения $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ фот/см² с [7] (из-за близости пульсара NP 0532 (~ 1.5 кпс) поглощением фотонов на реликтовом излучении можно пренебречь). В то же время степенная аппроксимация в областях $10^8 + 2 \cdot 10^{11}$ эВ и $2 \cdot 10^{11} + 2 \cdot 10^{16}$ эВ требует существенно разных показателей: $\alpha = 2.5$ и $\alpha = 1.5$, соответственно*. Таким образом, как и в случае Cyg X—3, спектр гамма-излучения в области высоких энергий значительно уплощается.

Обнаружение гамма-квантов с $E_\gamma \geq 10^{16}$ эВ от Cyg X-3 и NP 0532 является первым свидетельством об ускорении частиц сверхвысоких энергий пульсарами. В связи с этим представляется на первый взгляд вполне естественной корреляция и остальных источников из табл. 1 с радиопулсарами (как в случае NP 0532) или двойными рентгеновскими источниками, содержащими нейтронную звезду (пульсар) (как в случае Cyg X-3). Однако попытка отождествления этих источников с радиопулсарами или нейтронными звездами, входящими в состав рентгеновских двойных, приводит к отрицательному результату. Возможно, исключение составляет лишь SS 4, вблизи которого находится гамма-источник CG 135+1 из первого каталога COS B, а также двойная звездная система с компактным радиоисточником [17], хотя в данном случае надежность отождествления не очень высока. Более того, в пределы координат локализации остальных гамма-источников не попадают какие-либо пекулярные объекты, за исключением, может быть, ярких переменных звезд и центров активного звездообразования. Вероятно, мы имеем дело с новым классом объектов, которые при огромной мощности в гамма-квантах сверхвысоких энергий ($\sim 2 \cdot 10^{35}$ ($d/1$ кпс)² эрг/с, где d — расстояние до источников) ничем не проявляют себя в других диапазонах электромагнитных волн. В этом отношении они

* О регистрации гамма-излучения с $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{11}$ эВ в направлении Крабовидной туманности сообщалось в работах [15, 16].

напоминают неотожествленные источники COS B, хотя имеется и одна существенная разница. Если почти все гамма-источники COS B лежат в галактической плоскости ($|b^{\text{I}}| \leq 1.5^\circ$), то гамма-источники сверхвысоких энергий, за исключением SS 2 ($\equiv$ Cyg X-3), SS 4 и NP 0532 (которые являются также источниками гамма-излучения с $E_{\gamma} \geq 100$ МэВ), лежат существенно выше галактического экватора (см. табл. 1). Не решив до сих пор проблему о происхождении неотожествленных гамма-источников COS B (см., например, [18]) с обнаружением гамма-источников сверхвысоких энергий, мы, похоже, сталкиваемся с новым классом загадочных объектов. Единственное утверждение, которое возможно на сегодняшний день на основе небогатого статистического материала, заключается в том, что получено наблюдательное указание на возникновение частиц сверхвысоких энергий в источниках галактического происхождения. При этом, если принять, что часть из них связана с пульсарами, в которых ускорение космических лучей (в том числе и сверхвысоких энергий) предсказывалось в рамках многих моделей, то другую часть следует отнести к какому-то иному классу астрофизических объектов.

4. *Диффузный компонент гамма-квантов сверхвысоких энергий и происхождение космических лучей.* В настоящее время установлено, что диффузное гамма-излучение с $E_{\gamma} \geq 100$ МэВ, открытое на ИСЗ примерно двадцать лет тому назад, состоит из двух компонентов: а) «дискового» компонента, обусловленного взаимодействиями космических лучей с межзвездной средой и частично вкладом излучения неразрешенных галактических источников и б) «изотропного» компонента, имеющего, скорее всего, внегалактическое происхождение (см., например, [19]). Из ограничения на расстояния до областей (≤ 20 кпс), откуда доходит гамма-излучение с $E_{\gamma} \geq 5 \cdot 10^{14}$ эВ (см. выше), следует, что наблюдаемое на Тянь-шаньской комплексной установке ШАЛ гамма-излучение не связано с внегалактическим изотропным компонентом, а имеет галактическое происхождение. Дополнительную информацию об области формирования диффузного компонента сверхвысоких энергий дает наблюдаемое пространственное распределение гамма-квантов на небесной сфере. В случае однородного заполнения источников в Галактике мы вправе были ожидать «дисковую» анизотропию (наблюдаемую, в частности, в области энергий $E_{\gamma} \geq 100$ МэВ). Однако данные Тянь-шаньской установки не согласуются с подобной картиной. Допуская реальность наблюдаемого распределения (рис. 1), можно сделать два предположения: а) излучение формируется в гало Галактики с радиусом 15—20 кпс или б) характерный размер области генерации излучения не превосходит по порядку величины толщину галактического диска (~ 500 пс).

Наиболее вероятной моделью в первом случае представляется комптоновское рассеяние ультрарелятивистских электронов, захваченных в гало, на реликтовых микроволновых фотонах. В частности, подобная модель предлагалась Воррал и Стронгом [20] для объяснения «изотропного» гамма-излучения в области энергий $E_\gamma \geq 100$ МэВ. Заметим, что эффективность этого механизма для генерации гамма-квантов сверхвысоких энергий очень высока, так как выполняется условие $E_e \cdot v \gg m^2 c^4$ и, следовательно, при первом же акте рассеяния почти вся начальная энергия электрона передается гамма-кванту [21, 22]. Однако комптоновское рассеяние электронов на микроволновом излучении приводит к формированию спектра гамма-квантов, не согласующегося с наблюдательными данными при разумных предположениях о спектре электронов. В частности, в случае единого степенного спектра электронов в результате комптоновского рассеяния формируется степенной спектр гамма-квантов с показателем

$$\alpha_\gamma = \frac{\alpha_e + 1}{2} \text{ вплоть до значений энергии } E_\gamma \sim 10^{-2} \frac{m^2 c^4}{3kT_e} \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ эВ, а}$$

далее спектр делается более крутым и падает по закону $E_\gamma^{-(\alpha_\gamma+1)} \ln E_\gamma$.

Для значений показателя электронного спектра $\alpha_e \simeq 3.8$, необходимых для объяснения крутого спектра «изотропного» излучения в области $E_\gamma \geq 100$ МэВ с показателем фотонов $\alpha_\gamma = 2.7_{-0.3}^{+0.4}$ [19], ожидаемое отношение дифференциальных потоков вблизи $E_\gamma \sim 100$ МэВ и $E_\gamma \sim 5 \cdot 10^{14}$ эВ более чем на три порядка превосходит наблюдаемое значение. Это противоречие можно преодолеть, предполагая, что спектр электронов в области сверхвысоких энергий существенно уплощается. Однако в этой области энергий спектр электронов в действительности становится более крутым из-за сильных синхротронных и комптоновских потерь (см., например, [23]).

Более правдоподобной представляется реализация случая б), т. е. генерация гамма-излучения в неотдаленных от Солнца областях с $d \lesssim 500$ пс. Нетрудно убедиться в том, что в этом случае излучение лишь условно можно назвать «диффузным», так как оно скорее всего обусловлено неразрешенными дискретными источниками, а не взаимодействиями космических лучей с межзвездной средой. Действительно, предполагая, что наблюдаемое излучение является результатом распада π^0 -мезонов, возникающих при взаимодействиях протонного компонента космических лучей с межзвездным газом, имеем

$$I_\gamma(> 5 \cdot 10^{14} \text{ эВ}) \sim \langle n_H l \rangle \int \sigma_{in}(E) J_{\pi^0}(E) dE \sim$$

$$\sim \langle n_H l \rangle \bar{\sigma}_{in} J_{\pi^0}(\geq 10^{15} \text{ эВ}) \sim 10^{-35} \langle n_H l \rangle \text{ фот/см}^2 \text{ с стер,}$$

где $\langle n_H l \rangle$ — количество водорода (как атомарного, так и молекулярного) в столбце единичного сечения. Для больших широт ($|b_{\text{ср}}| > 15^\circ$) оно не превосходит $\sim 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [19] и, следовательно, ожидаемый поток гамма-квантов, генерируемых при взаимодействиях протонов и ядер космических лучей в межзвездной среде, по-видимому, составляет не более 10% наблюдаемого значения. Еще меньше оказывается вклад, вносимый электронным компонентом космических лучей. Действительно, если экстраполировать спектр электронов, измеренный в области 10—300 ГэВ, степенным законом с показателем $\alpha \approx 3.6$ [24] в область сверхвысоких энергий, то получим, что поток электронов в области $\geq 5 \cdot 10^{14} \text{ эВ}$ примерно на 5 порядков меньше наблюдаемого на Тянь-шаньской установке ШАЛ потока фотонов. Это является естественным следствием того, что в результате синхротронного излучения электроны столь высоких энергий, в отличие от фотонов, очень быстро теряют энергию $\left(t \sim \frac{E}{(dE/dt)_s} \sim \right.$
 $\left. \sim 10^3 (H/4 \text{ мкГс})^{-2} (E_e/10^{15} \text{ эВ})^{-1} \text{ лет} \right)$. Энергетические потери электронов с $E_e \geq 10^{15} \text{ эВ}$ комптоновском рассеянии на низкочастотном излучении в межзвездной среде менее важны из-за падающего характера сечения Клейна-Нишины от параметра $b \equiv \frac{4E_e \varepsilon}{m^2 c^4}$, который даже в случае рассеяния на реликтовом микроволновом излучении существенно больше единицы: $b \sim 10$. Эти оценки указывают, что наблюдаемое на Тянь-шаньской комплексной установке ШАЛ гамма-излучение, по-видимому, генерируется непосредственно вблизи источников космических лучей, где как плотность окружающего газа, так и самих космических лучей может оказаться существенно выше, чем в межзвездном пространстве. Ограничение на расстояния до возможных источников «диффузного» гамма-излучения сверхвысоких энергий, $b \leq 500 \text{ пс}$, не согласуется с традиционными представлениями о «спокойной» области, охватывающей солнечную систему. Однако астрономические наблюдения последних 10 лет показали, что Солнце в действительности находится в окружении пекулярного комплекса молодых звезд — Пояса Гулда [25, 26], представляющего собой кольцеобразную конфигурацию с диаметром $\sim 1 \text{ кпс}$ и наклоном 20° относительно галактического экватора. В поясе Гулда сконцентрировано подавляющее большинство ближайших ОВ-звезд, молодых звездных скоплений и молекулярных облаков. Весь этот комплекс звездообразования, как показывают наблюдения, является мощным источником гамма-излучения с $E_\gamma \geq 100 \text{ МэВ}$. Предполагая, что последнее является результатом взаимодействий космических лучей с окружающим газом, легко получить, что плотность космических лучей в этой области существенно выше локально-

го значения ($\sim 1 \text{ эВ/см}^3$), полученного прямыми измерениями на ИСЗ в околоземном пространстве. В частности, анализ условий генерации гамма-излучения в $\rho \text{ Oph}$ — ближайшем агрегате газа и молодых звезд ($d \simeq 160 \text{ пс}$), принадлежащем Поясу Гулда, показывает, что плотность космических лучей в 5—10 раз превосходит (с учетом неопределенности массы молекулярного облака $M \sim 2000\text{--}4000 M_\odot$) локальную плотность [27]. Примечательно, что вблизи этого объекта, как это следует из наблюдений в мягком рентгеновском диапазоне, нет сверхновых звезд моложе 10^5 лет [28], которые традиционно считаются основными источниками космических лучей в Галактике (см., например, [29]).

К настоящему времени в литературе широко обсуждаются модели ускорения космических лучей в ударных волнах сверхновых (см., например, [30, 31]). Однако наблюдательные свидетельства в пользу сверхновых, как потенциальных источников космических лучей, пока касаются лишь релятивистских электронов. Основные надежды получить прямую информацию об ускорении протонно-ядерного компонента космических лучей в оболочках сверхновых связываются с регистрацией жесткого гамма-излучения с $E_\gamma \geq 100 \text{ МэВ}$ от распада π^- -мезонов, генерируемых при неупругих ядерных столкновениях [32]. Однако до сих пор не получены какие-либо экспериментальные указания о «проявлении» сверхновых в гамма-лучах. Более того, сравнение крупномасштабного распределения дискретных гамма-источников COS B с распределением сверхновых не обнаруживает какой-либо заметной корреляции*.

В то же время имеет место явная корреляция между гамма-источниками COS B и молодыми звездными ассоциациями или связанными с ними молекулярными облаками и H II областями [33]. Правда, в некоторых случаях в области локализации гамма-источников попадают, помимо OB ассоциаций, также оболочки сверхновых. На основе этого, в работе [33] была выдвинута модель гамма-источников «SNOB» (сверхновые + OB-ассоциации), согласно которой наличие «инжектора» (вспыхивающие звезды в OB-ассоциациях), «ускорителя» (ударные волны сверхновой) и «мишени» (молекулярные облака) создавало бы благоприятные условия для генерации гамма-излучения. Однако модель «SNOB» не получила в дальнейшем наблюдательного подтверждения. Возможно, сверхновые играют незначительную роль при образовании излучения в гамма-источниках. С другой стороны, генетическая связь между некоторыми гамма-источниками COS B и молодыми звездными ассоциациями не вызывает

* Хотя жесткое гамма-излучение с $E_\gamma > 100 \text{ МэВ}$ обнаружено в направлении сверхновых *Crab* и *Vela*, однако, согласно данным COS B излучение почти полностью состоит из пульсирующего компонента и, очевидно, связано с пульсарами NP 0532 и PSR 0833.

сомнений. Недавно на спутнике COS B обнаружено жесткое гамма-излучение ($E_{\gamma} \geq 100$ МэВ) еще от одной близкой области интенсивного звездообразования — комплекса Ориона [34], а также получено свидетельство о корреляции жесткого гамма-излучения с еще одной, открытой недавно Дюлидзе [35], местной системой звезд [36].

Таким образом, наблюдательные данные последних лет указывают на целесообразность рассмотрения новых моделей происхождения космических лучей, учитывающих связь источников космических лучей с космогонически активными областями, т. е. очагами интенсивного звездообразования. В частности в работе [27] на основе гамма-астрономических данных была выдвинута гипотеза о том, что наблюдаемые около Земли космические лучи вплоть до энергий 10^{15} эВ генерируются молодыми вспыхивающими звездами. Аргументы иного характера, в первую очередь основанные на недавних измерениях спутника HEAO-3 по зарядовому составу космических лучей, в пользу гипотезы о «местном» происхождении космических лучей, приводились в работах [37, 38]. Нам представляется разумным считать, что космические лучи сверхвысоких энергий ($E \geq 10^{15}$ эВ) и связанный с ними «диффузный» компонент гамма-излучения с $E_{\gamma} \sim (0.5 \div 1) \cdot 10^{15}$ эВ также генерируется в этих объектах. Интересно отметить, что шесть из восьми событий, отобранных в тьянь-шаньском эксперименте, группируются в направлении, совпадающем с направлением наблюдаемой анизотропии ШАЛ с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ.

При характерном расстоянии до источников $d \sim 200$ пс светимость в гамма-квантах сверхвысоких энергий составляет примерно 10^{34} эрг/с. Наблюдения на спутнике «Коперник» показали, что звезды ярче $2 \cdot 10^4$ (т. е. ОВ-звезды и сверхгиганты поздних спектральных классов) теряют массу со сверхзвуковыми скоростями [39]. Исходя из этих данных, в работе [27] была оценена суммарная кинетическая энергия (мощность) звездного ветра 44-х ОВ-звезд в Поясе Гулда, в $2 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Это значение примерно на порядок превосходит мощность, необходимую для поддержания локальной плотности космических лучей в сфере с диаметром ~ 1 кпс [27] за время удержания космических лучей $2 \cdot 10^7$ лет [40] и примерно на 4 порядка — светимость в гамма-лучах сверхвысоких энергий. Существенный вклад могут внести также другие близкие комплексы звездообразования, как, например, молодые звезды в Поясе Дюлидзе. К сожалению, экспериментальный материал, накопленный к настоящему времени, недостаточно статистически обеспечен для более глубокого понимания природы первичного гамма-излучения сверхвысоких энергий.

В заключение отметим, что на создаваемом экспериментальном комплексе АНИ на г. Арагац [41] будут продолжены поиски первичных гамма-квантов с $E_{\gamma} \sim 5 \cdot 10^{14} \div 5 \cdot 10^{15}$ эВ. Ливни от первичных гамма-квантов содержат, по крайней мере на порядок, меньше высокоэнергичных

мюонов с $E_\mu \geq 5$ ГэВ, чем ливни с тем же числом электронов, но созданные первичными протонами и ядрами. Аномально малое число мюонов в ШАЛ и будет служить критерием электромагнитного происхождения ливня. Для определения числа мюонов в ливне в эксперименте АНИ будут использованы 200 сцинтилляционных детекторов, каждый площадью ~ 1 м², расположенные под слоем грунта толщиной около 20 м водного эквивалента. Для определения места прохождения оси ливня, направления его прихода и числа частиц в нем, будут использованы 40—50 групп сцинтилляционных детекторов, расположенных на поверхности Земли по площади круга с радиусом 100 м. По сравнению с Тянь-шаньской установкой ШАЛ [3] установка АНИ будет иметь детектор мюонов в 8 раз большей площади и в 50—100 раз большую эффективную площадь, на которой будут определены координаты осей ливней.

Авторы признательны В. А. Амбарцумяну и А. Р. Петросяну за обсуждение работы и ценные замечания.

Ереванский физический
институт
Физический институт
им. П. Н. Лебедева
АН СССР

PRIMARY GAMMA-RAY EMISSION WITH ENERGY 10^{14} — 10^{16} eV AND POSSIBLE SOURCES OF COSMIC RAYS IN THE GALAXY

F. A. AHARONIAN, E. A. MAMIDJANIAN, S. I. NIKOLSKY, E. I. TUKISH

The analysis of the ultra-high energy gamma-rays absorption on the microwave background radiation allows to establish the upper limit on the distances to the possible sources of gamma-ray emission with $E_\gamma \geq 10^{15}$ eV: $d \leq 10$ kpc. Hence the first observational evidence for ultra-high energy cosmic rays acceleration in the galactic sources is obtained. Some arguments that the "diffuse" gamma-rays with $E_\gamma \geq 5 \times 10^{14}$ eV, observed in the Tien Shan EAS array and associated with the unresolved discrete sources in the nearest active regions of the star formation are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Stamm, M. Samorski, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, v. 1, 1983, p. 131.
2. M. Samorski, W. Stamm, Ap. J., 268, L17, 1983.
3. J. N. Stamenov, S. Z. Ushev, S. I. Nikolsky, V. I. Yakovlev, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, v. 6, 1983, p. 54.
4. J. V. Jelley, Phys. Rev. Lett., 16, 479, 1966.
5. R. J. Gould, G. P. Schreder, Phys. Rev., 155, 1404, 1967.

6. T. Dzikowski, B. Grochalska, J. Gawln, J. Wdowczyk, Origin of Cosmic Rays, IUPAP-IAU Symp. No. 94, 1980, p. 327.
7. T. Dzikowski, J. Gawln, B. Grochalska, J. Korejwo, J. Wdowczyk, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., v. 2, 1983, p. 132.
8. M. Samorski, W. Stamm, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, v. 1, 1983, p. 135.
9. D. R. Parsingault, E. Schreier, J. Grindlay, H. Gursky, Ap. J., 209, L73, 1976.
10. А. А. Степанян, сб. «Итоги науки и техники, сер. Астрономия», 24, 205, 1982.
11. W. T. Vestrand, D. Etchler, Ap. J., 261, 251, 1982.
12. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Урюмов, А. В. Курочкин и др. Письма ЖЭТФ., 26, 381, 1977.
13. R. C. Lamb, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, Ap. J., 212, L63, 1977.
14. G. G. Lichti, R. Buccheri, P. Caraveo et al., in "Non Solar Gamma-Rays", eds. R. Cowsic, R. D. Wills, Pergamon Press, 1980, p. 49.
15. G. G. Fazio, Ap. J., 175, L117, 1972.
16. A. I. Gibson, A. B. Harrison, A. P. Lotts et al., Nature, 296, 833, 1982.
17. L. Maraschi, A. Treves, M. N. RAS, 194, 1, 1981.
18. G. F. Bignami, W. Hermsen, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 21, 67, 1983.
19. C. E. Fichtel, G. A. Stimpson, D. J. Thompson, Ap. J., 222, 833, 1978.
20. D. M. Worrall, A. W. Strong, Astron. Astrophys., 57, 229, 1977.
21. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
22. F. A. Aharontan, A. M. Atogan, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
23. R. Dantel, S. Stephens, Space Sci. Rev., 17, 45, 1975.
24. D. Müller, J. Tang, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, v. 2, 1983, p. 60.
25. R. Stothers, J. A. Frogel, A. J., 79, 456, 1974.
26. J. A. Frogel, R. Stothers, A. J., 82, 890, 1977.
27. M. Cassé, J. P. Paul, Ap. J., 237, 236, 1980.
28. K. M. V. Apparao, S. Hayakawa, D. R. Hearn, Astrophys. Space Sci., 65, 419, 1979.
29. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Из-во АН СССР, М., 1963.
30. S. Colgate, in "Origin of Cosmic Rays", eds. Osborn, A. W. Wolfendale, Reidel, 1975, p. 447.
31. W. I. Axford, Proc. Int. School and Workshop on Plasma Astrophys., (ESA Sp-161), 1981, p. 167.
32. K. Pinkau, Nature, 277, 17, 1979.
33. T. Montmerle, Ap. J., 231, 95, 1979.
34. P. A. Caraveo, K. Bennett, G. F. Bignami et al., Astron. Astrophys., 91, L3, 1980.
35. М. В. Долидзе, Письма АЖ, 6, 92, 1980.
36. G. F. Bignami, 17-th Int. Cosmic Ray Conf., Paris, v. 13, 1981, p. 21.
37. R. E. Strelmatter, V. K. Balasubrahmanyam, J. F. Ormes, R. J. Proteros, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, v. 2, 1983, p. 183.
38. J. F. Ormes, 18-th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, v. 2, 1983, p. 187.
39. T. P. Snow, D. C. Morton, Ap. J. Suppl. ser., 32, 429, 1975.
40. H. Garcia-Munoz, G. H. Mason, J. A. Stimpson, Ap. J., 217, 859, 1977.
41. С. И. Никольский, Е. И. Тукиш, Е. А. Файнберг, А. Ц. Амагунни, Э. А. Мамиджаниян, С. Г. Матиян, Преприят ЕрФИ-358 (16)-79, Ереван, 1979.

УДК 524.3—17:51

ДВЕ МОДЕЛИ ПЛОСКИХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ
БЕЗ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 25 октября 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Кинетическим методом построены самосогласованные модели бесстолкновительных эллипсоидальных дисков с квадратичным потенциалом, у которых ось вращения или ее перпендикулярна к главной плоскости (класс *i*), или лежит в ней (класс *ii*). Модель класса *i* имеет жидкий аналог среди дискообразных эллипсоидов Римана. Предложено качественное объяснение известному из наблюдений явлению искажения газовых и звездных дисков у плоских галактик.

1. *Введение.* В области исследований, посвященной динамике галактик, важной задачей является построение самосогласованных бесстолкновительных гравитирующих моделей. Свойства любой такой модели (как и любой жидкой фигуры равновесия) весьма существенно зависят от ориентации ее эллипсоида инерции относительно оси вращения. Например, модели с экваториальной плоскостью симметрии принципиально отличаются от моделей без нее. Законами же механики допускается существование как моделей с экваториальной плоскостью симметрии [1—3], так и без этой плоскости [4, 5]. Данная статья является развернутым вариантом тезисов [4]. Построены две модели эллипсоидальных дисков с квадратичным потенциалом. Первая модель представляет диск, вращающийся вокруг любой из двух главных осей. При вырождении получается круглый «кувыркающийся» диск. Внутренним движением частиц эта модель отличается от «кувыркающегося» жидкого диска [6]. Вторая модель представляет диск, ось вращения у которого не перпендикулярна к главной плоскости. Эта модель с «наклонным» вращением во всем подобна одному типу жидких дискообразных эллипсоидов Римана [6, 7]. Тем не менее, целесообразно все же построить такую модель именно кинетическим методом, адекватным духу задачи, а не с помощью громоздкого асимптотического предела получить ее из трехосного жидкого эллипсоида Римана.

2. *«Кувыркающиеся» диски.* Рассмотрим бесстолкновительный изолированный диск с границей

$$x_1^2/a_1^2 + x_2^2/a_2^2 = 1. \quad (1)$$

Пусть система отсчета, связанная с осями эллипса (ось Ox_3 перпендикулярна к плоскости диска), равномерно вращается с угловой скоростью $\vec{\Omega}(\Omega_1, 0, 0)$. Соотношения между a_1 и a_2 мы не устанавливаем, так что диск может вращаться вокруг любой главной оси. Уравнения движения частицы имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}, \\ \ddot{x}_2 &= \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} + \Omega_1^2 x_2, \\ \ddot{x}_3 &= 0 = -2\Omega_1 \dot{x}_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где φ — гравитационный потенциал диска. Отсюда следует

$$\varphi = R(x_1) - \frac{\Omega^2}{2} x_2^2; \quad \ddot{x}_1 = \frac{\partial R}{\partial x_1}; \quad \dot{x}_3 = 0. \quad (3)$$

Чтобы решение этих уравнений имело физический смысл, потенциал φ должен быть квадратичным. Известно, что квадратичный потенциал имеет диск, полученный из однородного эллипсоида предельным переходом $a_3 \rightarrow 0$. Для такого диска поверхностная плотность σ и потенциал φ есть

$$\sigma = \sigma_0 (1 - x_1^2/a_1^2 - x_2^2/a_2^2)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\varphi = \text{const} - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2. \quad (5)$$

Сравнивая (5) и первую формулу в (3), находим угловую скорость $\Omega_1^2 = 2A_2$. Движение частицы сводится к одномерному гармоническому колебанию с частотой $\sqrt{2A_1}$ в направлении Ox_1 .

Фазовая функция распределения, как можно показать, имеет вид

$$f(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) = \frac{\sigma_0}{2\sqrt{2A_1}a_1^2} \theta \left[\dot{x}_1^2 - 2A_1 a_1^2 \left(1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} \right) \right], \quad (6)$$

где $\theta[\dots]$ — ступенчатая функция. Компоненты дисперсии скоростей равны

$$\langle \dot{x}_1^2 \rangle = \frac{2}{3} A_1 a_1^2 (1 - x_1^2/a_1^2 - x_2^2/a_2^2); \quad \langle \dot{x}_2^2 \rangle = 0. \quad (7)$$

Компонент $\langle \dot{x}_1^2 \rangle$ остается постоянным на семействе эллипсов, подобных

границе (1), и на последней обращается в нуль. Следует отметить, что границы могут касаться отнюдь не все частицы в диске.

Полная кинетическая $T_{\text{кин}}$ и потенциальная энергии $|W|$ модели равны

$$T_{\text{кин}} = \frac{1}{5} M (A_1 a_1^2 + A_2 a_2^2), \quad (8)$$

$$|W| = - \iint \sigma(x_1, x_2) \left(x_1 \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} + x_2 \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \right) d^2x = \frac{2}{5} M (A_1 a_1^2 + A_2 a_2^2), \quad (9)$$

так что выполняется теорема вириала $2T_{\text{кин}} = |W|$.

Среди жидких также существуют диски с вращением вокруг одной из главных осей [6]. У этих дисков, вращающихся с предельной (как и в нашем случае) угловой скоростью, имеется циркуляция параллельно оси вращения. У бесстолкновительной же модели циркуляции нет и форма диска поддерживается хаотическим движением частиц.

Следует отметить, что «кувыркающуюся» модель можно получить соответствующим предельным переходом из бесстолкновительного эллипсоида Фримана [2]. Однако этот способ не является прямым и наглядным в сравнении с описанным выше.

3. *Диск с наклонным вращением.* Рассмотрим теперь случай, когда отличны от нуля Ω_2 и любой из компонентов Ω_1 или Ω_2^* . Нет необходимости сразу делать определенное предположение относительно поверхностной плотности и потенциала: оставим их пока неопределенными. Полагая $\vec{\Omega}(\Omega_1, 0, \Omega_2)$, запишем уравнения движения частицы

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} + \Omega_2^2 x_1 + 2\Omega_2 \dot{x}_2, \\ \ddot{x}_2 &= \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} + (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) x_2 - 2\Omega_2 \dot{x}_1, \\ \ddot{x}_3 &= 0 = -\Omega_1 \Omega_2 x_1 - 2\Omega_1 \dot{x}_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Третье уравнение в (10) выражает условие сохранения плоской структуры диска и сразу дает один первый интеграл. Вообще, система (10) эквивалентна следующим трем уравнениям:

$$\dot{x}_1 = \frac{2}{3\Omega_2} \frac{\partial \Phi}{\partial x_2}; \quad \dot{x}_2 = -\frac{\Omega_2}{2} x_1, \quad (11)$$

и

* Можно доказать, что случай, когда отличны от нуля все три компонента угловой скорости, невозможен.

$$6 \frac{\partial \Phi}{\partial (x_1^2)} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} = \frac{8}{3\Omega_3^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial (x_1^2) \partial x_2}, \quad (12)$$

где для удобства введена функция

$$\Phi(x_1, x_2) = \varphi(x_1, x_2) + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_3^2}{2} x_2^2 \quad (13)$$

Чтобы задача была разрешена полностью, нужно найти общее решение уравнения (12). К сожалению, общее решение этого нелинейного уравнения найти не удастся. Однако одно частное решение найти нетрудно. Потребуем, чтобы первые интегралы (11) однозначно определяли поле скоростей по закону подобия в любой точке диска. Дисперсия скоростей тогда равна нулю, поэтому в данном случае существует полная аналогия между бесстолкновительным и жидким дисками (см. Введение). Для сохранения границы диска необходимо выполнение условия

$$\frac{x_1 \dot{x}_1}{a_1^2} + \frac{x_2 \dot{x}_2}{a_2^2} = 0. \quad (14)$$

Из уравнений (11)–(14) следует, что потенциал является квадратичной функцией

$$\varphi = \text{const} - \frac{1}{8} \Omega_3^2 \frac{a_1^2}{a_2^2} x_1^2 - \left[\frac{1}{2} \Omega_1^2 + \frac{1}{2} \Omega_3^2 \left(1 - \frac{3}{4} \frac{a_1^2}{a_2^2} \right) \right] \cdot x_2^2. \quad (15)$$

Сравнивая (15) с выражением потенциала (5), находим компоненты вектора $\vec{\Omega}$

$$\Omega_3^2 = 8A_1 \frac{a_2^2}{a_1^2}; \quad \Omega_1^2 = 2 \left[\left(3 - 4 \frac{a_2^2}{a_1^2} \right) A_1 + A_2 \right]. \quad (16)$$

В качестве единственного независимого параметра модели надо взять отношение $\frac{a_2}{a_1}$. С помощью второй формулы в (16) можно сделать выбор между a_1 и a_2 (это важно, так как по условию проекция вектора $\vec{\Omega}$ на ось Ox_2 равна нулю). Действительно, правая часть Ω_1^2 не может быть отрицательной, поэтому $3 + \frac{A_2}{A_1} \geq 4 \frac{a_2^2}{a_1^2}$. Но это неравенство выполняется только при $a_1 \geq a_2$ (так как последнее влечет $A_2 \geq A_1$). Равновесие требует, таким образом, чтобы вектор $\vec{\Omega}$ и наибольшая полуось диска a_1 лежали в одной плоскости (x_1, x_2) собственной системы координат модели.

Из формулы для Ω_1^2 следует также, что при $a_1 = a_2$ компонент Ω_1 обращается в нуль, поэтому круглый диск не может иметь „наклонного“ вращения. В другом предельном случае $\frac{a_2}{a_1} \rightarrow 0$ будет $\Omega_3 = 0$, т. е. иглообразная модель вращается только вокруг длинной оси.

Легко указать фазовую функцию модели

$$f(\vec{r}, \vec{r}) = \sigma(x_1, x_2) \left(\dot{x}_1 - \sqrt{2A_1} \frac{a_1}{a_2} \dot{x}_2 \right) \cdot \dot{x}_2 \left(\dot{x}_2 + \sqrt{2A_1} \frac{a_2}{a_1} \dot{x}_1 \right), \quad (17)$$

удовлетворяющую кинетическому уравнению $\frac{df}{dt} = 0$.

Внутри токи следуют по подобным границе (1) эллипсам, и так как завихренность $\vec{\zeta} = \text{rot } \vec{r}$ отрицательна ($\zeta_1 = \zeta_2 = 0$, $\zeta_3 = -\sqrt{2A_1} \left(\frac{a_1}{a_2} + \frac{a_2}{a_1} \right)$), то токи имеют обратное направление. Угол θ между векторами $\vec{\Omega}$ и $\vec{\rho}$, согласно формуле $\cos \theta = -2 \frac{a_2}{a_1} \left(3 + \frac{A_2}{A_1} \right)^{-1/2}$, изменяется от $\frac{\pi}{2}$ у иглообразной модели до π у круглого диска.

Компоненты полного момента вращения равны

$$L_1^{(0)} = \frac{1}{5} Ma_2^2 \Omega_1; \quad L_2^{(0)} = 0; \quad L_3^{(0)} = \frac{1}{5} Ma_1^2 \Omega_3. \quad (18)$$

Следовательно, вектор $\vec{L}^{(0)}$ совпадает по направлению с вектором $\vec{\Omega}$:

$$\vec{L}^{(0)} = \frac{1}{5} Ma_2^2 \vec{\Omega}. \quad (19)$$

Отметим, что коэффициент пропорциональности в (19) равен моменту инерции диска относительно оси Ox_1 и не зависит от большой полуоси a_1 .

4. О возможной причине искажения дисков галактик. Рассмотрим одно любопытное свойство модели с наклонным вращением, когда диск не описывается более потенциалом (5). В таком неоднородном диске сила Кориолиса не является, вообще говоря, линейной функцией координат и компонент $\dot{x}_i$ в уравнениях (10) будет отличным от нуля. А именно: если в диске по-прежнему существуют противотоки, то выражение $-\Omega_1 (\Omega_1 x_1 + 2\dot{x}_2)$ имеет знак «—» в той части диска, где $x_1 > 0$, и знак «+» при

$x_1 < 0$. Вследствие этого правый конец диска получит изгиб вниз, а левый — вверх от главной плоскости (рис. 1). Эта картина сильно напоминает известное из наблюдений явление искажения ("warping") газовых и звездных дисков у многих плоских галактик (см., например, [8]). Возникает гипотеза: не объясняется ли "warping" тем, что полный момент галактики не перпендикулярен к основной плоскости диска. При этом не обязательно, чтобы диск галактики прецессировал [9] — достаточно и просто существования наклонного вращения. Из существующих гипотез данная естественно объясняет не только сам рисунок изгиба дисков, но и его долгоживущий характер. В подтверждение предложенной гипотезы отметим, что методом численного эксперимента [10] действительно обнаружен загиб краев диска при наклонном вращении.

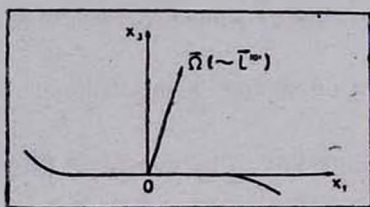


Рис. 1. Искривление неоднородного диска с наклонной осью вращения.

Автор благодарен В. А. Антонову за обсуждение гипотезы, предложенной в статье. (По мнению В. А. Антонова, представленная картина родственна действию волнового механизма искажения диска).

Астрофизический институт
АН КазССР

TWO MODELS OF FLAT STELLAR SYSTEMS WITHOUT A SYMMETRY PLANE

B. P. KONDRAT'YEV

Some self-consistent stellar dynamic models of rotating flat elliptical systems are constructed. The rotational axis of these models is inclined towards the disk's plane (class i) or else lies in it (class ii). The simple explanation for the warping of flat galaxies is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. C. Freeman*, M. N. RAS., 133, 47, 1966.
2. *K. C. Freeman*, M. N. RAS., 134, 1, 1966.
3. *K. C. Freeman*, M. N. RAS., 134, 15, 1966.
4. *Б. П. Кондратьев*, Тезисы Всесоюзной конференции «Структура галактик и звездообразование», Киев, 1983.
5. *Б. П. Кондратьев*, *Астрофизика*, 21, 499, 1984.
6. *C. Hunter*, *Ap. J.*, 162, 97, 1970.
7. *С. Чандрасекар*, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
8. *G. Bertin, S. Casserfano*, *Astron. Astrophys.*, 103, 274, 1982.
9. *D. Lynden-Bell*, M. N., RAS., 129, 299, 1965.
10. *W. A. Mulder*, *Astron. Astrophys.*, 121, 91, 1983.

УДК: 523—17:51

ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРЕМА О ВИРИАЛЕ ДЛЯ СИСТЕМЫ ФЛУКТУИРУЮЩЕГО СОСТАВА

Т. Б. ОМАРОВ

Поступила 19 ноября 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Выводится обобщенная теорема о вириале для непрерывно изменяющейся в своем составе подсистемы частиц, выделенных по достаточно произвольному характерному признаку. Результат содержит в себе теорему о вириале, полученную Швейцем [1] для частного типа такой подсистемы, и ее более общие аналоги. В случае нестационарной по составу совокупности гравитирующих частиц, выделенных условием их самосогласованности, имеем соответствующее обобщение известного уравнения Пуанкаре—Эддингтона [2]. Рассматриваются приложения. В частности, полученная Мак-Кри [3] теорема о вириале для облака гравитирующих частиц, испытывающего давление на границе, и обобщенное уравнение Пуанкаре—Эддингтона для незамкнутой сферической гравитирующей системы с достаточно медленно изменяющимися массой и радиусом совпадают по форме. Отсюда динамическую реакцию этой незамкнутой системы на изменение ее состава можно интерпретировать как действие некоторого эффективного внешнего давления, приводимого в работе.

1. *Введение.* В работе Швейца [1] получена теорема о вириале для незамкнутой системы частиц, занимающей объем V с неизменной границей S : если $\vec{r}_i$ — радиус-вектор частицы, $\vec{p}_i$ — импульс, T_i — кинетическая энергия и $\vec{F}_i$ — действующая сила, то в среднем по промежутку времени $t_p \rightarrow \infty$ должно быть

$$\left(\sum_{\vec{r}_i \in V} 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i \right)_{\text{ср.}} + \oint_S \vec{r} (\vec{p}(\vec{r}) - \vec{p}(\vec{r})) ds = 0, \quad (1)$$

где положено

$$\vec{p}(\vec{r}) = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{P}(\vec{r})}{\Delta s}, \quad \Delta \vec{P}(\vec{r}) = \lim_{t_p \rightarrow \infty} \frac{1}{t_p} \sum_j \vec{p}_j(\vec{r}), \quad (2)$$

$$\vec{p}(\vec{r}) = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{P}(\vec{r})}{\Delta S}, \quad \Delta \vec{P}(\vec{r}) = \lim_{t_p \rightarrow \infty} \frac{1}{t_p} \sum_k \vec{p}_k(\vec{r}), \quad (2)$$

причем индекс j приписывается частицам, уходящим из системы за время t_p через элемент ΔS поверхности S , а индекс k относится к соответствующим присоединяющимся к системе частицам, для импульсов которых использовано обозначение $\vec{p}_k$. Вывод основан на непосредственном вычислении для рассмотренной системы первого члена соотношения (1). Ниже мы

получили уравнение, содержащее величину $\sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i$ для непрерывно изменяющейся в своем составе совокупности i -ых частиц с достаточно произвольным характерным признаком. Его можно рассматривать как обобщенную теорему о вириале для системы флуктуирующего состава. Усредняя уравнение по промежутку времени $t_p \rightarrow \infty$ для i -ых частиц, выделенных объемом V с границей S , получим результат Швейца (1). При этом можно дополнительно учесть возможную зависимость внешней границы S от времени. Выписывается также общий аналог соотношения (1) для системы флуктуирующего состава. В случае непрерывно изменяющейся по составу совокупности гравитирующих частиц, выделенных условием их самосогласованности, наше уравнение дает обобщение известного уравнения Пуанкаре—Эддингтона [2], относящегося к классической проблеме n -тел. Впечатляющим примером по нестационарности состава реальных систем большого числа гравитирующих тел является «канибализм» гигантских галактик в скоплениях [3]. В звездной динамике на основе уравнения Пуанкаре—Эддингтона дается формулировка теоремы о вириале, приложимой к каждому мгновенному состоянию медленно эволюционирующей системы [4]. Приводимое обобщение этого уравнения содержит в себе такую форму теоремы о вириале для самосогласованной гравитирующей системы нестационарного состава. Как известно, аналоги уравнения Пуанкаре—Эддингтона в проблемах, связанных с учетом в развитии гравитирующих систем различных добавочных сил, называются теоремами о вириале [5, 6]. Можно заметить, что теорема о вириале [5] для сферического облака гравитирующих частиц, испытывающего давление на границе, и обобщенное уравнение Пуанкаре—Эддингтона для незамкнутой сферической гравитирующей системы с достаточно медленно изменяющейся массой и радиусом совпадают по виду. Отсюда динамическая реакция такой незамкнутой системы на изменение ее состава интерпретируется как действие некоторого эффективного внешнего давления. Отмечается связь давления, соответствующего диссипации системы, с эффектами механики тел переменной массы [7]. Качественные оценки по обобщенному

уравнению Пуанкаре — Эддингтона показывают, что динамическое следствие отрыва тел от системы с релятивистскими скоростями может быть существенным даже при малой утечке массы в этом процессе. Есть основание предполагать важную роль в динамической эволюции ядер активных галактик систематически повторяющихся эжекций плазмоидов [8] и черных дыр [9] с такими большими скоростями.

2. *Основное уравнение и его следствия.* Рассмотрим непрерывно изменяющуюся в своем составе подсистему частиц, выделенных по достаточно произвольному характерному признаку (система флуктуирующего состава).

Можно выписать следующие соотношения:

$$\sum_i m_i r_i^2 = \left[\sum_{i_0} m_{i_0} r_{i_0}^2 \right]_t - \left[\sum_j m_j r_j^2 \right]_t + \sum_k m_k r_k^2, \quad (3)$$

$$\sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2 = \left[\sum_{i_0} \frac{d}{dt} m_{i_0} r_{i_0}^2 \right]_t - \left[\sum_j \frac{d}{dt} m_j r_j^2 \right]_t + \sum_k \frac{d}{dt} m_k r_k^2, \quad (4)$$

где индекс i_0 придан массам и радиус-векторам частиц, образующих систему флуктуирующего состава в некоторый начальный момент времени t_0 , индекс j — тем из i_0 -ых частиц, которые по истечении времени $t-t_0$ оказываются не вошедшими в новый состав системы из i -ых частиц, а индекс k — тем из i -ых, которых не было среди i_0 -ых.

Так как состав частиц с индексом i_0 фиксирован, то из уравнения (4) имеем

$$\frac{d}{dt} \sum_{i_0} m_{i_0} r_{i_0}^2 = \sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2 + \left[\sum_j \frac{d}{dt} m_j r_j^2 \right]_t - \sum_k \frac{d}{dt} m_k r_k^2. \quad (5)$$

Дифференцирование формулы (3) соответственно дает

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum_i m_i r_i^2 &= \left[\sum_j \frac{d}{dt} m_j r_j^2 \right]_t - \frac{d}{dt} \sum_j m_j r_j^2 - \sum_k \frac{d}{dt} m_k r_k^2 + \\ &+ \frac{d}{dt} \sum_k m_k r_k^2 + \sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Массы m_i , m_j и m_k считаются постоянными. Ради упрощения последующих выкладок припишем j -ым частицам одну и ту же массу m_a , а k -ым частицам — массу m_b . По виду конечного результата (основное уравнение) нетрудно будет усмотреть, что при этом не ограничивается его общность.

Выражению (6) придадим вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum_j m_j r_j^2 = & \left[\sum_j \frac{d}{dt} m_j r_j^2 \right]_t - \sum_k \frac{d}{dt} m_k r_k^2 - m_a \frac{dn_a}{dt} \alpha_a - \\ & - m_a n_a \frac{d\alpha_a}{dt} + m_b \frac{dn_b}{dt} \alpha_b + m_b n_b \frac{d\alpha_b}{dt} + \sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где n_a (n_b) и α_a (α_b) — число и среднее значение квадратов радиус-векторов j -ых (k -ых) частиц:

$$\alpha_a = \frac{1}{n_a} \sum_j r_j^2, \quad \alpha_b = \frac{1}{n_b} \sum_k r_k^2. \quad (8)$$

Заменяя в формулах (3) и (4) величину $m_i r_i^2$ на $\frac{d}{dt} m_i r_i^2$, аналогично имеем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2 = & \left[\sum_j \frac{d^2}{dt^2} m_j r_j^2 \right]_t - \sum_k \frac{d^2}{dt^2} m_k r_k^2 - m_a \frac{dn_a}{dt} \beta_a - \\ & - m_a n_a \frac{d\beta_a}{dt} + m_b \frac{dn_b}{dt} \beta_b + m_b n_b \frac{d\beta_b}{dt} + \sum_i \frac{d^2}{dt^2} m_i r_i^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где β_a (β_b) — среднее значение скоростей изменения квадратов радиус-векторов j -ых (k -ых) частиц:

$$\beta_a = \frac{1}{n_a} \sum_j \frac{dr_j^2}{dt}, \quad \beta_b = \frac{1}{n_b} \sum_k \frac{dr_k^2}{dt}. \quad (10)$$

Обозначим через $(\partial M / \partial t)_a$ массу частиц, выбывающих из состава рассматриваемой системы в единицу времени, и пусть $(\partial M / \partial t)_b$ — аналогичная величина для частиц, поступающих в состав. Имеем

$$m_a \frac{dn_a}{dt} = \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a, \quad m_b \frac{dn_b}{dt} = \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b. \quad (11)$$

Перейдем в выражении (7) к пределу при $t \rightarrow t_0$. С учетом того, что при этом $n_a \rightarrow 0$, $n_b \rightarrow 0$, получаем

$$\begin{aligned} \left[\frac{d}{dt} \sum_i m_i r_i^2 \right]_{t_0} = & - (\bar{r}_a^2)_{t_0} \left[\left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a \right]_{t_0} + (\bar{r}_b^2)_{t_0} \left[\left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right]_{t_0} + \\ & + \left[\sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2 \right]_{t_0}, \end{aligned} \quad (12)$$

где положено

$$\lim_{t \rightarrow t_a} \frac{1}{n_a} \sum_j r_j^2 \equiv (\bar{r}_a^2)_{t_a}, \quad \lim_{t \rightarrow t_b} \frac{1}{n_b} \sum_k r_k^2 \equiv (\bar{r}_b^2)_{t_b}. \quad (13)$$

Поскольку выбор начального момента t_0 произволен, то вместо соотношения (13) можно выписать уравнение

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i r_i^2 = -\bar{r}_a^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a + \bar{r}_b^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b + \sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2, \quad (14)$$

в котором $\bar{r}_a^2$ и $\bar{r}_b^2$ — соответствующие аналоги величин $(\bar{r}_a^2)_{t_a}$ и $(\bar{r}_b^2)_{t_b}$:

$$\bar{r}_a^2 \equiv \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta n_a} \sum_{j'} r_{j'}^2, \quad \bar{r}_b^2 \equiv \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta n_b} \sum_k r_k^2, \quad (15)$$

где число Δn_a (Δn_b) и индекс j' (k') относятся к частицам, выбывающим из состава (поступающим в состав) системы в достаточно малом положительном промежутке времени $[t, t + \Delta t]$.

Следуя процедуре вывода уравнения (14), находим из выражения (9)

$$\frac{d}{dt} \sum_i \frac{d}{dt} m_i r_i^2 = -\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a + \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b + \sum_i \frac{d^2}{dt^2} m_i r_i^2, \quad (16)$$

где положено

$$\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a \equiv \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta n_a} \sum_{j'} \frac{dr_{j'}^2}{dt}, \quad \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b \equiv \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta n_b} \sum_{k'} \frac{dr_{k'}^2}{dt}. \quad (17)$$

В результате дифференцирование уравнения (14) дает

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \sum_i m_i r_i^2 = & -\frac{d}{dt} \left[\bar{r}_a^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \bar{r}_b^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b - \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a + \right. \\ & \left. + \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right] + \sum_i \frac{d^2}{dt^2} m_i r_i^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Введем момент инерции системы

$$I = \sum_i m_i r_i^2. \quad (19)$$

Для совокупности i -ых частиц, подверженных действию силы F_i , имеем

$$\sum_i \frac{d^2}{dt^2} m_i r_i^2 = \sum_i 2m_i \left[\left(\frac{dr_i}{dt} \right)^2 + \vec{r}_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} \right] = 2 \sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i. \quad (20)$$

Из формул (18), (19) и (20) получаем следующее основное уравнение:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[\bar{r}_a^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \bar{r}_b^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right] + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{dr^2}{dt} \right)}_a \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \\ - \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{dr^2}{dt} \right)}_b \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b = \sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i \quad (21)$$

Уравнение (21) выведено нами для системы флуктуирующего состава с достаточно произвольным характерным признаком, по которому выделяются в пространстве ее члены — i -ые частицы. Величины $\overline{(dr^2/dt)}_a$ и $\overline{(dr^2/dt)}_b$, заданные формулой (17), представляют собой средние значения скоростей изменения квадратов радиус-векторов тех частиц, которые соответственно считаются выходящими из состава системы в данный момент времени и поступающими в него. Определенные формулой (15) величины $\bar{r}_a^2$ и $\bar{r}_b^2$ — средние значения самих квадратов радиус-векторов этих частиц.

Можно несколько развернуть вид уравнения (21) для случая незамкнутой системы, рассмотренной Швейцем при выводе теоремы о вириале

(1). Обозначим через $\sigma_a(\vec{r}, t)$ и $\sigma_b(\vec{r}, t)$ поверхностные плотности на S отрывающихся от системы и присоединяющихся к ней частиц, и пусть в единицу времени из системы в целом уходит $(\partial n / \partial t)_a$ частиц, а поступает в нее $(\partial n / \partial t)_b$ частиц. Величины

$$\tilde{\sigma}_a(\vec{r}, t) = \sigma_a(\vec{r}, t) \frac{(\partial M / \partial t)_a}{(\partial n / \partial t)_a}, \quad \tilde{\sigma}_b(\vec{r}, t) = \sigma_b(\vec{r}, t) \frac{(\partial M / \partial t)_b}{(\partial n / \partial t)_b} \quad (22)$$

дают значения масс, проходящих в единицу времени через единицу площади границы S в объем V и обратно. Пусть функции $\vec{u}_a(\vec{r}, t)$ и $\vec{u}_b(\vec{r}, t)$ описывают распределения на S скоростей отрывающихся от системы и присоединяющихся к ней частиц.

Обратимся к формулам (15) и (17). Для $\Delta n'_a$ и $\Delta n'_b$ можно положить

$$\Delta n'_a = \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_a \Delta t, \quad \Delta n'_b = \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_b \Delta t. \quad (23)$$

В рассматриваемом случае имеем:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \sum_i r_i^2 = \oint_S r^2 \tilde{\sigma}_a(\vec{r}, t) ds, \quad (24)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \sum_k \dot{r}_k^2 = \oint_S \dot{r}^2 \sigma_b(\vec{r}, t) ds, \quad (25)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \sum_{j'} \frac{dr_{j'}^2}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \sum_{j'} 2r_{j'} \frac{dr_{j'}}{dt} = 2 \oint_S \vec{r} \vec{u}_a(\vec{r}, t) \sigma_a(\vec{r}, t) ds, \quad (26)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \sum_k \frac{dr_k^2}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \sum_k 2r_k \frac{dr_k}{dt} = 2 \oint_S \vec{r} \vec{u}_b(\vec{r}, t) \sigma_b(\vec{r}, t) ds. \quad (27)$$

Соответственно уравнение (21) приобретает вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[\oint_S \dot{r}^2 [\bar{\sigma}_a(\vec{r}, t) - \bar{\sigma}_b(\vec{r}, t)] ds \right] + \\ & + \oint_S \vec{r} [\vec{u}_a(\vec{r}, t) \bar{\sigma}_a(\vec{r}, t) - \vec{u}_b(\vec{r}, t) \bar{\sigma}_b(\vec{r}, t)] ds = \sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i. \end{aligned} \quad (28)$$

В частности, если граница S имеет сферическую форму, то в системе координат, связанной с центром сферы, должно быть

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - \frac{1}{2} R^2 \frac{d^2 M}{dt^2} + R \left(\frac{dR}{dt} + \bar{u}_{ra} \right) \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \\ & - R \left(\frac{dR}{dt} + \bar{u}_{rb} \right) \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b = \sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i, \end{aligned} \quad (29)$$

где M и R — масса и радиус системы, а $\bar{u}_{ra}$ и $\bar{u}_{rb}$ — средние значения радиальных скоростей частиц, уходящих в данный момент времени с границы наружу ($\bar{u}_{ra} \geq 0$) и внутрь ($\bar{u}_{rb} \leq 0$):

$$\left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b - \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a = \frac{dM}{dt}, \quad (30)$$

$$\oint_S \frac{\vec{r}}{r} \vec{u}_a(\vec{r}, t) \bar{\sigma}_a(\vec{r}, t) ds = \bar{u}_{ra} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a, \quad (31)$$

$$\oint_S \frac{\vec{r}}{r} \vec{u}_b(\vec{r}, t) \bar{\sigma}_b(\vec{r}, t) ds = \bar{u}_{rb} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b. \quad (32)$$

Усредним уравнение (28) по времени. Следуя работе Швейца [1], промежуток усреднения $[0, t_p]$ примем бесконечно большим ($t_p \rightarrow \infty$) и для самой системы положим

$$\begin{aligned} \lim_{t_p \rightarrow \infty} \frac{1}{t_p} \left[\left(\sum_i m_i \vec{r}_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)_{t_p} - \left(\sum_i m_i \vec{r}_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)_0 \right] = \\ = \frac{1}{2} \lim_{t_p \rightarrow \infty} \frac{1}{t_p} \left[\left(\sum_i m_i \frac{dr_i^2}{dt} \right)_{t_p} - \left(\sum_i m_i \frac{dr_i^2}{dt} \right)_0 \right] = 0. \end{aligned} \quad (33)$$

В силу формул (14) и (19), для системы флуктуирующего состава имеем

$$\sum_i m_i \frac{dr_i^2}{dt} = \frac{dI}{dt} + \bar{r}_a^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \bar{r}_b^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b, \quad (34)$$

так что в рамках условий Швейца из уравнения (28) находим

$$\left(\sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i \right)_{\text{ср.}} - \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} dt \oint_S \vec{r} [\vec{u}_a(\vec{r}, t) \vec{\sigma}_a(\vec{r}, t) - \vec{u}_b(\vec{r}, t) \vec{\sigma}_b(\vec{r}, t)] ds = 0. \quad (35)$$

Если внешняя граница S не зависит от времени, то

$$\begin{aligned} \left(\sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i \right)_{\text{ср.}} - \\ - \oint_S \vec{r} \left[\frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} [\vec{u}_a(\vec{r}, t) \vec{\sigma}_a(\vec{r}, t) - \vec{u}_b(\vec{r}, t) \vec{\sigma}_b(\vec{r}, t)] dt \right] ds = 0. \end{aligned} \quad (36)$$

Соотношение (36) совпадает с теоремой о вириале (1). Формула (35) является обобщением этого результата Швейца на случай, когда внешняя граница системы изменяется со временем.

Возвратимся к основному уравнению (21). Усредним теперь его по промежутку времени $[0, t_p]$ при $t_p \rightarrow \infty$, считая также выполняющимся для системы флуктуирующего состава условие вида (33). С учетом формулы (34) получаем

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right]_{\text{ср.}} = \left(\sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i \right)_{\text{ср.}}. \quad (37)$$

Соотношение (37) является общим аналогом теоремы о вириале (1), относящейся к частному типу системы флуктуирующего состава — незамкну-

той системе, заключенной в определенном объеме и обменивающейся членами с внешним полем частиц через фиксированную граничную поверхность.

Рассмотрим теперь другой частный тип системы флуктуирующего состава в виде совокупности i -ых гравитирующих частиц, выделенных условием их самосогласованности. Введем кинетическую и потенциальную энергии системы в этом случае:

$$T = \sum_i T_i, \quad W = -\frac{1}{2} G \sum_{\mu \neq \nu} \frac{m_\mu m_\nu}{|\vec{r}_\nu - \vec{r}_\mu|}, \quad (38)$$

где G — гравитационная постоянная, а индексы μ и ν приписываются членам пар, составленных из совокупности i -ых частиц. В инерциальной системе координат должно быть

$$\vec{F}_i = -\text{grad}_{\vec{r}_i} W, \quad \sum_i 2T_i + \vec{r}_i \vec{F}_i = 2T + W, \quad (39)$$

так что уравнению (21) можно придать вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[\vec{r}_a^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \vec{r}_b^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right] + \\ & + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b = 2T + W, \end{aligned} \quad (40)$$

который является обобщением известного уравнения Пуанкаре—Эддингтона [2]

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W, \quad (41)$$

относящегося к классической проблеме n -тел. В частности, уравнение

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[\vec{r}_a^2 \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a \right] + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a = 2T + W, \quad (42)$$

учитывающее только самосогласованность совокупности гравитирующих частиц убывающего состава, представляет интерес в связи с интенсивно диссипирующими звездными системами: если скорость диссипации будет слишком большой и звездная система не будет успевать в результате действия гравитационных сил принимать форму фигуры равновесия, то эта система должна будет иметь неправильную форму (вроде Мегеллановых Облаков) [4]. Соотношение (37) приобретает вид

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right]_{ср.} = (2T + W)_{ср.} \quad (43)$$

Если соответствующее условие Швейца (33) выполняется в более сильной форме

$$\sum_i m_i r_i \frac{dr_i}{dt} = \text{const}, \quad (44)$$

то уравнение (40) с учетом формулы (34) приводит к выражению, применимому к каждому мгновенному состоянию непрерывно изменяющейся по составу совокупности гравитирующих частиц, выделенных условием из самосогласованности:

$$\left(\frac{dr^2}{dt} \right)_a \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \left(\frac{dr^2}{dt} \right)_b \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b = 2(2T + W). \quad (45)$$

Соотношение (45) является аналогом теоремы о вириале, выводимой в звездной динамике [4] из уравнения Пуанкаре—Эддингтона (41) для медленно эволюционирующей системы стационарного состава.

Можно обратиться к своеобразному синтезу рассмотренных выше двух частных типов системы флуктуирующего состава — к незамкнутой самосогласованной гравитирующей системе, занимающей область пространства с достаточно четкой границей и изменяющей свой состав через такую границу. В работе автора [10] уже приводилось уравнение

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - \frac{1}{2} R^2 \frac{d^2 M}{dt^2} + R \left(\frac{dR}{dt} + \tilde{u}_{ra} \right) \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \\ - R \left(\frac{dR}{dt} + \tilde{u}_{rb} \right) \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b = 2T + W, \end{aligned} \quad (46)$$

являющееся соответствующим приложением формулы (29). Сделаем следующие качественные оценки по отдельным членам такого уравнения для диссипирующей системы ($(\partial M / \partial t)_b = 0$). Если в процессе диссипации масса M и радиус R системы изменяются настолько медленно, что можно M аппроксимировать линейной функцией времени ($dM/dt = (\partial M / \partial t)_a = \text{const}$), а величиной dR/dt пренебречь в сравнении с радиальной скоростью отрывающихся частиц ($|dR/dt| \ll \tilde{u}_{ra}$), то имеем

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W + R \tilde{u}_{ra} \frac{dM}{dt}. \quad (47)$$

В соответствии с формулой (38) примем

$$W \simeq -\frac{1}{2} \frac{GM^2}{R}. \quad (48)$$

Для отношения модуля члена $R\tilde{u}_{ra} dM/dt$ к абсолютной величине потенциальной энергии W находим

$$\frac{R\tilde{u}_{ra} |dM/dt|}{|W|} = \frac{\tilde{u}_{ra}}{\sqrt{GM/R}} \cdot \frac{2R}{\sqrt{GM/R}} \cdot \frac{|dM/dt|}{M}. \quad (49)$$

Здесь фигурируют характерное время системы (время «пересечения»)

$$t_1 = \frac{2R}{\sqrt{GM/R}} \quad (50)$$

и характерное время изменения массы

$$t_2 \equiv -\frac{M}{dM/dt}. \quad (51)$$

При медленном изменении массы системы должно быть

$$\frac{t_1}{t_2} \ll 1. \quad (52)$$

Если радиальная скорость отрывающихся частиц $\tilde{u}_{ra}$ значительно превышает параболическую скорость на границе системы

$$\frac{\tilde{u}_{ra}}{\sqrt{2GM/R}} \gg 1, \quad (53)$$

то порядок отношения (49) будет отличным от порядка величины t_1/t_2 , т. е. при условии (53) диссипация может существенно влиять на поведение гравитирующей системы даже при достаточно медленном изменении ее массы в этом процессе. К примеру, для ряда струй плазмонидов, эжектирующихся из ядер галактик, скорости определенно являются релятивистскими [8] (благодаря своему центральному положению ядро динамически автономно, и поэтому с чисто механической точки зрения может изучаться независимо от остальной части звездной системы [11]). Есть основание предполагать важную роль в динамической эволюции ядер таких систематически повторяющихся эжекций масс с большими скоростями.

В связи с тем, что полученное нами уравнение (21) содержит в себе теорему о вириале (1) и дает новые обобщения (35) и (37) этого результата Швейца, назовем его обобщенной теоремой о вириале для системы

флуктуирующего состава. При этом мы также принимаем во внимание, что аналоги уравнения Пуанкаре — Эддингтона (41) в проблемах, связанных с учетом в развитии гравитирующих систем некоторых добавочных сил, называются теоремами о вириале [5, 6]. Одно из таких уравнений было получено Мак-Кри [5] для облака гравитирующих частиц, испытывающего давление p на границе:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W - 3pV, \quad (54)$$

где V — объем, соответствующий границе, причем $p > 0$, если давление направлено внутрь. Теорема о вириале (54) выписывается еще для следующей цели.

3. *Физическая интерпретация.* Пусть в уравнении (46) масса M и радиус R гравитирующей системы нестационарного состава изменяются достаточно медленно:

$$\frac{dM}{dt} = \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b - \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a = \text{const}, \quad \left| \frac{dR}{dt} \right| \ll \tilde{u}_{ra}, \quad \left| \frac{dR}{dt} \right| \ll \tilde{u}_{rb} \quad (55)$$

и соответственно

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W - R \left[\tilde{u}_{ra} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \tilde{u}_{rb} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right]. \quad (56)$$

Выпишем теорему о вириале (54) для сферического объема $V = (4/3)\pi R^3$ радиуса R и давления $p = \gamma/R^2$, где коэффициент γ может зависеть от времени:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W - 4\pi\gamma R. \quad (57)$$

Уравнения (56) и (57), связывающие интегральные параметры гравитирующих систем I , T , W и R , будут эквивалентными, если равны числовые значения коэффициентов при R , т. е.

$$p = \frac{1}{4\pi R^2} \left[\tilde{u}_{ra} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a - \tilde{u}_{rb} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b \right]. \quad (58)$$

Таким образом, динамическую реакцию сферической гравитирующей системы на изменение состава можно интерпретировать при достаточно медленном изменении массы и радиуса системы как действие эффективного внешнего давления (58). Качественно этот эффект очевиден для случая, когда имеем

$$R = \text{const}, \quad \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a = \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_b, \quad \tilde{u}_{ra} = -\tilde{u}_{rb}. \quad (59)$$

В самом деле, такая система эквивалентна облаку частиц стационарного состава, окруженному стенкой, при достижении которой частицы отскакивают в обратном направлении с сохранением радиального компонента скоростей соударения. Ту часть давления (58).

$$p_a = \frac{1}{4\pi R^2} \tilde{u}_{ra} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_a, \quad (60)$$

которая связана с диссипацией системы, нетрудно понять с позиций реактивных сил, генерируемых частицами, отрывающимися с единицы площади граничной поверхности [7].

Астрофизический институт
АН Каз.ССР

THE GENERALIZED VIRIAL THEOREM FOR A SYSTEM OF FLUCTUATING COMPOSITION

T. B. OMAROV

The generalized virial theorem for a continuously changed in its composition subsystem of particles, which are distinguished by a sufficiently arbitrary characteristic feature, is deduced. The result contains the virial theorem, deduced by Schweits [1], for a particular type of such a system and its more general analogies. In the case of a totality of gravitational particles, having nonstationary composition and with the condition of a self-coordination of these particles, we have the appropriate generalization of the Poincare-Eddington equation [2]. The applications are considered. Specifically, the virial theorem deduced by Mc'Crea [5] for a cloud of gravitational particles subjected to a pressure near its bounds and the generalized Poincare-Eddington equation for an open spherical gravitational system with a sufficiently slowly changed mass and radius coincide in their forms. Hence, the dynamical relation of this open system on the changing of its composition can be interpreted as the action of some effective external pressure. The expression for this pressure is given in the article.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jan-Ake Sahwoltz*, J. Phys. A. Math. Gen., 10, 507, 1977.
2. *С. Чандрасекар*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
3. *Дж. Острайкер*, Крупномасштабная структура Вселенной, Мир, М., 1981, стр. 393.
4. *К. Ф. Огородников*, Динамика звездных систем, ФМЛ, М., 1958.
5. *W. H. McCrea*, M. N. RAS., 117, 562, 1957.
6. *Дж. Бербидж, Э. М. Бербидж*, Происхождение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1962, стр. 104.
7. *И. В. Мещерский*, Работы по механике тел переменной массы, ТТЛ, М., 1952.
8. *G. C. Perola, A. Ferrari*, Astrophysical Jets, Proc. Int. Workshop, Torino, 1982, Dordrecht e. a., 1983, p. 315.
9. *J. S. Shklovsky*, Extragalactic Radio Sources, IAU Symp. No. 97, ed. D. Heeschden, Dordrecht e. o., 1982, p. 475.
10. *Т. Б. Омаров*, Динамика гравитирующих систем Метагалактики, Изд. «Наука», КазССР, Алма-Ата, 1975.
11. *В. А. Амбарцумян*, Проблемы эволюции Вселенной, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 5.

УДК: 52:53

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ В МАРЖИНАЛЬНО УСТОЙЧИВОМ ГРАВИТИРУЮЩЕМ ДИСКЕ

В. И. КОРЧАГИН

Поступила 15 февраля 1984

Принята к печати 10 апреля 1985

Рассмотрена эволюция коротких нелинейных волн плотности в диске на пределе устойчивости для произвольных значений радиального волнового числа k_r . Для волн с волновыми числами, не лежащими в минимуме дисперсионной кривой, поведение амплитуды описывается нелинейным параболическим уравнением, однако существование стационарных солитонных решений в такой системе невозможно, так как дисперсионное расплывание пакета отсутствует. Для волновых чисел, лежащих в минимуме дисперсионной кривой, возможно существование солитонных структур с детерминированной амплитудой.

В устойчивых гравитирующих дисках и в диске на пределе устойчивости возможно существование двух физически различных типов солитонов.

1. В работах [1—3] была развита нелинейная теория эволюции коротких волн в самогравитирующих газовых дисках, где в приближении кубической нелинейности получены решения типа взрывной неустойчивости и стационарное решение солитонного типа. Однако рассмотрение, проведенное в работах [1—3], справедливо для маргинально устойчивых дисков, для волнового числа k_r , соответствующего минимуму дисперсионной кривой. В работе [4] модель [1—3] уточнялась путем учета нелинейных эффектов пятого порядка по амплитуде возмущений. В работах [5—9] рассмотрена нелинейная эволюция тугозакрученных спиральных волн в устойчивом гравитирующем диске, где показано, что динамика огибающей спиральных волн в отличие от [1—4] описывается нелинейным параболическим уравнением.

В настоящей работе рассмотрена эволюция коротких волн плотности в маргинально устойчивом диске для произвольных значений радиального волнового числа k_r . В разделе 2 показано, что при $k \neq k_{\min}$ поведение амплитуды спиральной волны описывается, как и в [5—9], нелинейным параболическим уравнением. Однако вследствие того, что короткие волны

в маргинально устойчивом диске не обладают дисперсией ($\frac{d^2\omega}{dk^2} = 0$), стационарных солитонов огибающей, обусловленных балансом дисперсионно-го расплывания и нелинейного самосжатия, при $k \neq k_{\min}$ нет. Если $k = k_{\min}$, то, как показано Михайловским, Петвиашвили и Фридрихом [1—3], в диске на пределе устойчивости возможно существование специфических солитонных структур с детерминированной, в отличие от солитонных решений нелинейного параболического уравнения, амплитудой. В разделе 3 обсуждается физическая природа таких структур, а также некоторые астрофизические следствия полученных решений.

Таким образом, в гравитирующих дисках возможно существование двух физически различных типов солитонов: в устойчивых дисках существование стационарных солитонных решений достигается балансом нелинейного самосжатия и дисперсии, а в маргинально устойчивом диске при $k = k_{\min}$ — балансом джинсовской неустойчивости, нелинейности и группового сноса пакета.

2. Будем исходить, аналогично [1—9], из системы нелинейных гидродинамических уравнений для отклонений от невозмущенных параметров однородного, дифференциально вращающегося диска, вызванных тугозакрученной волной плотности. Предполагая, что возмущения удовлетворяют изотермическому уравнению состояния, все величины обезразмерены на невозмущенные параметры диска, $b = 2\pi G_0/r_L \Omega_d^2(r_L)$, r_L — масштаб обезразмеривания, приходим, аналогично [4], к нелинейному уравнению для φ -компонента возмущенной скорости:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial t^2} \left(1 + \frac{2\Omega_d}{x^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r}\right)^{-1} - \frac{2\Omega_d}{x^2} \left(1 + \frac{2\Omega_d}{x^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r}\right)^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial t}\right)^2 + \\ & + \left(\frac{2\Omega_d}{x^2}\right)^2 \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial t}\right)^2 \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} \left(1 + \frac{2\Omega_d}{x^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r}\right)^{-3} + x^2 v_\varphi + ib \operatorname{sign} k \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \\ & - c^2 \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} \left(1 + \frac{2\Omega_d}{x^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r}\right)^{-1} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Ограничимся в (1) третьим порядком теории возмущений. Тогда легко показать, что уравнение для нелинейной амплитуды волны в гравитирующем диске имеет вид:

$$\begin{aligned} & i \frac{\partial v}{\partial t} - i u_g \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial k} \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \\ & + \frac{1}{2\omega} \frac{4\Omega_d^2 k^2}{x^4} \left\{ c^2 k^2 - 6\omega^2 - \frac{2[c^2 k^2 - 3\omega^2]^2}{2b|k| - 3x^2} \right\} |v|^2 v = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $u_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ — групповая скорость пакета волн.

Если дисперсия и коэффициент при нелинейности отличны от нуля, то уравнение (2), как хорошо известно, в системе, движущейся с групповой скоростью, допускает солитонные решения вида:

$$v(r, t) = A \frac{\exp i \left[u \left(\frac{\alpha}{2\beta} \right)^{1/2} r - \frac{1}{2} (u^2 - A^2) \alpha t \right]}{\operatorname{ch} A \left[\left(\frac{\alpha}{2\beta} \right)^{1/2} r - u \alpha t \right]}, \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{2\omega} \frac{4\Omega_d^2 k^2}{x^4} \left\{ c^2 k^2 - 6\omega^2 - \frac{2(c^2 k^2 - 3\omega^2)^2}{2b|k| - 3x^2} \right\}^*, \quad \beta = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial k},$$

а независимые параметры A и u в решении (3) определяют амплитуду и скорость солитона. Именно такая ситуация реализуется в устойчивом гравитирующем диске, где возможно существование стационарных нелинейных огибающих волн плотности [5—7].

Вопрос о существовании стационарных нелинейных решений в устойчивом гравитирующем диске обсуждался в работе Чурилова [6] и в недавней работе Абрамяна и Арутюняна [10]. В работе [6] найдены примеры частных решений уравнения (2) солитонного вида, движущихся с групповой скоростью. Там же отмечается, что для их реализации требуется довольно специальный выбор параметров системы. Однако общее решение (3) показывает, что для существования солитона огибающей спиральных волн специального выбора параметров не требуется.

В работе [10] приведен вывод нелинейного параболического уравнения, полученного в [5—7], а также получено выражение для нелинейной добавки к частоте, совпадающее с [11]. Однако отметим, что солитонное решение (19), полученное авторами [10], некорректно. Действительно, согласно нелинейному дисперсионному уравнению (11) работы [10] частота ν^* отличается от ν_1^2 на величину $2a_2|\epsilon_1|^2$, что тождественно зануляет правую часть нелинейного уравнения (13).

В маргинально устойчивом диске $\frac{du_g}{dk} = 0$, и дисперсионное расплывание отсутствует. Действительно, для туго закрученных волн в маргинальном диске следует

$$u_g = \frac{2c^2 k - b \operatorname{sign} k}{\pm 2c \left(k - \frac{b \operatorname{sign} k}{2c^2} \right)} = \pm c, \quad \text{откуда} \quad \frac{\partial u_g}{\partial k} = 0.$$

* Общее выражение для нелинейного коэффициента при произвольном показателе адiabаты получено в работе [11].

Таким образом, если k_r не лежит в минимуме дисперсионной кривой, существование стационарных солитонных решений типа (3) в устойчивом диске невозможно.

3. Рассмотрим случай, когда k_r соответствует минимуму дисперсионной кривой. Тогда $\omega \approx 0$, поэтому из (1) получаем, что φ -компонента скорости удовлетворяет уравнению вида:

$$\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial t^2} + x^2 v_\varphi + ib \operatorname{sign} k \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - c^2 \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} \left[1 - \frac{2\Omega_d}{x^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{4\Omega_d^2}{x^4} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Уравнение (4) с точностью до несущественного в рассматриваемом приближении члена совпадает с уравнением (8) работы [3]. Будем искать его решение как и в [1—3] в виде $v_\varphi = \sum_i v_i e^{ikr}$, где $k = b \operatorname{sign} k/2c^2$, однако амплитуды волн v_i будем считать зависящими от координаты r и времени t . Для уравнений первой и второй гармоник приходим к выражениям:

$$\frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} - \gamma_0^2 v_1 + c^2 \frac{2\Omega_d}{x^2} 2ik^3 v_2 v_{-1} + c^2 \frac{4\Omega_d^2}{x^4} k^4 |v_1|^2 v_1 = 0, \quad (5)$$

$$v_2 = \frac{2\Omega_d}{\omega_{2k}^2} ik v_1^2(r, t), \quad (6)$$

где $-\gamma_0^2 = c^2 k^2 - b|k| + x^2$.

Подставляя (6) в уравнение (5), окончательно получим

$$\frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} = \gamma_0^2 v_1 + \frac{4\Omega_d^2 k^2}{x^4} |v_1|^2 v_1. \quad (7)$$

Перейдем в (7) к переменным $\tau = t$, $\xi = r - ut$ в системе отсчета, движущейся со скоростью u :

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} - u \frac{\partial}{\partial \xi} \right)^2 v = c^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} + \gamma_0^2 v + d^2 |v|^2 v. \quad (8)$$

Стационарным решением уравнения (8), как показано в [1—3], является солитонное решение вида:

$$v(\xi) = \sqrt{2} \sqrt{\frac{-\gamma_0^2}{d^2}} \operatorname{sech} \sqrt{\frac{\gamma_0^2}{a^2}} \xi, \quad \text{где } a^2 = u^2 - c^2. \quad (9)$$

Обратим внимание на то обстоятельство, что, в отличие от солитонного решения (3), решение (9) обладает детерминированной амплитудой, определяемой параметрами диска.

Рассмотрим поведение во времени нелинейной амплитуды, считая ее независимой от радиуса. Согласно (7), временная зависимость амплитуды описывается уравнением:

$$\frac{d^2 v}{dt^2} = \gamma_0^2 v + d^2 v^3. \quad (10)$$

Проинтегрируем уравнение (10), имея в виду решение $dv/dt=0$ при $v=0$. Получим:

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 = \gamma_0^2 v^2 + \frac{1}{2} d^2 v^4. \quad (11)$$

Из уравнения (11) видно, что в стационарном состоянии амплитуда равна $v = \sqrt{2} \sqrt{\frac{-\gamma_0^2}{d^2}}$, что совпадает с величиной амплитуды солитона в выражении (9). Таким образом, амплитуда солитонного решения (9), например в случае $d^2 < 0$, имеющем место при $\gamma < 3/2$ [3], определяется балансом гравитационной неустойчивости и нелинейной стабилизации, в то время как амплитуда солитонного решения (3) определяется балансом нелинейного самосжатия и дисперсионного распыления пакета.

Из (9) следует принципиальное различие случаев $u < c$ и $u > c$. При $u > c$ солитонное решение существует с слабонеустойчивом ($\gamma_0^2 > 0$) диске, тогда как при $u < c$ решение (9) существует при $\gamma_0^2 < 0$ (см. [3]). Это различие можно понять следующим образом: уравнению (8) в линейном приближении соответствует дисперсионное соотношение вида:

$$(\omega - ku)^2 = c^2 k^2 - \gamma_0^2. \quad (12)$$

Хорошо известно (см., например, [12]), что при $u > c$ неустойчивость, описываемая дисперсионным уравнением (12), является конвективной, то есть возмущения при $u > c$ успевают «сноситься» раньше, чем нарастают. При $u < c$ неустойчивость в (12) является абсолютной. Поэтому существование медленных ($u < c$) стационарных решений возможно лишь в том случае, когда диск устойчив.

Как уже отмечалось выше, амплитуда солитонного решения (9) не может быть произвольной и определяется равновесными параметрами диска. Оценим максимальное значение амплитуды плотности, соответствующее солитонному решению (9). Для типичных параметров диска $r = 10$ кпс, $\Omega_d = 20$ км/с кпс, $\tau_0 = 40$ Мс/пс², $c = 20$ км/с получаем, что при $|\gamma_0/\Omega_d| \sim$

~ 0.1 максимальное значение возмущенной плотности в решении (9) меньше 7%. Это в несколько раз меньше наблюдаемых вариаций плотности в ветвях спиральных галактик. В устойчивом диске амплитуда солитона может быть произвольной и определяется только областью применимости приближения кубической нелинейности. Согласно [13], при параметрах, приведенных выше, приближение кубической нелинейности справедливо при $\sigma/\sigma_0 \lesssim 30\%$. Таким образом, солитоны в устойчивых гравитирующих дисках могут быть реально наблюдаемыми феноменами.

Ростовский государственный
университет

NONLINEAR DENSITY WAVES IN A marginally STABLE GRAVITATING DISK

V. I. KORCHAGIN

The nonlinear evolution of short density waves in marginally stable gaseous disk is considered. For arbitrary values of radial wave numbers the evolution of wave amplitude is described by a nonlinear parabolic equation. Dispersion is absent in the marginally stable disk. So the stationary solitary waves caused by the balance of dispersion and nonlinearity do not exist. The solitary waves with determined amplitude exist in the marginally stable disk if the radial wave number lies in the minimum of a dispersion curve. So in the gravitating disk two distinct types of solitary waves may exist. In stable disks their existence is caused by the balance of nonlinearity and dispersion, and in the marginally stable disks it is caused by the balance of Jeans instability and nonlinearity.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Поляченко, А. М. Фридман, *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем*, Наука, М., 1976.
2. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, *Письма ЖЭТФ*, 26, 129, 1977.
3. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, *Астрон. ж.*, 56, 279, 1979.
4. М. Г. Абрамян, *Письма АЖ*, 8, 751, 1982.
5. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, *Астрофизика*, 16, 273, 1980.
6. С. М. Чурилов, *Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца*, Вып. 54, 147, 1980.
7. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, *Астрофизика*, 17, 823, 1981.

8. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, в сб. «Проблемы теории нелинейных и турбулентных процессов в физике», Киев, 1983.
9. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, Астрон. ж., 61, 814, 1984.
10. М. Г. Абрамян, С. В. Арутюнян, Письма АЖ, 10, 304, 1984.
11. В. Л. Поляченко, С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, Астрон. ж., 57, 497, 1980.
12. Электродинамика плазмы, под ред. А. И. Ахисзера, Наука, М., 1974.
13. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, Астрон. ж., 62, 202, 1985.

УДК: 524.3—355:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. I

Р. Х. ОГАНЕСЯН, С. Е. НЕРСИСЯН, М. Ш. КАРАПЕТЯН

Поступила 27 декабря 1984

Принята к печати 10 марта 1985

Приведены результаты спектрофотометрического исследования 56 углеродных звезд в спектральном диапазоне от 4000 до 6800 Å с разрешением 3 Å. Определены наблюдаемые распределения энергии указанных звезд относительно потока на длине волны $\lambda_0 = 5556$ Å, представленные в виде графиков. Распределение энергии для 35 звезд получено впервые. Обнаружено изменение в линии Ba II 4554 Å в спектрах ST Cam, UU Aur и RV Mon (рис. 6). В спектрах RT UMa и SS Vir произошел большие изменения (рис. 3, 4). Замечено, что в спектрах углеродных звезд существует депрессия, которая находится в разных спектральных областях для отдельных групп звезд.

1. *Введение.* Характерными деталями спектров углеродных звезд являются молекулярные полосы углеродных соединений C_2 , CN и CH. Часть углеродных звезд обладает сильной ультрафиолетовой депрессией, возникновение которой приписывают поглощению излучения молекулами C_2 и SiC_2 .

Изучению молекулярных полос поглощения и атомных линий в спектрах углеродных звезд посвящено большое количество работ [1—12], которые выполнены на основе спектрограмм, полученных с большой и умеренной дисперсиями как в видимом, так и в инфракрасном диапазоне.

Изучение же непрерывного спектра этих звезд связано с большими трудностями, вызванными нахождением участков континуума, свободных от влияния многочисленных полос поглощения. Поэтому в настоящее время распределение энергии в спектрах углеродных звезд, особенно в видимом диапазоне, изучено очень мало. Имеется лишь несколько работ, посвященных изучению наблюдаемого распределения энергии в спектрах углеродных звезд и выполненных с помощью сканирующих фотоэлектрических спектрометров [11—17]. Работы Фей с соавторами [11, 13] посвящены изучению абсолютного распределения энергии в спектрах 37 углеродных звезд с разрешением около 20 Å в диапазоне от 5000 до 7000 Å. Только три из них исследовались [13] в диапазоне от 3400 до 11000 Å с разрешением 40 Å. Брегмены [14] сканировали спектры восьми типич-

ных углеродных звезд в диапазоне от 3200 до 6800 Å с шириной щели 32 Å с целью выявления фиолетовой депрессии и различий в распределении излучения. Абсолютные спектрофотометрические наблюдения углеродных звезд выполнены Бурнашевым [15] с разрешением 30 Å в спектральном интервале 4400—7550 Å. Он наблюдал восемь звезд, пять из которых входят в список [11]. Распределение энергии трех углеродных звезд в диапазоне от 4600 до 10200 Å с разрешением 20 Å приведено в спектрофотометрическом каталоге Кохрана [16]. Все три звезды входят в список [11]. Распределение энергии в спектрах углеродных звезд AW Cyg и WZ Cas приведено в спектрофотометрическом атласе Гунна и Струкера [17]. Одна из них также входит в список [11]. Таким образом, до сих пор получено распределение энергии в видимом диапазоне в спектрах только 43 углеродных звезд. При таких условиях приведенные в настоящей работе наблюдаемые распределения энергии в спектрах 56 углеродных звезд, полученных фотографическим методом в диапазоне от 4000 до 6800 Å с разрешением 3 Å, могут представлять определенный интерес. При этом распределения энергии в спектрах 35 углеродных звезд приводятся впервые.

Совокупность углеродных звезд неоднородна: в их состав входят звезды как постоянного, так и переменного блеска. Среди переменных, классифицированных как углеродные звезды, встречаются Мириды, полуправильные (SR_a, SR_b, SR), неправильные (L_b, L) и переменные типов RT Tau, R CrB, RR Lyr, цефеиды типа CW и новоподобная (V 605 Aql). Это обстоятельство несколько усложняет, но делает еще интереснее изучение этих объектов.

2. *Наблюдения, калибровка и стандартизация.* В 1981—1983 гг. с помощью спектрографа UAGS, установленного в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории, производились наблюдения 56 углеродных звезд. Спектрограммы получены с расширением на фотопластинках Kodak 103-aF в спектральном диапазоне от 4000 до 6800 Å. Дисперсия спектрографа составляет 136 Å/мм. Калибровочные снимки получены на лабораторном трубчатом фотометре Бюраканской обсерватории и были проявлены вместе со спектрограммами исследуемых и стандартных звезд, полученными той же ночью. В качестве абсолютных стандартов были использованы звезды 24 UMa, 83 UMa, δ Ari i Boo, β CVn, 15 Cyg, τ Aug, распределение энергии в спектрах которых взято из сводного спектрофотометрического каталога звезд Харитонов с соавторами [18]. Для исследуемых 56 звезд и 7 звезд сравнения были получены 174 и 55 спектрограмм соответственно.

Обработка всех спектрограмм проводилась на микроденситометре PDS Бюраканской обсерватории в сочетании с вычислительной машиной СМ-4.

Список исследуемых звезд, выбранных из каталога Стивенсона [19], приведен в табл. 1, где по порядку даны название звезды, спектральный класс по [5, 6], тип переменности для углеродных звезд из ОКПЗ [20]. количество использованных спектрограмм для каждой звезды.

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда HD или BD	Спектр	Тип перем.	n	Звезда HD или BD	Спектр	Тип перем.	n
Z Psc	N0, C7, 2	SR _b	1	BD+75-348	R0, C3, 0	—	3
V Ari	R8, C4, 4	SR _b	1	X Cnc	N3, C5, 4	SR _b	5
HD 19557	R5, C4, 5	—	1	HD 76396	R2, C1p, 2	—	10
HD 19881	N0, C7, 4	—	1	T Cnc	R6, (N3), C5, 5	SR _a	1
U Cam	N5, C5, 4	SR _b	4	HD 76846	R1, C3, 2	—	1
BD+51°762	N, C5, 5	—	4	HD 79319	R4, C4, 4	—	3
UV Cam	R8, C5, 4	SR?	5	RT UMa	N5, C4, 4	L _b	5
ST Cam	N5, C5, 4	SR _b	3	HD 85066	R3, C2, 3	—	2
HD 30443	R4, C3, 3	—	1	VY UMa	N0, C6, 3	L _b	6
TT Tau	N3, C7, 4	SR _b	2	BD+16°2188	R0, C1, 1	—	1
W Ori	N5, C5, 4	SR _b	2	BD+42°2173	R2, C3, 2	—	2
RT Ori	N, C6, 4	SR _b	1	BD+71°600	R2, C2, 3	—	1
S Cam	R8, (Np), C7, 3e	SR _a	1	SS Vir	N _e , C6, 3e	M	6
FU Aur	N0, C7, 2	L _b ?	1	Y CVn	N3, C5, 5	SR _b	7
TU Gem	N3, C6, 4	SR _b	3	RY Dra	N4, C4, 5	SR _b	6
BL Ori	N0, C6, 3	L _b	6	TT CVn	R6, C3, 5	L _b	3
RV Aur	N, C4, 5	SR _b	1	BD+33°2399	R2, C4, 2	—	1
CR Gem	R8, C8, 3e	L _b	1	BD+83°442	R0, C2, 0	—	1
UU Aur	N3, C6, 4	SR _b	6	BD+05°1055	R5, C4, 4	—	1
VW Gem	N, (R8), C4, 5	L _b	4	V CrB	N2, C6, 2	M	3
RV Mon	N, C4, 5	SR _b	7	RR Her	N4, C8, 1e	SR _b	5
R CMi	C7, 1e	M	3	BD+19°3109	R2, C0, 1	—	1
RU Cam	K0—R2, C0, 1	CW	11	BD 156074	R1, C2, 1	—	3
HD 58337	R3, C2, 3	—	2	T Lyr	R6, (Np), C6, 5	L _b	3
HD 58364	R3, C2, 3	—	2	UX Dra	N0, C7, 3	SR _a	2
HD 59643	R9, C6, 2	—	6	HD 187216	R2, C3, 3	—	2
HD 60826	R8, (N), C5, 5	—	6	DG Cep	N, C7, 4	L _b	1
W CMi	R6, C7, 2	L _b	1	WZ Cas	N1p, C9, 1	SR _a	2

Целью нашего исследования является изучение наблюдаемого распределения энергии в спектрах углеродных звезд, нахождение величин монохроматических потоков в относительных единицах, определение цветовых

температур для тех звезд, у которых известны величины межзвездного поглощения.

3. *Распределение энергии в спектре.* Все измерения спектрограмм нами проводились для удобства относительно потока на длине волны $\lambda_0 = 5556$ А. Относительные распределения энергии определялись по следующей общеизвестной формуле:

$$\lg F_{\lambda}/F_{\lambda_0} = \lg F_{\lambda}(z)/F_{\lambda_0}(z) - M(z) \lg P_{\lambda}/P_{\lambda_0} + \lg \delta_{\lambda}/\delta_{\lambda_0},$$

где $F_{\lambda}/F_{\lambda_0}$ и $F_{\lambda}(z)/F_{\lambda_0}(z)$ — относительные монохроматические потоки исследуемых звезд вне атмосферы и на наблюдаемом зенитном расстоянии соответственно, $M(z)$ — величины воздушных масс для исследуемых звезд, P_{λ} и P_{λ_0} — коэффициенты прозрачности атмосферы, а $\lg \delta_{\lambda}/\delta_{\lambda_0}$ относительная редуцирующая кривая. Причем, $\lg \delta_{\lambda}$ представляет разность логарифмов истинных и наблюдаемых монохроматических потоков звезды сравнения.

$$\lg \delta_{\lambda} = \lg F_{\lambda}^e - [\lg F_{\lambda}^e(z_0) - M(z) \cdot \lg P_{\lambda}].$$

Учет атмосферной экстинкции производился по средним значениям величин P_{λ} для Бюракана, определенных Мирзояном [21] и Аракеляном [22].

Для тех звезд постоянного блеска, у которых количество спектрограмм больше одной, окончательные результаты усреднялись. Максимальное среднеквадратическое отклонение $\lg F_{\lambda}/F_{\lambda_0}$, которое относится к коротковолновой части спектра, составляет ± 0.075 (т. е. 10%) в единицах логарифма относительного потока. А для переменных углеродных звезд с количеством спектрограмм больше одной приведена кривая распределения энергии только одного наблюдения. Это сделано по той причине, что форма кривых почти не менялась, а лишь изменялись отдельные детали в спектре (молекулярные полосы, атомные линии). В случае же SS Vir и RT UMa изменения в спектрах оказались более заметными, что хорошо видно на кривых распределения энергии, полученных в разные даты наблюдений (см. рис. 3 и 4).

Для некоторых звезд обнаружены реальные изменения интенсивности в отдельных линиях. Например, линия Ba II 4554 А претерпела изменения в спектрах ST Cam, UU Aur и RV Mon (рис. 6), а эмиссионные линии водорода H_2 , H_3 , H_7 — в спектрах SS Vir (рис. 3) и RR Her (рис. 6).

Внимательный просмотр кривых распределения энергии приведенных на рис. 1—5, показывает, что у звезд BD + 71°600, BD + 65°1055, HD 19557 (рис. 1), HD 79319, V Arg (рис. 2) и RT Ori (рис. 5) существует добавочное поглощение молекулы C_2 в коротковолновой части полос Свана λ 5165 А (0.0) и λ 5635 А (0.1). Кроме этого, у вышеуказанных звезд наблюдается спад континуума у голубы полосы λ 5165 А (0.0).

В спектрах звезд HD 60826 (рис. 1), HD 79319, TT CVn (рис. 2), RT UMa, BD + 51°762, T Lyr (рис. 4), RY Dra, RV Aur, X Спс, Y CVn, ST Cam и U Cam (рис. 5) видна депрессия в диапазоне от 5720 до 6200 Å. Вероятно, это следствие эффекта блокировки молекулярными полосами поглощения CN и C₂, имеющимися в указанном

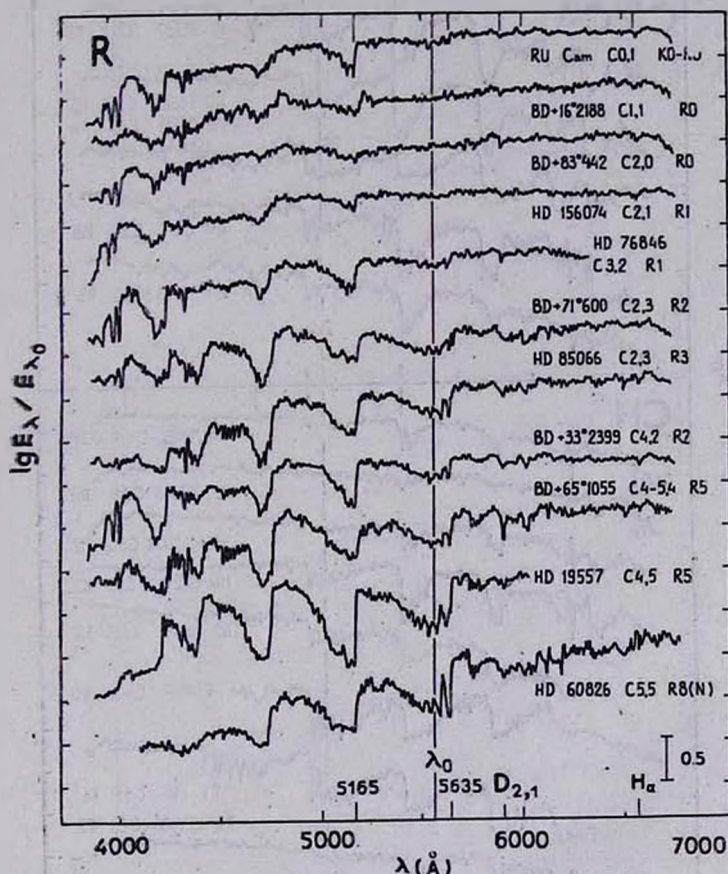


Рис. 1. Относительные распределения энергии в логарифмической шкале в спектрах 11 углеродных звезд постоянного блеска.

выше интервале. Например, Эглитис [23] исследовал поведение отдельных линий полос (4.0), (5.1), (6.2) и (7.3) молекулы CN в области 6100—6800 Å в спектре звезды X Спс в зависимости от фазы ее блеска и обнаружил их усиление в максимуме блеска. Из наших наблюдений переменной звезды RT UMa типа L₂ также очевидно, что переменность депрессии в ее спектрах в области 5720—6200 Å связана с изменением блеска (рис. 4). В spectroграмме за 25 апреля 1981 г.

депрессия почти не видна и хорошо видна интенсивная линия $\text{Na I D}_{2,1}$, а в спектре, полученном 7 февраля 1982 г., хорошо видна глубокая депрессия, а линия $\text{D}_{2,1}$ почти сливается с общей депрессией в этой области.

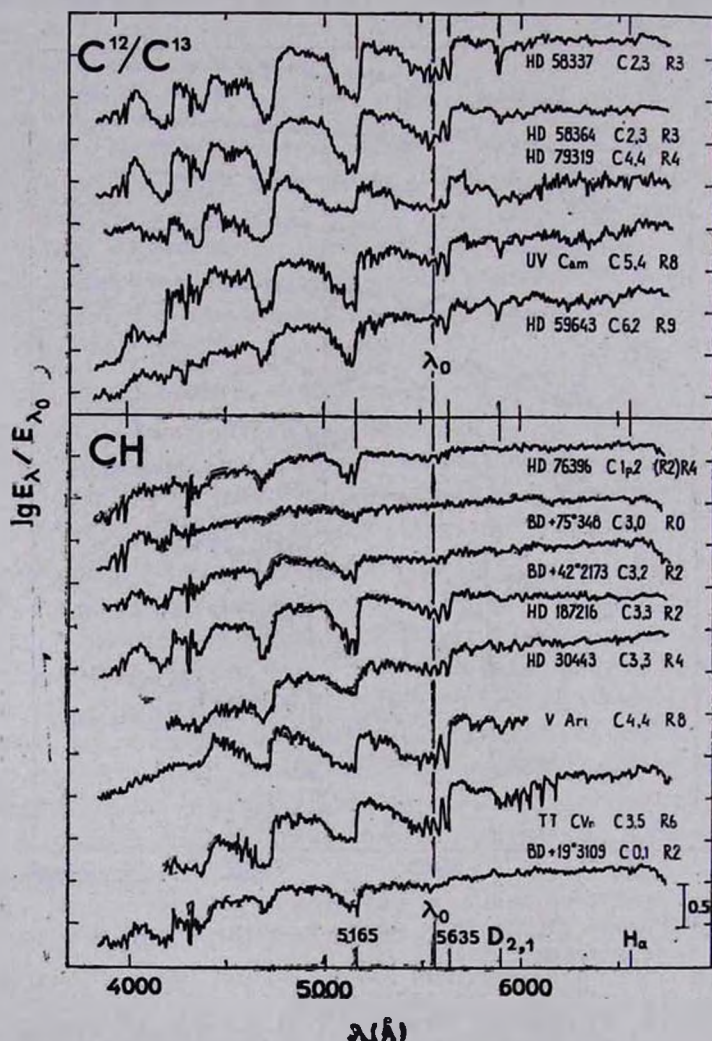


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для 5 звезд, обильных изотопом C^{13} и 8 CH звезд.

У ряда звезд спектрального подкласса C7—C9 (R CMi, S Cam, UX Dra, WZ Cas (рис. 3), FU Aur, W CMi, CR Gem (рис. 4) и RR Her (рис. 5)) в распределениях энергии обнаружена некоторая

депрессия в интервале длин волн 6060—6700 Å. Глубина депрессии зависит от спектрального подкласса. У поздних подклассов она сравнительно глубже.

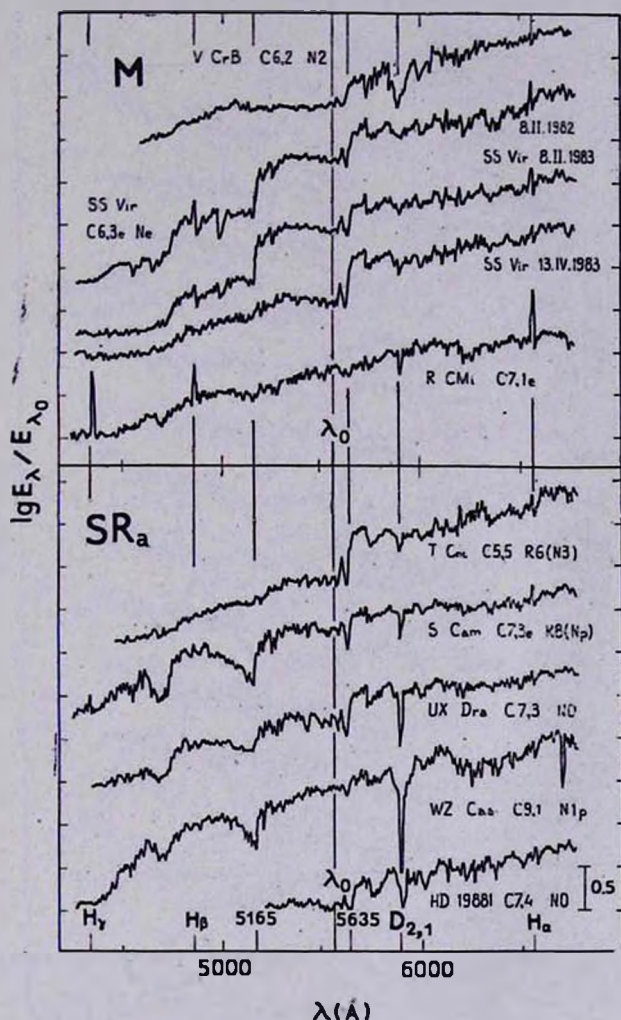


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 для 3 Мюрид, 4 полуправильных переменных типа SR_a и для звезды HD 19881.

4. Основные результаты.

1. Получено распределение энергии в спектрах 56 углеродных звезд, из них для 35 — впервые.
2. Обнаружены большие изменения в спектрах RT UMa и SS Vir.

3. Обнаружены изменения в линии Ba II 4554 А в спектрах ST Cam, UU Aur и RV Mon, а у звезд SS Vir и RR Her обнаружены изменения в эмиссионных линиях водорода H₂, H₃, H₇.

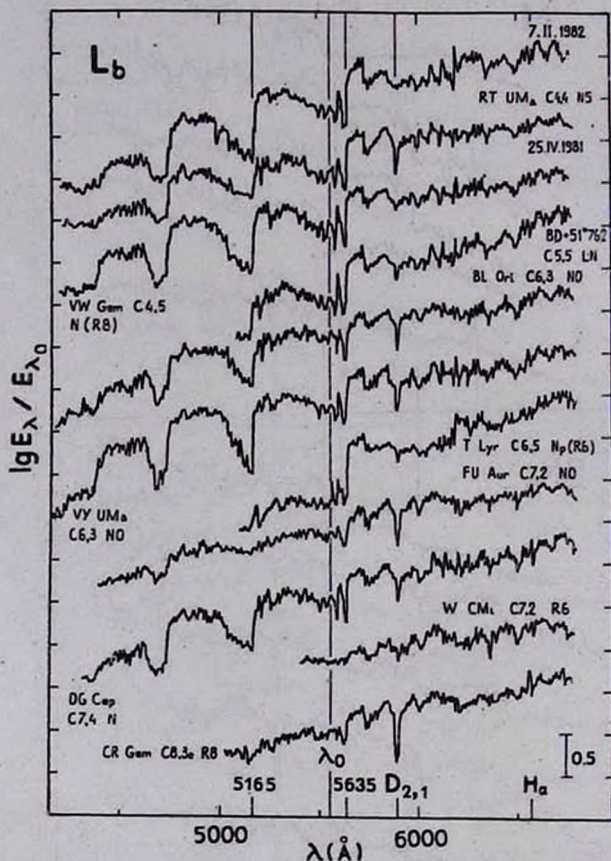


Рис. 4. То же, что и на рис. 1 для 10 неправильных переменных звезд типа L_b.

4. Замечено, что в спектрах BD+71°600, BD+65°1055, HD 19557, HD 79319, V Ari и RT Ori имеется добавочное широкое поглощение в континууме в коротковолновой части у голов полос Свана (0.0) 5165А и (0.1) 5635 А. Кроме того, наблюдается спад континуума у головы полосы (0.0) 5165 А в спектрах этих звезд. . .

5. Замечено, что у звезд HD 60826, HD 79319, TT CVn, RT UMa, BD + 51°762, T Lyr, RY Dra, RV Aur, X Cnc, Y CVn, ST Cam и U Cam существует депрессия в диапазоне 5720—6200 А. Депрессия в

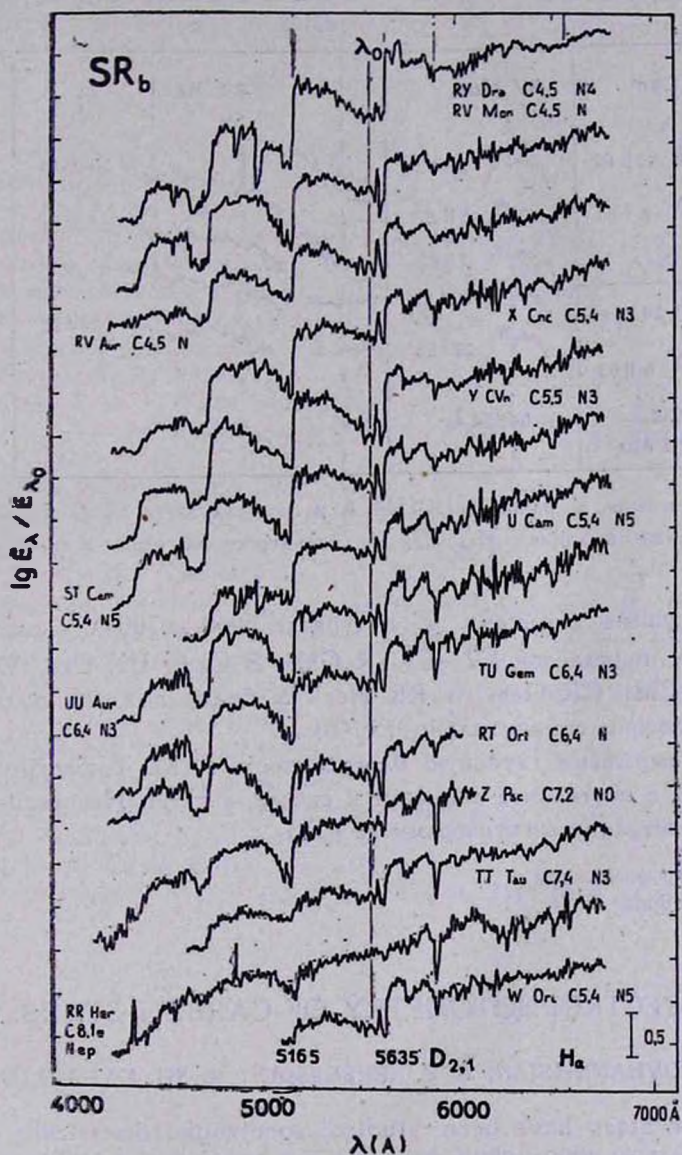


Рис. 5. То же, что и на рис. 1 для 14 полуправильных переменных типа SR_b.

диапазоне 5720—6200 Å у звезды RT UMa носит переменный характер. При минимальной депрессии хорошо видна линия Na I D_{2,1} и, наоборот, при глубокой депрессии линия D_{2,1} почти не заметна.

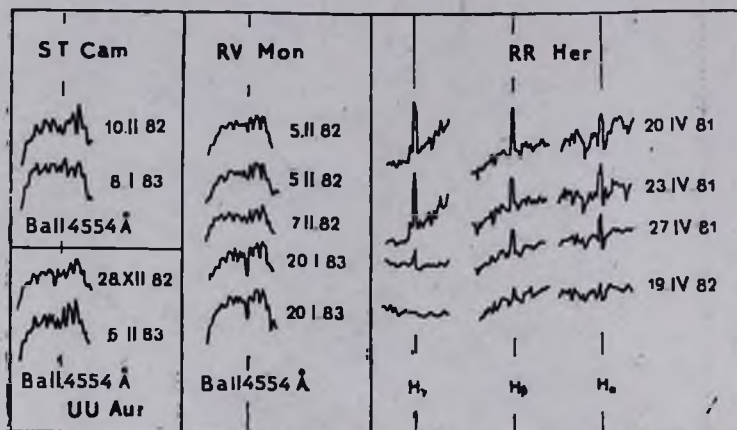


Рис. 6. Изменение в линии Ba II 4554 Å в спектрах звезд ST Cam, UU Aur и RV Mon, а также в линиях H_γ, H_β, H_α бальмеровской серии в спектре звезды RR Her.

6. Обнаружена депрессия в интервале 6060—6700 Å у ряда звезд спектральных подклассов C7—C9 (R CMi, S Cam, UX Dra, WZ Cas, FU Aur, W CMi, CR Gem и RR Her). У более поздних подклассов глубина депрессии сравнительно глубокая.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. М. Товмасяну за полезные советы и постоянное внимание к работе, а Н. Л. Напетян—за помощь при регистрации спектрограмм на PDS.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS. I

R. CH. HOVHANNISSIAN, S. E. NERSESSIAN, M. SH. KARAPETIAN

56 carbon stars have been studied spectrophotometrically in the wavelength region 4000—6800 Å with a 3 Å resolution. The obtained energy distribution for the studied stars in relation to the flux at the wavelength $\lambda_0 = 5556$ Å is presented in graphical form. The energy distribution of 35 stars is obtained for the first time. A variation in the line Ba II 4554 Å is discovered in the spectra of ST Cam, UU Aur,

and RV Mon (Fig. 6). In the spectra of RT UMa and SS Vir appreciable changes have taken place (Figs. 3, 4). It was noticed that some depression exists in the spectra of carbon stars which happen to be in different spectral regions for different groups of carbon stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн, Изв. Крымской обс., 2, 51, 1948.
2. K. Utsun, P. A. S. Japan, 19, 342, 1967.
3. D. Gilra, Ap. J., 199, 145, 1975.
4. Y. Yamashita, Publ. Dominion Astron. Obs., Victoria, 13, No. 5, 67, 1967.
5. Y. Yamashita, Ann. Tokyo Astron. Obs. Ser. 2, 13, 169, 1972.
6. Y. Yamashita, Ann. Tokyo Astron. Obs. Ser. 2, 15, 47, 1975.
7. R. I. Thompson, H. W. Schnopper, Ap. J., 160, No. 2, L97, 1970.
8. R. F. Wing, H. Spinrad, Ap. J., 159, 973, 1970.
9. J. A. Frogel, A. R. Hyland, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, Ser. 6, t. 3, 111, 1972.
10. C. E. Crow, P. A. S. P., 89, 510, 1977.
11. T. D. Fay, Jr., W. H. Warren, Jr., H. R. Johnson, R. K. Honeycutt, A. J., 79, 634, 1974.
12. S. B. Yorka, A. J., 88, 1815, 1983.
13. T. D. Fay Jr., R. K. Honeycutt, A. J., 77, 29, 1972.
14. J. D. Bregman, J. N. Bregman, Ap. J., 222, L41, 1978.
15. В. И. Бурнашев, Изв. Крымской обс., 54, 3, 1976.
16. A. K. Cochran, The University of Texas, Publ. in Astronomy No. 16 1980.
17. J. E. Cann, L. L. Struher, A. preprint Prepared by Dominion Astrophys. Obs. Herzberg Inst. of Astrophys. National Research Council, Canada, 1982.
18. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князева, Сводный спектрофотометрический каталог звезд, Алма-Ата, Наука, 1978, стр. 3.
19. C. B. Stephenson, A General Catalogue of Cool Carbon Stars, Publ. Warner and Swasey Obs., 1, No. 4, 3, 1973.
20. Б. В. Кукаркин и др., Общий каталог переменных звезд, т. I—II, М., 1969, 1970.
21. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюраканской обс., 7, 3, 1951.
22. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 21, 3, 1957.
23. И. Элитис, Научные информации Астрон. Совета АН СССР, 52, 142, 1982.

УДК: 524.31.01—355

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА КРАСНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

Г. В. АБРАМЯН

Поступила 16 января 1985

Принята к печати 8 мая 1985

По данным поляризационного каталога на магнитной ленте определена межзвездная составляющая линейной поляризации света 10 красных сверхгигантов. В некоторых случаях наблюдается корреляция степени собственной поляризации с изменениями блеска. Найдена прямолинейная зависимость степени собственной поляризации света красных сверхгигантов от величины поглощения в околосветных пылевых оболочках и от показателя цвета $I-K$.

1. *Введение.* Существование собственной линейной поляризации звездного излучения было установлено в Бюраканской астрофизической обсерватории Григоряном в 1958 г. по результатам наблюдений красного сверхгиганта μ Сер [1]. В настоящее время исследованию собственной поляризации света различных типов переменных звезд посвящена обширная литература [2]. В частности, в ранних работах Григоряна [3], Дика и Дженинга [4], Серковского [5] и Арсениевич [6] сообщается об открытии собственной поляризации света семнадцати красных сверхгигантов. В дальнейшем нами выявлена и исследована собственная поляризация света еще у 22 красных сверхгигантов [7]. Таким образом, в настоящее время собственная поляризация света открыта примерно у одной трети из известных в северном полушарии неба красных сверхгигантов (у 39 звезд из 120).

Собственную поляризацию света красных сверхгигантов выявляют преимущественно по переменности параметров наблюдаемой поляризации, так как эти звезды расположены вблизи галактической плоскости и их излучение дополнительно поляризуется при прохождении через газово-пылевую составляющую нашей Галактики. Для небольших значений степени собственной и межзвездной поляризации с достаточной точностью можно написать, что $q_H = q_C + q_M$ и $u_H = u_C + u_M$, где q_H , u_H , q_C ,

u_c , q_m , u_m являются безразмерными параметрами Стокса наблюдаемой, собственной и межзвездной поляризации света, соответственно. Как следует из этих соотношений, для определения параметров собственной поляризации необходимо заранее знать межзвездную составляющую линейной поляризации света. С этой целью разные авторы использовали различные методы [8—13]. Первые достоверные данные о межзвездной составляющей поляризации света красных сверхгигантов (для двух звезд — π Сеп и RW Сеп) получила Полякова [12].

В 1980 г. нами по результатам электрофотометрических и электрополяриметрических наблюдений соседних звезд была определена межзвездная составляющая линейной поляризации света 12 красных сверхгигантов [14]. Настоящая работа содержит результаты определения межзвездной составляющей линейной поляризации света 10 красных сверхгигантов и является продолжением нашей прежней работы [14].

2. Межзвездная составляющая линейной поляризации света 10 красных сверхгигантов. Для определения межзвездной составляющей поляризации нами использован метод соседних звезд, при котором по поляризационным характеристикам звезд ранних спектральных классов, близко расположенных в пространстве к красному сверхгиганту, выводится межзвездная составляющая линейной поляризации его света.

Необходимые звезды выбирались из каталога поляризационных данных на магнитной ленте [15] по специально предусмотренной нами для этой цели программе отбора и обработки данных. Вокруг каждого сверхгиганта выбиралось не менее шести звезд ранних спектральных классов. В богатых звездами областях количество отобранных звезд иногда превосходило 20. Угловое расстояние соседних звезд от исследуемых красных сверхгигантов для двух областей не превышало 1° , а в остальных восьми случаях было меньше 0.5° .

Для каждой области по поляризационным, фотометрическим и спектральным данным выбранных звезд строились зависимости отношений q/A_v и u/A_v от величины общего межзвездного поглощения A_v . Здесь q и u — безразмерные параметры Стокса для звезд ранних спектральных типов. Графики этих зависимостей приведены на рис. 1. На этих и последующих графиках вертикальными стрелками указаны места соответствующих красных сверхгигантов. Из рис. 1, зная общее межзвездное поглощение света, можно определить межзвездную составляющую линейной поляризации света красных сверхгигантов. Использовать с этой целью общее поглощение света красных сверхгигантов, вычисленное по избыткам цветов, недопустимо, так как в этом случае поглощение получается больше межзвездного из-за присутствия поглощающей околозвездной оболочки. Поэтому значения межзвездного поглощения света красных сверхгигантов

определялись из графиков зависимостей общего межзвездного поглощения от истинного модуля расстояния, построенных для каждой области в отдельности для тех же выбранных соседних звезд, что и выше. Графики

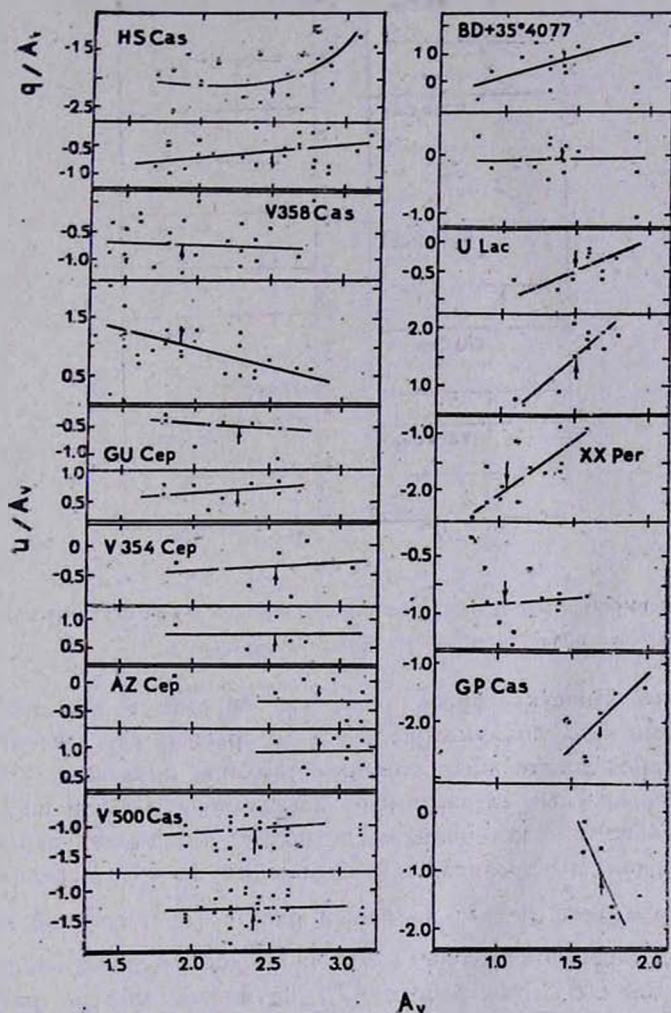


Рис. 1. Зависимость отношений q/A_v и u/A_v от величины общего межзвездного поглощения A_v .

этих зависимостей приведены на рис. 2. Из них по предварительно вычисленным значениям модулей расстояний красных сверхгигантов определялась величина межзвездного поглощения их света.

Модули расстояний красных сверхгигантов вычислялись по нормальным показателям цветов и абсолютным звездным величинам, согласно калибровкам Дютчмана, Дейвиса и Шильда [16]. При этом принималось, 8—571

что для красных сверхгигантов $R = A_V/E_{B-V} = 3.6$ согласно работе Ли [17].

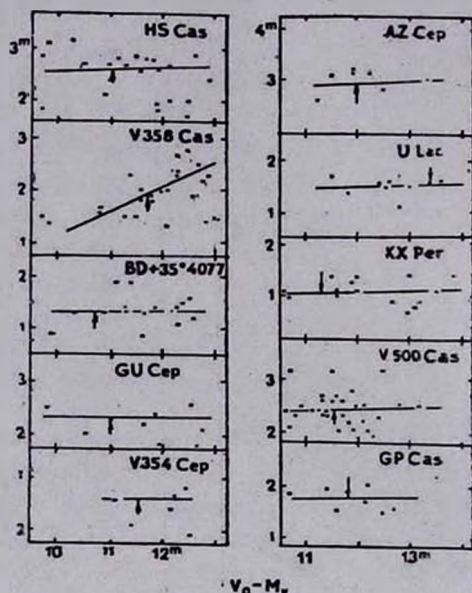


Рис. 2. Зависимость общего межзвездного поглощения A_V от истинного модуля расстояний $V_0 - M_V$ для областей вокруг красных сверхгигантов.

Полученные вышеуказанным способом параметры межзвездной составляющей линейной поляризации света 10 красных сверхгигантов даны в табл. 1. В последовательных столбцах таблицы приведены следующие данные: номера красных сверхгигантов по каталогу BD или по [18], название переменных или источник, по которому установлена переменность блеска, двумерная спектральная классификация по [19], средний блеск $\bar{V}$ и показатель цвета $\overline{B-V}$ по нашей работе [20], средние величины степени $\bar{P}_H$ и позиционного угла $\bar{\theta}_H$ наблюдаемой поляризации в полосе V системы UBV по работе [7], истинный модуль расстояния $V_0 - M_V$ и общее поглощение A_V , вычисленные по избыткам цветов $B-V$; общее межзвездное поглощение света A_{VM} , полученное по соседним звездам; степень P_M и позиционный угол θ_M межзвездной поляризации света красных сверхгигантов, полученные в настоящей работе; среднее значение степени $\bar{P}_C$ и позиционного угла $\bar{\theta}_C$ собственной поляризации света, вычисленные по наблюдаемым величинам из работы [7], количество соседних звезд, по которым определена межзвездная поляризация.

Таблица 7

СПЕКТРАЛЬНЫЕ, ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
10 КРАСНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

№	BD или Case	Название перемен.	Спектр	$\bar{V}$	$\overline{B-V}$	$\overline{P_H}$	$\overline{\theta_H}$	V_0-M_V	A_V	A_{VM}	P_M	θ_M	P_C	θ_C	n
1	+60° 207	HS Cas	M 3.1 Ib	9.63	2.59	4.8	95	11.03	3.10	2.52	4.7	98	0.8	61	23
2	+54° 444	XX Per	M 3.6 Ib	8.13	2.13	2.9	97	11.30	1.33	1.04	2.5	107	1.2	72	14
3	+58° 501	GP Cas	M 2.8 Iab	9.63	2.73	6.4	109	11.83	3.60	1.71	3.7	107	3.0	125	7
4	+57° 647	V 500 Cas	M 2.9 Iab	9.57	2.79	5.3	107	11.55	3.82	2.47	4.2	116	1.9	86	29
5	+35° 4077	[20]	M 2.6 Iab	9.68	3.05	2.6	34	10.69	4.79	1.40	0.9	176	2.5	44	16
6	+58° 2396	AZ Cep	M 1.6 Ia	9.53	2.86	4.3	50	11.95	4.18	2.90	2.7	53	1.6	46	7
7	Case 75	V354 Cep	M 2.7 Iab	11.03	3.19	5.2	36	11.57	5.26	2.60	2.3	61	4.1	24	6
8	+54° 3863	U Lac	M 2.5 Ia	8.89	2.31	2.7	51	13.37	2.16	1.55	2.6	53	0.9	21	10
9	Case 80	GU Cep	M 2.7 Ib	9.56	2.56	3.6	93	11.07	2.99	2.31	2.0	63	3.2	110	8
10	+57° 2750	V358 Cas	M 4.0 Iab	9.51	2.77	1.7	1	11.71	3.60	1.90	2.5	62	3.8	163	25

3. Собственная линейная поляризация света 10 красных сверхгигантов. Полученные выше параметры межзвездной составляющей поляризации вычитались из наблюдаемых значений параметров поляризации соответствующих красных сверхгигантов, приведенных в нашей работе [7].

Зависимость собственной линейной поляризации света красных сверхгигантов от их блеска в полосе V цветовой системы UBV графически представлена на рис. 3. Оценки блеска красных сверхгигантов получены

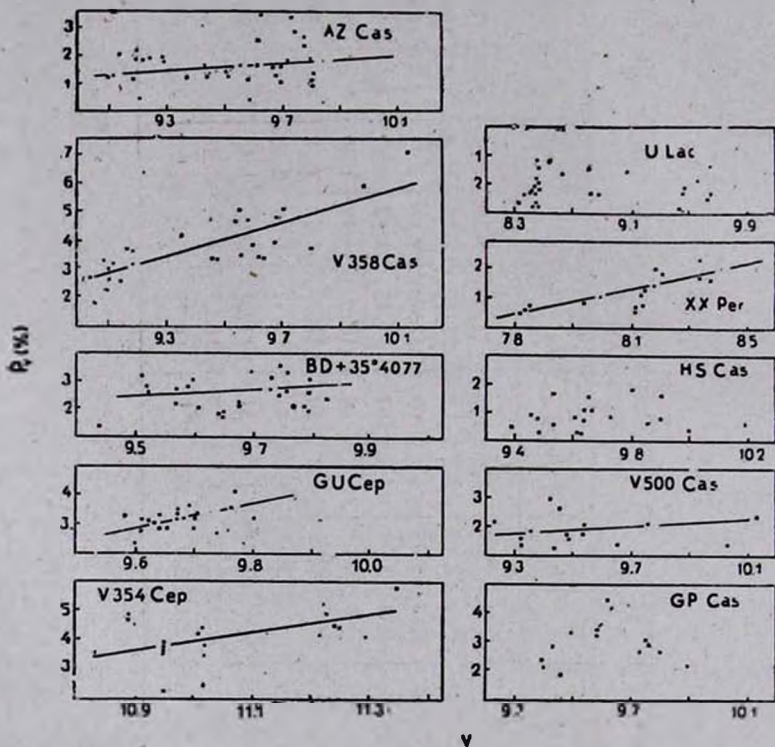


Рис. 3. Зависимость собственной линейной поляризации света красных сверхгигантов от их блеска в полосе V .

нами почти одновременно с поляризационными измерениями [20] с точностью не хуже $\pm 0.^m03$. Как следует из рис. 3, степень собственной поляризации света четырех звезд (V 358 Cas, GU Cep, V 354 Cep и XX Per) увеличивается с уменьшением их блеска в полосе V . Такая же зависимость найдена нами ранее еще для пяти красных сверхгигантов [14]. Таким образом, из 24 красных сверхгигантов с известными значениями межзвездной составляющей поляризации в девяти случаях наблюдается заметная корреляция блеска со степенью собственной поляризации. В этом отношении красные сверхгиганты похожи на Мириды. Не у всех Мирид с собствен-

ной поляризацией света наблюдается корреляция между блеском и степенью поляризации [21].

Сравнение значений общего поглощения света красных сверхгигантов, полученных по избыткам их цветов (A_V) и по соседним звездам ранних спектральных классов (A_{VM}), показывает, что для всех 10 звезд первая величина превосходит вторую. Этот факт говорит о том, что в ближайших окрестностях красных сверхгигантов происходит существенное поглощение их излучения, которое иногда даже превосходит межзвездное. Данное поглощение, по всей вероятности, происходит в околозвездных пылевых оболочках, присутствие которых вокруг многих красных сверхгигантов установлено по избыткам инфракрасного излучения [22]. График зависимости средней по времени степени собственной поляризации P_c от величины поглощения $\Delta A_V = A_V - A_{VM}$ в околозвездных оболочках представлен на рис. 4. Были использованы также и данные нашей прежней работы [14]. Как следует из рис. 4, степень собственной поляризации света красных сверхгигантов линейно возрастает с возрастанием поглощения в пылевых оболочках. Данная зависимость свидетельствует о том, что собственная поляризация света красных сверхгигантов возникает в околозвездных пылевых оболочках.

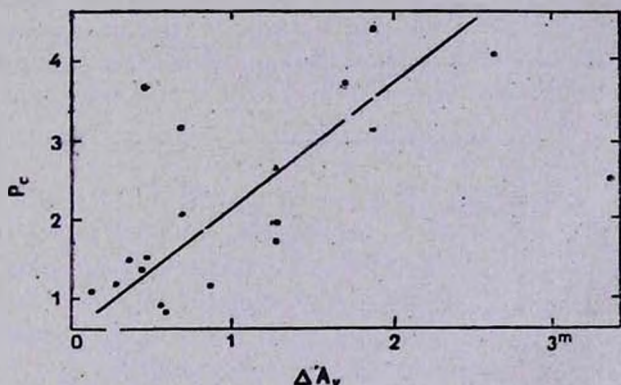


Рис. 4. Зависимость степени собственной поляризации света красных сверхгигантов от величины поглощения в околозвездных оболочках.

По нашим поляризационным данным [7] и фотометрическим данным из работы Ли [17] был построен график зависимости степени наблюдаемой поляризации P_H от показателя цвета ($I - K$) для всех красных сверхгигантов из [7] (рис. 5). Из рисунка следует, что красные сверхгиганты с собственной поляризацией света в среднем по показателю цвета ($I - K$) краснее сверхгигантов, поляризация света которых имеет чисто межзвездное происхождение. Как следует из двухцветной диаграммы ($I - K$) — ($B - V$) красных сверхгигантов, построенной по данным Ли [17], пока-

затель цвета ($I-K$) возрастает с возрастанием $B-V$, то есть с покраснением звезд из-за межзвездного поглощения. Поэтому может оказаться, что корреляция степени наблюдаемой поляризации с ($I-K$) полностью является результатом зависимости P_N от межзвездного поглоще-

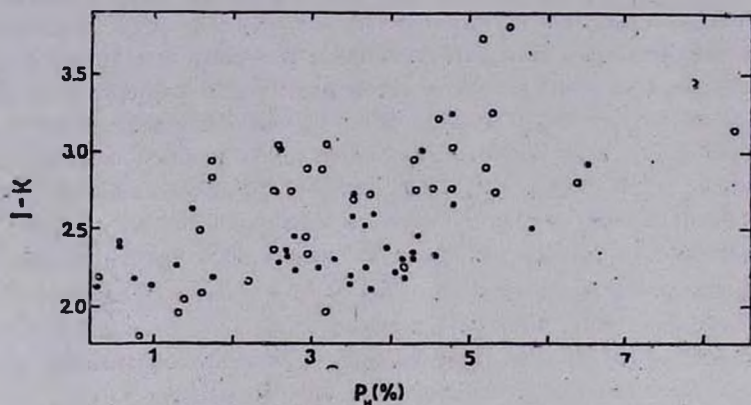


Рис. 5. Зависимость степени наблюдаемой поляризации света красных сверхгигантов от их показателя цвета $I-K$. $\circ$ — звезды с собственной поляризацией света. $\cdot$ — звезды, поляризация света которых имеет межзвездное происхождение.

ния. Чтобы выяснить этот вопрос, был построен график зависимости средней по времени степени собственной поляризации света красных сверхгигантов от показателя цвета ($I-K$) (рис. 6). Из рисунка следует, что сте-

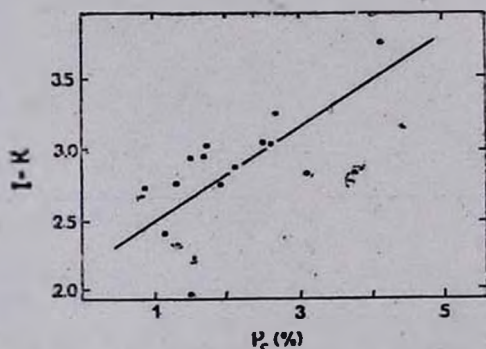


Рис. 6. Зависимость степени собственной поляризации света красных сверхгигантов от показателя цвета $I-K$.

пень собственной поляризации света красных сверхгигантов возрастает с покраснением звезд соответственно показателю цвета ($I-K$). Этот факт также говорит о том, что собственная поляризация света красных сверхгигантов возникает в околосветных оболочках, так как покраснение в ($I-K$) частично обусловлено воздействием этих оболочек.

4. Выводы. 1. Получены параметры межзвездной составляющей линейной поляризации света 10 красных сверхгигантов.

2. Вычислены значения параметров собственной поляризации света этих 10 звезд.

3. В случае четырех красных сверхгигантов выявлена прямолинейная зависимость степени собственной поляризации света от изменений блеска.

4. Степень собственной поляризации света красных сверхгигантов в среднем коррелирует с величиной поглощения света в околозвездных пылевых оболочках. Чем выше поглощение, тем больше степень собственной поляризации.

5. Степень собственной поляризации света красных сверхгигантов линейно возрастает в зависимости от показателя цвета ($I - K$). Чем «краснее» звезда в этом цвете, тем выше степень собственной поляризации.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

DETERMINATION OF THE INTERSTELLAR COMPONENT OF THE LINEAR LIGHT POLARIZATION OF RED SUPERGIANTS

H. V. ABRAHAMIAN

Using the data of the Polarization Catalogue, the interstellar component of the linear light polarization of 10 red supergiants is determined. In some cases a correlation between the degree of intrinsic polarization and the light variation is noticed. A linear dependence between the degree of intrinsic light polarization of red supergiants and the amount of absorption in the circumstellar dust cloud and the colour-index ($I - K$) is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Григорян, Сообщ. Бюраканской обс., 25, 45, 1958.
2. T. Gehrels, Planets, Stars and Nebulae Studied With Photopolarimetry, Tucson, Arizona, 1974.
3. К. А. Григорян, Сообщ. Бюраканской обс., 27, 46, 1959.
4. H. M. Dyk, M. C. Jennings, A. J., 76, 431, 1959.
5. K. Serkowski, Contr. Kitt Peak Obs., 554, 107, 1971.
6. Е. Арсениевич, Сообщ. Бюраканской обс., 44, 91, 1972.
7. Г. В. Абрамян, Сообщ. Бюраканской обс., 52, 24, 1980.

8. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 35, 3, 1964.
9. G. V. Соупе, A. Kruszewski, A. J., 73, 20, 1968.
10. Н. М. Шаховской, Изв. Крымской обс., 39, 11, 1963.
11. С. Freidman, Astron. Nachr., 293, 179, 1972.
12. Т. А. Полякова, Астрофизика, 10, 53, 1974.
13. Т. А. Полякова, Вестн. ЛГУ, 7, 143, 1976.
14. Г. В. Абрамян, Сообщ. Бюраканской обс., 53, 40, 1980.
15. Bulletin d'Information du CDS, 15, 1t5, 1978.
16. W. A. Deutschham, R. J. Davies, R. E. Schild, Ap. J. Suppl. Ser., 30, 97, 1976.
17. T. A. Lee, Ap. J., 162, 217, 1970.
18. J. J. Massau, V. M. Blanco, W. W. Morgan, Ap. J., 120, 478, 1954.
19. N. M. White, R. F. Wing, Ap. J., 222, 209, 1978.
20. Г. В. Абрамян, Сообщ. Бюраканской обс., 53, 3, 1980.
21. H. M. Dyk, A. J., 73, 688, 1968.
22. H. M. Dyk, W. I. Forrest, F. C. Gillett et al., Ap. J., 165, 57, 1971.
23. Г. В. Абрамян, Сообщ., Бюраканской обс., 52, 13, 1980.

УДК: 524.352—837:520.82

О ПОВЕДЕНИИ ФОТОСФЕРЫ СВЕРХНОВЫХ

О. С. БАРТУНОВ, Д. Ю. ЦВЕТКОВ

Поступила 6 августа 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Исследовано поведение радиуса фотосферы 14-и сверхновых I типа и 6-и II типа. Показано, что около максимума блеска радиус фотосферы линейно увеличивается со скоростью около 7000 км/с для I типа и 4500 км/с для II типа. Определены характерные размеры фотосферы, моменты начала расширения оболочек, рассмотрены различия между отдельными сверхновыми. Обсуждаются различные методы определения температуры, связь изменений в спектре с поведением фотосферы и определениями температуры.

1. *Введение.* Несмотря на то, что физика сверхновых добилась за последнее время значительных успехов, до сих пор не существует теорий, описывающих всю совокупность фотометрических и спектральных данных. Наблюдательные данные говорят о том, что явление сверхновых II типа связано со взрывом массивной протяженной звезды типа красного сверхгиганта; в случае сверхновых I типа ситуация пока остается неоднозначной (см., например, [1, 2]). Непосредственная интерпретация наблюдательных данных, накладывающая ограничения на существующие модели, имеет в этих условиях большое значение.

Данные широкополосной фотометрии и спектрофотометрии позволяют получить некоторые сведения о кинематике и структуре оболочек сверхновых. В частности, большой интерес представляет изучение изменения температуры и радиуса «фотосферы» сверхновых — слоя, где оптическая толщина по непрерывному спектру ~ 1 .

В работах, рассматривавших эволюцию фотосферы сверхновых I и II типов [3—7] исследовались либо отдельные 1—2 сверхновые, либо выводы делались на основании «сводных» кривых блеска и цвета. Накопленный к настоящему времени наблюдательный материал позволяет исследовать поведение фотосферы для значительного числа сверхновых и уточнить такие параметры, как температуры, скорости и размеры фотосфер, момент начала расширения оболочки, а также связь поведения фотосфер с кривыми блеска и цвета, с эволюцией спектра.

2. *Наблюдательные данные.* В табл. 1 приведены данные о 14-и сверхновых I типа и 6-и II типа с наиболее надежно установленными кривыми блеска и цвета, отобранных нами для исследования поведения фотосферы. В 4' столбце обозначены методы оценки модуля расстояния: z — по красному смещению галактики при $H = 75$ км/с Мпс; v — по принадлежности галактики скоплению в Деве, для которого согласно [50] принят модуль расстояния 31.1. В модули из [13, 49, 50] введены поправки, учитывающие различие принятого нами значения поглощения в Галактике по [51] и использованного в [13, 49, 50]. В последнем столбце — ссылки на источники фотометрических данных; все эти данные приведены нами в одну систему, значения $B_{\max}$, $t_{\max}$ и E_{B-V} получены на основании новых сводных кривых блеска и цвета [17].

3. *Температуры сверхновых I и II типов.* Наблюдения яркой сверхновой I 1972e позволили Киришнеру и др. [52] сделать вывод, что распределение энергии в спектре соответствует излучению абсолютно черного тела, несмотря на большой дефицит в ближней ультрафиолетовой области $\lambda < 0.4$ мкм. Этот дефицит, по-видимому, вызван наличием большого количества резонансных линий поглощения металлов, которые, уширяясь, дают практически квазинепрерывное поглощение [53, 54]. Благодаря этому в данной области спектра мы наблюдаем не фотосферу, а некий эффективный слой поглощающего материала, лежащий выше фотосферы, где температура ниже и поэтому ультрафиолетовое излучение ослаблено. Применение планковского распределения для определения температуры сверхновых I вполне оправдано, однако из-за характера спектра таким путем можно получить лишь грубые оценки температуры. По этой причине многие исследователи используют цветовую температуру, определяемую по известным соотношениям между показателем цвета $(B-V)_0$ и температурой (например, [55]). Однако Мустель и Чугай [5, 56] показали, что существует реальное различие между спектрофотометрическими и цветовыми температурами. Псковский [57] предложил новый метод определения спектрофотометрических температур сверхновых I по опубликованным спектрорегистрограммам и нашел зависимость температуры от показателя цвета $(B-V)_0$. Его определение температур, по сути дела, основывалось на предположении, что линии в спектрах сверхновых I имеют профиль типа P Cug и образованы чистым рассеянием непрерывного излучения фотосферы. По нашему мнению температуры, определенные таким методом, меньше страдают от довольно субъективного проведения континуума. Для SN I 1972e и 1981b нами получены следующие соотношения между $(B-V)_0$ и температурой T по [57]:

$$1000/T = 0.142 (B - V)_0 + 0.065 \quad (1)$$

№	Сверхновая	Галактика NGC (IC) MCG	Модуль расстояния
---	------------	---------------------------------	----------------------

1	1937c	(4182)	28.2 [8]
2	1959c	1—34—5	32.9 z
3	1967c	3389	31.5 [13]
4	1070j	7619	33.6 z
5	1971g	4165	31.1 v
6	1971i	5055	29.2 [13]
7	1972e	5253	28.0 [21]
8	1973f	4944	34.8 z
9	1974g	4414	29.9 z
10	1975n	7723	32.1 z
11	1980n	1316	31.7 z
12	1981b	4536	31.1 v
13	1982b	2268	32.6 z
14	1983g	4753	31.1 v

1	1959d	7331	30.1 [13]
2	1968l	5236	28.3 [13]
3	1967l	1058	30.5 [13]
4	1970g	5457	28.6 [44]
5	1979c	4321	31.1 v
6	1980k	6946	28.6 [49]

Максимум блеска сверхновой		Избыток цвета E_{B-V}	Абсолют- ная вели- чина M_B^0	Литература
Звездная вели- чина $B_{\max}$	дата $t_{\max}$ JD 2400000 +			

SN I

8 ^m .5	28769	0 ^m .0	-19 ^m .7	[9-11]
14.1	36750	0.0	-18.9	[12]
13.2	39551	0.05	-18.5	[14]
15.0	40867	0.04	-18.8	[15-17]
13.5	41052	0.0	-17.6	[15, 18, 19]
11.9	41401	0.25	-18.3	[15, 19, 20]
8.4	41447	0.06	-19.8	[22, 23]
15.8	41782	0.0	-19.0	[24]
12.7	42169	0.4	-18.8	[17, 25, 26]
13.7	42721	0.25	-19.4	[19, 27-30]
12.5	44585	0.2	-20.0	[31, 3]
12.0	44673	0.18	-19.8	[33-35]
13.5	45016	0.25	-20.1	[36, 37]
12.9	45434	0.4	-19.8	[33-40]

SN II

13 ^m .8	36752	0 ^m .35	-17 ^m .7	[41]
11.9	40050	0.2	-17.2	[42]
13.1	40561	0.05	-17.6	[43]
11.4	40798	0.2	-18.0	[17, 45, 46]
11.6	43979	0.02	-19.6	[47, 48]
11.6	44544	0.34	-18.4	[19, 35, 49]

до точки замедления падения блеска (точка K);

$$1000/T = 0.191 (B - V)_0 + 0.03 \quad (2)$$

после точки K .

Для сверхновых II все исследователи (например, [4, 6]) отмечают практически чернотельный характер излучения в широком интервале длин волн. Проведенные нами определения спектрофотометрических температур по данным $UBVJHK$ -фотометрии для SN 1980 к [49, 59] и $UBVRI$ -фотометрии для SN 1979 с [47, 48] показали, что эти температуры совпадают с полученными по зависимости $(B - V)_0$ от T для черного тела [59].

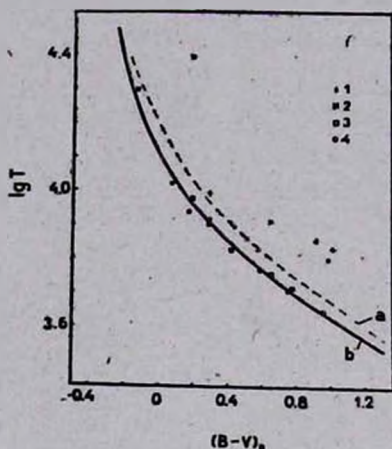


Рис. 1. Зависимость температуры сверхновых I и II от показателя цвета $(B - V)_0$. 1 — SN I 1972с, по [59]; 2 — SN I 1981b, по [7]; 3, 4 — определенные нами температуры для SN II 1979с и 1980к по данным многоцветной фотометрии; а — зависимость (1); б — связь $(B - V)_0$ с T для черного тела по [59].

На рис. 1, 2 показаны зависимости температур сверхновых I и II типов, определенных разными авторами по разным областям спектра, от показателя цвета $(B - V)_0$ и времени после максимума блеска. В [7] и [60] оценки температур сделаны с использованием инфракрасной фотометрии до 2.2 мкм. Около максимума блеска определения температур сверхновых I достаточно хорошо согласуются между собой и с зависимостями а (рис. 1) и а, б (рис. 2). Однако около точки K ($(B - V)_0 > 0.7$) различие увеличивается, причем чем более красную область охватывает интервал спектра, по которому определяется температура, тем она выше.

4. Поведение фотосферы сверхновых I. Зная температуру, расстояние D и блеск сверхновой, исправленный за поглощение света m_0 , можно найти радиус фотосферы R :

$$\lg R = \lg D - 8.75 - 0.2 m_0 + 0.5 \lg (\exp (32700/T) - 1). \quad (3)$$

Температуры для сверхновых I определялись по соотношениям (1) и (2), для сверхновых II — по соотношению из [59]. Использовались звездные величины в системе B , для которой и вычислены постоянные в (3); сравнение радиусов фотосфер, определенных с помощью величин B и V , показало, что они практически совпадают.

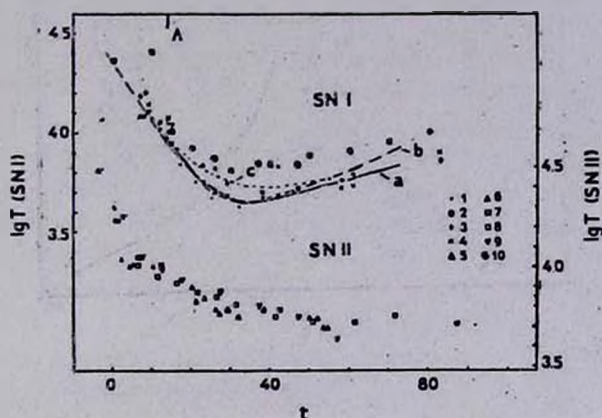


Рис. 2. Зависимость температуры сверхновых I и II от времени после максимума блеска t (в сутках). 1—SN I 1981b, по [56], λ от 0.39 до 0.7 мкм; 2—SN I 1981b, по [7]; 3—SN I 1972e, по [56], λ от 0.39 до 0.7 мкм; 4—то же, λ от 0.39 до 1.0 мкм; 5—SN II 1969I, по [4]; 6—SN II 1969I, температура определена согласно [59]; 7—SN II 1979c, по [6]; 8—SN II 1979c, температура определена согласно [59]; 9—SN II 1980k, то же; 10—SN I 1972e, по [60]; а, б — температуры определены по соотношениям (1), (2) соответственно для SN I 1972e и 1981b; с — температура, соответствующая линейному росту и уменьшению радиуса фотосферы для SN I 1981b.

Поведение фотосферы для 14 сверхновых I показано на рис. 3. Радиус фотосферы большинства сверхновых линейно возрастает около максимума блеска: от фазы -5^d — -7^d (более ранних наблюдений пока нет) до 13^d — 15^d . Затем начинается нелинейный рост со скоростью, характерной для синего конца линий ($\sim 20\,000$ км/с), после точки K — резкое уменьшение радиуса фотосферы, переходящее в более плавное уменьшение. Точку начала увеличения скорости расширения будем в дальнейшем называть точкой L . Эффект резкого возрастания скорости фотосферы отмечался в [3, 5] и объяснялся либо просветлением оболочки и возрастанием излучения в эмиссии, либо различием цветовой и спектрофотометрической температур.

Радиус фотосферы большинства сверхновых I около максимума блеска — от 0.7 до $1.2 \cdot 10^{15}$ см; из нашей выборки только SN 1971g выделяется малым радиусом фотосферы. Эта сверхновая отличается низкой светимостью в максимуме, как видно из табл. 1. Так как расстояние до нее бы-

ло принято таким же, как и для остальных сверхновых из скопления в Деве, то здесь мы имеем дело с реальным разбросом характеристик среди сверхновых I.

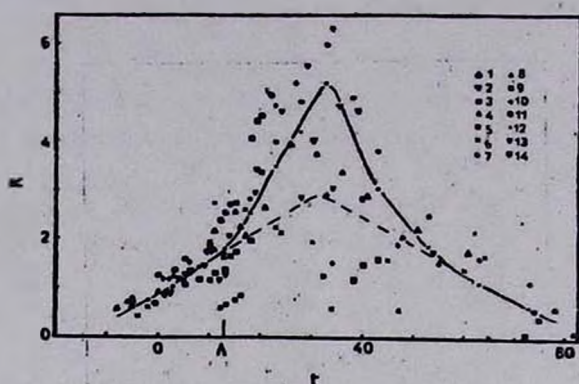


Рис. 3. Поведение радиуса фотосферы сверхновых I. Радиус R в 10^{15} см, время после максимума блеска t — в сутках. Обозначения соответствуют порядковым номерам сверхновых в табл. 1.

Скорость расширения фотосферы на линейном участке для SN 1981b равна 7200 км/с, что существенно меньше скорости, определяемой по абсорбционному минимуму дублета Si II 6347—71 Å, равной около 11000 км/с. Бранч [61] относит дублет Si II к умеренно сильным линиям, и его расчеты говорят о том, что абсорбционные минимумы таких линий должны показывать скорость на уровне фотосферы. Тогда найденное несоответствие означает, что принятые нами расстояния слишком малы и действительное значение постоянной Хаббла около 50 км/с·Мпс, что близко к оценкам Бранча [3, 61]. Однако мы использовали также индивидуальные оценки расстояний до галактик, и оценки скорости фотосферы для сверхновых из этих галактик хорошо согласуются с остальными. По-видимому, положение абсорбционных минимумов не всегда соответствует скорости фотосферы. Во-первых, необходим учет дублетной структуры таких линий как Si II; влияние излучения коротковолнового компонента на функцию источника длинноволнового может сильно изменить картину. Также необходимо отметить противоречие между полученным линейным расширением фотосферы и непрерывным уменьшением смещения абсорбционных линий, причем разные линии показывают различные скорости [3, 7, 52, 62]. Неопределенность в определении скорости фотосферы по спектральным линиям вносит возможная стратификация химического состава или, по крайней мере, стратификация условий возбуждения. Следует отметить, что наше значение скорости фотосферы находится в хорошем согласии со скоростью, определяемой по линиям железа, которая оста-

ся почти постоянной и равна приблизительно 8000 км/с [7]. Нелинейное расширение фотосферы и последующее резкое сжатие естественно связать с усиливающейся ролью линий на фоне ослабевающего континуума. Заметим, что, начиная с точки Λ , в спектрах сверхновых I происходят существенные изменения, которые отмечались в [52]; кроме того, влияние линий хорошо заметно на результатах широкополосной фотометрии. В точке Λ начинается усиление покраснения, хорошо заметное на кривой показателя цвета $(B-V)_0$; по-видимому это связано с эволюцией интенсивности пика 4600 Å относительно пика 5500 Å, который появляется приблизительно в это время. Инфракрасные наблюдения [63] также показывают существенные изменения: в точке Λ наблюдается минимум на кривых блеска в диапазонах JHK , после чего блеск вновь возрастает. Причиной образования минимума авторы [63] считают широкополосное поглощение, вызванное одним неотожествленным элементом. Мустель и Чугай [5] обратили внимание на то, что диаграмма цвет-цвет, построенная по ультрафиолетовым данным для SN 1972e, свидетельствует о возрастании температуры за период между 16^d и 32^d . Итак, практически по всему спектру около точки Λ происходят существенные изменения. Определение температур Псковским [57] по видимому диапазону, которое основывалось на предположении о чистом рассеянии, по-видимому, справедливо только до точки Λ . На рис. 2 видно, что начиная с точки Λ расходятся определения температур, выполненные различными методами. Это говорит о том, что, начиная с точки Λ предположение о чистом рассеянии непрерывного излучения фотосферы линиями становится не вполне корректным, появление чистой эмиссии в линиях приводит к занижению температуры, определяемой методом Псковского [57].

Если предположить, что фотосфера продолжает расширяться линейно и после точки Λ до точки K , то можно восстановить ход температуры после точки Λ . Соответствующая зависимость показана кривой с на рис. 2. Максимальное значение радиуса фотосферы для SN 1981b равно $3 \cdot 10^{15}$ см, температура у точки K около 5500 К. Интересно отметить, что после фазы 60^d разные определения температуры вновь хорошо согласуются, а радиус фотосферы линейно уменьшается. Эволюцию спектра SN 1972e можно разделить на три этапа: до точки Λ роль линий мала, мы имеем линейное расширение фотосферы; начиная с точки Λ линии усиливаются и после фазы 60^d вновь затухают, мы снова имеем линейный ход радиуса фотосферы.

Продолжая назад линейный участок зависимости радиуса фотосферы от времени, найдем, что для большинства сверхновых I начало расширения приходится на фазу -15^d — -20^d что хорошо согласуется с оценкой Псковского [64] по кривым блеска.

5. *Поведение фотосферы сверхновых II.* Поведение фотосферы 6-и сверхновых II показано на рис. 4. Большинство сверхновых имеет в максимуме блеска радиус фотосферы около $0.5 \cdot 10^{16}$ см и скорость расширения около 4500 км/с. Выделяется большим размером фотосферы SN 1979с — как видно из табл. 1, самая яркая из рассмотренных сверхновых II, по светимости в максимуме блеска превосходящая многие сверхновые I. В то же время скорость расширения фотосферы в первые 20^d после максимума для нее меньше, чем для остальных сверхновых II — около 3000 км/с. По-видимому, строение оболочки этой сверхновой отличается от большинства сверхновых II. Через 50^d — 60^d после максимума показатель цвета $(B-V)_0$ для разных сверхновых II сильно различается. Скорее всего эти различия связаны с разной интенсивностью эмиссионных линий, и определение температуры по $(B-V)_0$ в этот период вряд ли корректно.

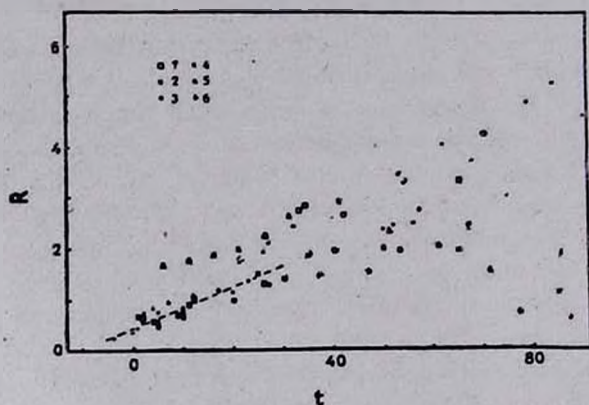


Рис. 4. Поведение радиуса фотосферы сверхновых II. Обозначения соответствуют порядковым номерам сверхновых в табл. 1.

Продолжение линейного участка зависимости радиуса фотосферы от времени для большинства сверхновых II дает время начала расширения около 10^d — 15^d до максимума блеска. Однако для SN 1979с подобное продолжение оказывается несостоятельным: оно дает очень большое время начала расширения — около -40^d , и радиус фотосферы за 15^d до максимума блеска $\sim 10^{15}$ см, однако известно, что в это время блеск сверхновой был > 17.5 , следовательно радиус фотосферы при любой температуре был $< 10^{14}$ см. Таким образом, на ранних стадиях эволюции сверхновых возможны изменения в характере поведения фотосферы.

6. *Заключение.* В результате анализа наиболее надежных фотометрических данных для сверхновых I и II типов нами исследовано изменение

со временем радиуса и температуры фотосферы. Показано, что до фазы $13^d - 15^d$ (точка Л) расширение фотосферы сверхновых I происходит линейно, затем начинается резкое ускорение, сменяющееся после точки К резким сжатием, переходящим в более медленное в период «спокойной» эволюции спектра ($t > 60^d$). Наиболее вероятное объяснение этого — затруднения в определении температуры после точки Л.

Наличие характерной для сверхновых I точки Л, положение которой связано с эволюцией спектра, по-видимому, отражает изменения в условиях формирования излучения. Возможно, она отражает момент, когда оболочка переходит в режим оптически тонкого излучателя. На это указывает и то, что до этой точки поведение кривых блеска и цвета сверхновых I и II типов различается несущественно [17].

Для сверхновых I и II определены следующие характерные параметры около максимума блеска:

Тип сверхновых	T	$R_{\phi}, 10^{15} \text{ см}$	$V_{\phi}, \text{ км/с}$	Фаза начала расширения
I	$\sim 23\,000$	0.9	7500	-16^d
II	$\sim 20\,000$	0.5	4500	-10^d

Однако некоторые сверхновые показывают значительные отклонения от этих параметров. Например, SN I 1971g, отличающаяся малой светимостью, имела $R_{\phi} \approx 0.5 \cdot 10^{15} \text{ см}$. SN II 1979c, отличающаяся быстрым падением блеска после максимума и высокой светимостью, характеризуется малой скоростью расширения ($\sim 3000 \text{ км/с}$) и большим ($\sim 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}$) радиусом фотосферы.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

ON THE BEHAVIOUR OF PHOTOSPHERE OF SUPERNOVAE

O. S. BARTUNOV, D. YU. TSVETKOV

The behaviour of photospheric radius of 14 type I and 6 type II supernovae is investigated. It has been shown that near maximum light the photospheric radius increases linearly with a velocity of about 7000 km/s for type I and 4500 km/s for type II. The values of photospheric radius and moments of the beginning of expansion are obtained; the differences between supernovae are taken into consideration. Dif-

ferent methods of temperature determination, the connection of spectral evolution with behaviour of the photosphere and temperature determinations are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Wheeler, *Supernovae: A Survey of Current Research*. Dordrecht, 1982, p. 167.
2. D. Branch, *Supernovae: A Survey of Current Research*. Dordrecht, 1982, p. 267.
3. D. Branch, B. Patchett, M. N. RAS, 161, 71, 1973.
4. R. P. Kirshner, J. Kwan, Ap. J., 193, 27, 1974.
5. Э. Р. Мустель, Н. Н. Чузай, Астрон. ж., 52, 673, 1975.
6. D. Branch, S. W. Falk, M. L. McCall, P. Rybski, A. Uomoto, B. J. Wills, Ap. J., 244, 780, 1981.
7. D. Branch, C. H. Lacy, M. L. McCall, P. G. Sutherland, A. Uomoto, J. C. Wheeler, B. J. Wills, "The Type I Supernova 1981b in NGC 4536. The First Hundred Days." Preprint. 1982.
8. A. Sandage, G. Tammann, Ap. J., 256, 339, 1982.
9. W. Baade, F. Zwicky, Ap. J., 88, 411, 1939.
10. M. Beyer, Astron. Nachr., 268, 341, 1939.
11. D. Mihalas, P. A. S. P., 75, 256, 1963.
12. D. Mihalas, P. A. S. P., 74, 116, 1962.
13. G. de Vaucouleurs, Ap. J., 227, 729, 1979.
14. G. de Vaucouleurs, J. Solheim, R. Brown, Астрофизика, 3, 565, 1967.
15. R. Barbon, F. Clatti, L. Rosino, Mem. S. A. It., 44, 65, 1973.
16. Н. Дублю, С. Тохмасьев, IBVS No. 1062, 1975.
17. Д. Ю. Цветков, Переменные звезды, 1985 (в печати).
18. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, G. S. Brown, Astrophys. Lett., 9, 77, 1971.
19. Д. Ю. Цветков, Переменные звезды, 22, 39, 1983.
20. B. Deming, B. W. Rust, E. C. Olson, P. A. S. P., 85, 321, 1973.
21. J. L. Seric, M. Pastoriza, G. Carranza, Preprint No. 1, Observatorio Astronomico, Cordoba, Argentina, 1972.
22. A. Ardeberg, M. de Groot, Astron. Astrophys., 28, 295, 1973.
23. A. M. van Genderen, Astron. Astrophys., 45, 429, 1975.
24. L. Kohoutek, C. T. Kowal, P. A. S. P., 90, 565, 1978.
25. F. Clatti, L. Rosino, Astron. Astrophys., 57, 73, 1977.
26. B. Patchett, R. Wood, M. N. RAS, 175, 595, 1976.
27. В. М. Лютый, Астрон. цирку., № 906, 1976.
28. L. Thompson, IAU Circ., No. 2866, 1975.
29. G. Wegner, M. N., 181, 677, 1977.
30. F. Clatti, L. Rosino, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 34, 387, 1978.
31. A. U. Landolt, L. P. Connolly, IAU Circ., No. 3556, 1981.
32. E. W. Olszewski, IBVS, No. 2065, 1981.
33. Д. Ю. Цветков, Письма АЖ, 8, 219, 1982.
34. R. J. Buta, A. Turner, P. A. S. P., 85, 72, 1983.
35. R. Barbon, F. Clatti, L. Rosino Astron. Astrophys., 116, 35, 1982.
36. Д. Ю. Цветков, Астрон. цирку., № 1274, 1983.

37. *R. Cadonau, C. Trefzger*, IBVS, No. 2382, 1983.
38. *Д. Ю. Цветков*, Астрон. ж., 1985 (в печати).
39. *H. Corwin*, IAU Circ., No. 3795, 1973.
40. *C. J. Peterson*, IAU Circ., No. 3814, 1983.
41. *H. Arp*, Ap. J., 133, 883, 1961.
42. *R. Wood, P. Andrews*, M. N. RAS, 167, 13, 1974.
43. *F. Ciatti, L. Rosino, F. Bertola*, Mem. S. A. It., 42, 163, 1971.
44. *R. M. Humphreys, S. E. Strom*, The Most Massive Stars, Garching, 1981, p. 245.
45. *R. Barbon, F. Ciatti, L. Rosino*, Astron. Astrophys., 29, 57, 1973.
46. *J. Winzer*, J. Roy. Astron. Soc. Canada, 68, 37, 1974.
47. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. D. Ables, A. V. Hewitt*, P. A. S. P., 93, 36, 1981.
48. *И. С. Балинская, К. В. Бычков, С. И. Неизвестный*, Astron. Astrophys., 85, L19, 1980.
49. *R. J. Buta*, P. A. S. P., 94, 578, 1982.
50. *G. de Vaucouleurs*, Ap. J., 253, 520, 1982.
51. *D. Burstein, C. Heiles*, A. J., 87, 1165, 1982.
52. *R. P. Kirshner, J. B. Oke, M. V. Penston, L. Searle*, Ap. J., 185, 303, 1973.
53. *G. Lasher*, Ap. J., 201, 194, 1975.
54. *A. H. Karp, G. Lasher, K. L. Chan*, Ap. J., 214, 161, 1977.
55. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
56. *Э. Р. Мустель, Н. Н. Чуяй*, Astrophys. Space Sci., 32, 25, 1975.
57. *Ю. П. Псковский*, Астрон. ж., 1984 (в печати).
58. *E. Dwek, M. F. A'Hearn, E. E. Becklin et al.*, Ap. J., 274, 168, 1983.
59. *B. W. Carneg, P. A. S. P.*, 92, 56, 1980.
60. *R. P. Kirshner, S. P. Willner, E. E. Becklin, G. Neugebauer, J. B. Oke*, Ap. J., 180, L97, 1973.
61. *D. Branch*, M. N. RAS, 186, 609, 1979.
62. *T. Richter, E. M. Sadler*, Astron. Astrophys., 128, L3, 1983.
63. *J. H. Elias, J. A. Frogel, J. A. Heckwell, S. E. Persson*, Ap. J., 251, L13, 1981.
64. *Ю. П. Псковский*, Астрон. ж., 54, 1188, 1977.

УДК: 524.5

О СВОЙСТВАХ ЛОКАЛЬНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Ал. А. СУЧКОВ

Поступила 26 сентября 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Рассмотрены механизмы формирования ионов, линии поглощения которых наблюдаются в спектрах ближайших ($d < 50$ пс) белых карликов. Показано, что межзвездный ион Si III частично формируется в зоне, обусловленной теплопроводностью между облаком H I ($T = 10^4$ K), в котором находится Солнце, и окружающим его коронарным газом ($T > 10^5$ K), и частично в зоне H II вокруг наблюдаемой звезды. Наблюдаемое в направлении белого карлика G191—B2B отношение плотностей ионов на луче зрения $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \gtrsim 10$ наилучшее объяснение находит в модели нестационарной зоны H II вокруг этой звезды.

1. *Введение.* За последнее десятилетие много информации о физических условиях в межзвездной среде получено на основе данных о линиях поглощения межзвездных ионов, наблюдаемых в ультрафиолетовой области спектров звезд с достаточно мощным ультрафиолетовым континуумом. Наблюдения близких звезд ($d < 50$ пс) позволяют делать выводы о свойствах локальной межзвездной среды. Эти наблюдения показывают, что на расстояниях от 2.7 по до 48 пс от Солнца среднее по лучу зрения значение плотности числа нейтральных атомов водорода изменяется в широких пределах: от $\bar{n}_{\text{H I}} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ до $\bar{n}_{\text{H I}} \sim 0.005 \text{ см}^{-3}$ [1, 2]. Это означает, что в ближайшей галактической окрестности Солнца ($d < 50$ пс) межзвездная среда крайне неоднородна. Считается, что такой характер распределения H I связан с наличием вокруг солнечной системы облака H I, окруженного горячим коронарным газом. Наблюдения в спектрах ближайших звезд линий поглощения ионов тяжелых элементов призваны способствовать построению более рафинированной модели локальной межзвездной среды. В настоящей работе мы проводим анализ механизмов формирования ионов в локальной межзвездной среде, увязывающий совокупность данных по ионам в ближайшем галактическом окружении Солнца со свойствами среды.

2. *Наблюдения и интерпретация.* В работах [1—3] на основе данных, полученных на спутнике IUE, проведен анализ линий поглощения ряда ионов в спектрах звезд, лежащих на расстояниях от 2.7 пс до 48 пс от Солнца. Значения плотностей на луче зрения (поверхностных плотностей) низкозарядных ионов не обнаруживают корреляции с расстоянием. Логарифмы поверхностных плотностей ионов $\lg N(X)$ ($N(X)$ в см^{-2}) составляют: H I — $17.9 \div 18.1$; C II — $13.7 \div 13.9$; NV — $13.7 \div 13.9$; O I — $14.0 \div 14.3$; Mg II — $12.3 \div 13.0$; Si II — $12.8 \div 13.2$; Si III — < 12.3 . В направлении на белый карлик G 191—B2B ($d = 48$ пс) обнаружены значительные количества высокозарядных ионов:

$$\lg N(\text{NV}) = 13.6 \div 14.0; \quad \lg N(\text{C IV}) = 13.7 \div 14.2;$$

$$\lg N(\text{Si IV}) = 13.0 \div 13.7.$$

Отсутствие корреляции между лучевыми концентрациями низкозарядных ионов и расстоянием до наблюдаемых звезд, лежащих в различных направлениях, приводит к естественному заключению, что эти ионы локализованы вблизи Солнца, в окружающем его нейтральном облаке, в согласии с общепринятой точкой зрения [1]. При характерном радиусе облака $r \simeq 2 \div 3$ пс, оценка плотности числа атомов нейтрального водорода в облаке $n \simeq 0.1 \text{ см}^{-3}$. Облако окружено горячим ($T = 10^5 \div 10^6$ K) разреженным ($n \sim 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) газом [1].

В работе [3] авторы указывают на несколько возможных механизмов формирования высокозарядных ионов, наблюдающихся в направлении на белый карлик G 191—B2B. В одну группу входят процессы, не связанные с наблюдаемой звездой — термическая (возможно неравновесная) ионизация в протяженных областях сравнительно горячего ($T \simeq 10^6$ K) межзвездного газа, пересекаемых лучом зрения на звезду. К другой группе относятся механизмы, в которых сама звезда участвует в формировании этих ионов — планетарная туманность, «холодная» корона, гало вокруг белого карлика.

Значительная часть энергии в спектре электромагнитного излучения белого карлика приходится на ультрафиолетовый участок и частично на область мягкого рентгеновского излучения. Поэтому в окружающей ее нейтральной среде такая звезда будет создавать зону H II, содержащую высокозарядные ионы. В работе [4] рассчитаны несколько моделей зон H II, зависящих от характеристик белого карлика и плотности окружающей среды. Варьируя эти параметры, авторы добиваются удовлетворительного согласия с наблюдениями высокозарядных ионов.

Однако в работах [1—4] не выявлена связь между происхождением высокозарядных и низкозарядных ионов, наблюдаемых в направлении на одну и ту же звезду. В частности, остается открытым вопрос о происхож-

дении иона Si III. Кроме того, в этих работах не полностью учитывались реакции перезарядок ионов тяжелых элементов с нейтральным водородом, не учитывались реакции перезарядок с нейтральным гелием. Не учтены также реакции перезарядок с ионизованным водородом и гелием, приводящие к увеличению заряда ионов.

3. *Физические условия и ионный состав участков межзвездной среды.* Луч зрения в направлении на звезду может пересекать участки, в которых межзвездная среда находится в различных фазах [5, 6]. Рассмотрим вклады различных фаз в лучевые концентрации ионов.

1. В „теплой“ нейтральной среде ($T \simeq 10^4$ К, $x = n_e/n \lesssim 0.1$, n_e , см⁻³ — плотность числа электронов) водород практически полностью нейтрален, диффузным ультрафиолетовым излучением ионизованы атомы элементов, потенциал ионизации которых $E_i < 13.6$ эВ; они находятся в состоянии однократной ионизации (C II, Mg II, Si II, S II), атомы остальных элементов нейтральны (N I, O I, Ne I, см. [7]).

2. Коронарный газ ($T \sim 10^5 + 10^6$ К, $x \simeq 1$) характеризуется тем, что водород ионизован полностью, остальные элементы находятся в высокоионизованных состояниях с зарядом ионов $+4 \div +6$ (см., например, [8]).

3. Газ в теплой ионизованной среде ($T \simeq 10^4$ К, $x \simeq 1$) существует в зонах H II вокруг звезд, электромагнитное излучение которых содержит достаточное количество квантов с энергией $\epsilon > 13.6$ эВ, например, в окрестностях O-B звезд [9, 10], рентгеновских источников [11, 12], белых карликов [4]. При пересечении лучом зрения такой области можно наблюдать как низкозарядные, так и высокозарядные ионы.

4. Определенный вклад в наблюдаемые плотности ионов на луче зрения может давать переходной слой между теплой нейтральной средой и коронарным газом, физическое состояние которого определяется теплопроводностью. При рассмотрении такого слоя от $T = 10^4$ К до $T \simeq 10^6$ К все элементы последовательно проходят стадии ионизации от нейтральных атомов до ионов с зарядом $z \simeq +5 \div +6$.

Наибольший вклад в лучевые концентрации ионов H I, C II, N I, O I, Mg II и Si II будет вносить теплая нейтральная среда. Типичное значение плотности на луче зрения нейтральных атомов водорода в рассматриваемой области $\lg N(\text{H I}) \simeq 18$ [1]. Ближайшая звезда, в спектре которой наблюдались рассматриваемые ионы, — белый карлик Сириус В [1]. Приняв расстояние до этой звезды, $d = 2.7$ пс, за верхнюю оценку для радиуса облака, получим $\bar{n}_{\text{H I}} \simeq 0.1$ см⁻³. При нормальных космических оби-

лиях элементов ожидаемые в этих условиях логарифмы лучевых концентраций ионов составят: C II — 14.5; N — 14.0; O I — 14.8; Mg II — 13.4; Si II — 13.5. Наблюдаемые значения меньше этих на $0.2 \div 0.75$. Авторы работы [1] приходят к выводу, что это расхождение можно объяснить за счет обеднения тяжелых элементов в облаке. Нами были проведены численные расчеты, которые показали, что никакими другими способами — разумным варьированием температуры в облаке, возможным увеличением потока фонового рентгеновского излучения к краю облака, теплопроводностью у края облака — устранить это расхождение не удастся.

На луче зрения могут оказаться другие нейтральные облака, дающие вклад в поверхностные плотности низкозарядных ионов. Однако на их количество накладывают ограничения наблюдаемые лучевые концентрации ионов Si III — об этом речь будет идти ниже.

Значительный участок луча зрения на звезду пролегает через коронарный газ. В [3] отмечается, что в предположении о формировании ионов C IV, NV и Si IV в этой фазе оценка температуры $T \approx 10^{4.7} + 10^{5.1}$ К. Это меньше, чем нужно для интерпретации обилия межзвездного иона O VI и недостаточно для объяснения наблюдаемого потока фонового рентгеновского излучения [3]. Численными расчетами не подтверждается предположение о том, что эти ионы формируются в очень старом остатке сверхновой, или в области с пониженной температурой, заключенной в коронарный газ [3]. Расчет ионного состава остывающего газа остатка сверхновой с учетом реакций перезарядок проводился в [13]. На рис. 1 приве-

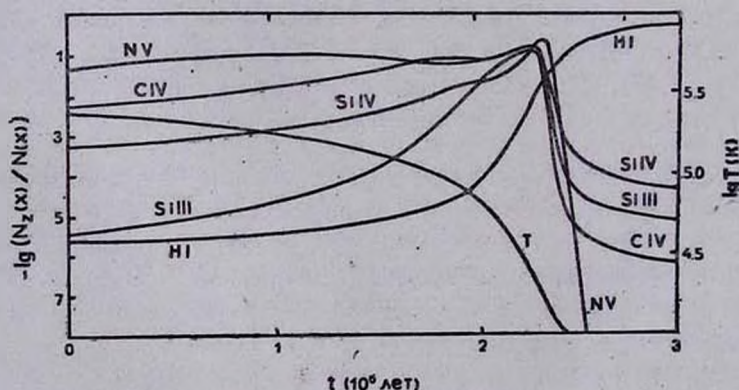


Рис. 1. Зависимости относительных концентраций ионов от времени в остывающем газе.

дены графики рассчитанных нами зависимостей относительных концентраций рассматриваемых ионов в газе, остывающем при постоянном давлении, $nT = 1000 \text{ см}^{-3} \text{ К}$ (характерное для диска Галактики значение).

Расстояние до звезды G191—B2B, в спектре которой наблюдаются линии поглощения этих ионов, $d = 48$ пс. На таком расстоянии в газе с $T > 10^5$ К будем иметь: $\lg N(\text{NV}) < 13.1$; $\lg N(\text{CIV}) < 13.4$; $\lg N(\text{SiIV}) < 12.0$, т. е. примерно на порядок меньше наблюдаемых значений. С другой стороны, при $T < 10^5$ К хотя и набираются требуемые количества ионов NV, CIV и Si IV, однако в этом случае $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \sim 1$, тогда как наблюдается $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$.

В работе [1] указывается на возможность формирования ионов Si III в переходном слое между нейтральным облаком и коронарным газом. Задача об испарении и конденсации нейтральных облаков в горячем газе решалась в [14]. По данным этой работы, а также работ [7] и [8], на рис. 2

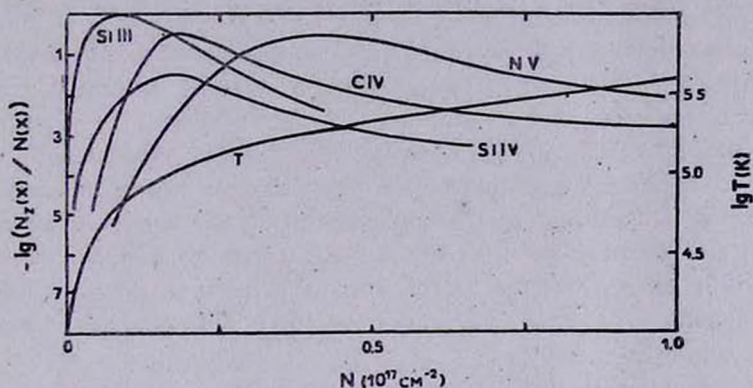


Рис. 2. Распределение относительных концентраций ионов в переходном слое.

построены графики зависимости относительных концентраций ионов от полной плотности числа частиц на луче зрения в переходном слое. Логарифмы лучевых концентраций ионов в переходном слое составляют: CIV — 12.2; NV — 11.9; Si IV — 10.2; Si III — 11.5. Вклад переходного слоя в лучевые концентрации ионов CIV, NV и Si IV мал. В то же время приведенное значение для Si III согласуется с наблюдаемыми количествами Si III: $\lg N(\text{Si III}) < 12.3$. Чтобы выполнялось это условие, луч зрения на звезду не должен пересекать более чем три-четыре переходных слоя, т. е. помимо облака, в котором находится Солнце, и облака, в котором может находиться наблюдаемая звезда, на луче зрения может встретиться еще не более одного облака.

Наиболее вероятной областью, в которой набираются наблюдаемые количества ионов CIV, NV и Si IV, является зона H II вокруг белого карлика, погруженного в нейтральное облако. Мы повторили расчет модели [4] зоны H II вокруг белого карлика с водородной атмосферой, поверхностной температурой $T = 60\,000$ К и $R_* = 0.0127 R_\odot$. При расчетах мы

учли реакции перезарядок всех ионов тяжелых элементов с нейтральными водородом и гелием, реакции перезарядок ряда ионов с ионизованными водородом и гелием. Данные о скоростях этих реакций приведены в [15]. Схема расчета ионизационного равновесия среды, подверженной воздействию электромагнитного излучения, аналогична приведенной в [7]. Для нашего случая уравнения ионизационного равновесия несколько модифицированы:

$$\Gamma_i x_i - \sum_{j < i} \Gamma_j K_{ij} x_j = (S_{i-1} x_{i-1} + A_{i+1} x_{i+1} - S_i x_i - A_i x_i) n, \quad (1)$$

здесь Γ_i , с^{-1} — скорость ионизации иона с зарядом i электромагнитным излучением; $x_i = n_i/n$ — относительная концентрация иона с зарядом i ; n_i , см^{-3} — плотность числа ионов с зарядом i ; n , см^{-3} — полная плотность числа частиц; K_{ij} — коэффициент вероятности Оже-переходов, в результате которых после захвата ионом с зарядом j фотона образуется ион с зарядом i путем выброса исходным ионом $i - j$ электронов; S_i , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — суммарная скорость ионизации иона с зарядом i парными столкновениями, куда входят ионизации тепловыми электронами и ионизации при перезарядках с ионизованными водородом и гелием; A_i , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — суммарная скорость рекомбинации иона с зарядом i , куда входят фото- и диэлектронная рекомбинации при столкновениях с тепловыми электронами и перезарядки с нейтральными водородом и гелием.

Скорость ионизации Γ_i пропорциональна потоку ионизирующего излучения, который в случае точечного источника является функцией расстояния до источника. Мы будем рассматривать случай оптически тонкой среды. Действительно, в случае, когда имеются достаточные количества ионов C IV, NV и Si IV, относительная концентрация атомов нейтрального водорода $x_{\text{HI}} = n_{\text{HI}}/n_{\text{H}} < 0.1$, гелий находится в основном в состоянии He II. Длина свободного пробега квантов с энергией у порога ионизации водорода, $\epsilon \geq 13.6$ эВ, имеет порядок $l \sim 1/(\sigma_{\text{HI}} n_{\text{HI}})$, где $\sigma_{\text{HI}} \sim 10^{-17} \text{ см}^2$ — сечение ионизации у порога. Тот же порядок имеет сечение ионизации для He II. Тогда, при плотности среды $n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$, $l \geq 3 \text{ пс}$. В то же время, как будет видно ниже, при плотности среды $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ рассматриваемые высокозарядные ионы формируются на расстояниях $r < 1 \text{ пс}$ от звезды, т. е. приближение оптически тонкой среды является вполне оправданным.

В рассматриваемом случае плотность потока ионизирующих квантов и скорость ионизации излучением обратно пропорциональны квадрату расстояния от источника: $\Gamma_i = \gamma_i/R^2$. Величины S_i и A_i явно зависят только от температуры среды. Тогда для среды с постоянной температурой (мы

принимали типичное для зон Н II значение $T = 10^4$ К) уравнение (1) можно переписать в виде:

$$(\gamma_i x_i - \sum_{j < i} \gamma_j K_{ij} x_j) \xi^2 = F_i. \quad (2)$$

Здесь эффективность ионизации γ_i зависит только от формы спектра ионизирующего излучения. Функция F_i представляет собой выражение в скобках в правой части уравнения (1) и не зависит от полной концентрации n . Зависимости от расстояния до источника излучения и плотности среды вынесены в параметр ионизации $\xi = 1/(Rn^{1/2})$, который для удобства представлен нормированным к среде $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ и расстоянию до звезды $R = 1 \text{ пс}$: $\xi = \left(\frac{1 \text{ пс}}{R}\right) \cdot \left(\frac{0.1 \text{ см}^{-3}}{n}\right)^{1/2}$.

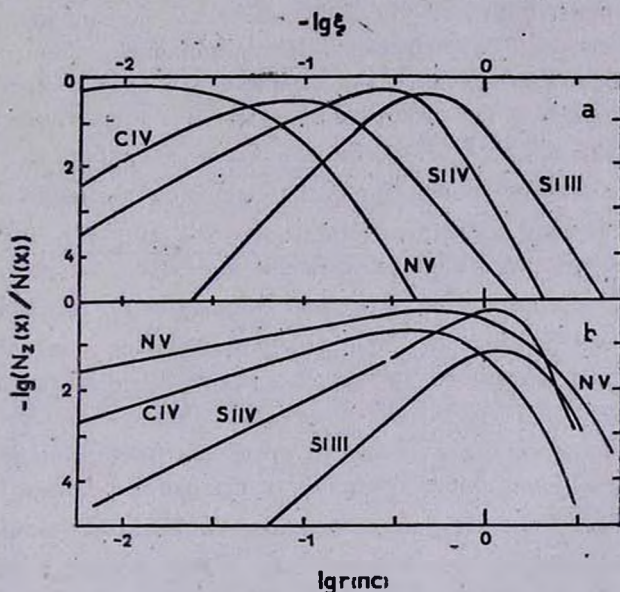


Рис. 3. Распределение относительных концентраций ионов в стационарной зоне Н II (а) и вдоль следа звезды в нестационарной зоне Н II (б).

Результаты расчетов приведены на рис. 3а в виде графиков зависимостей относительных концентраций ионов от параметра ξ . При плотности среды $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ логарифмы плотностей на луче зрения для рассматриваемых ионов составляют: CIV — 12.7; NV — 11.9; Si III — 12.3; Si IV — 12.2. Нетрудно видеть, что для согласования с наблюдаемыми значениями лучевых концентраций ионов CIV, NV и Si IV необходимо увеличить плотность среды на 2—3 порядка.

Однако интерпретация обилия иона Si III сталкивается здесь с трудностями. В этой модели всегда $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \approx 1$, тогда как наблюдается $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$ [1, 3]. При использовании более жесткого спектра ионизирующего излучения это отношение повышается до ~ 5 [11], однако такой спектр характерен для аккрецирующих нейтронных звезд или для белых карликов с очень мощной аккрецией [12].

Одна из возможностей согласовать такую модель с наблюдениями состоит в предположении, что наблюдаемая звезда находится в облаке на таком расстоянии от края, что этому соответствует $\lg \xi \geq 0.75$. В этом случае количества ионов Si III на луче зрения будут превышать количества ионов Si IV более чем в 10 раз.

4. *Неравновесная ионизация.* Согласно [3], звезда G191—B2B движется с положительной лучевой скоростью относительно среды, в которой локализованы ионы C IV, N V и Si IV. В таком случае, мы должны наблюдать «хвост» зоны Стремгrena с нестационарным ионным составом. При движении звезды относительно окружающей среды участки среды с высокой ионизацией будут рекомбинировать с характерным временем $t_r \sim 1/(n_e \alpha_r)$, где n_e , см^{-3} — плотность числа электронов, α_r , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — коэффициент скорости рекомбинации. Типичное значение $\alpha_r \sim 10^{-12} + 10^{-13} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$. При плотности среды $n \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $t_r \sim 3 \cdot (10^5 \div 10^6)$ лет. Это значение много больше времени $t_* \sim r_i/v_*$, за которое звезда успевает пройти радиус зоны высокой ионизации r_i , где локализованы ионы C IV, N V, Si III и Si IV в стационарном случае. Характерная пространственная скорость белых карликов $v_* \sim 30 \text{ км/с}$. При $n \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $r_i \approx 1 \text{ пс}$, $t_* \sim 3 \cdot 10^4$ лет. Однако, когда концентрация нейтрального водорода достигает в процессе рекомбинации значений $x_{\text{H I}} = n_{\text{H I}}/n_{\text{H}} \geq 0.01$, преобладающими в процессе релаксации ионного состава становятся реакции перезарядок, характерное время которых $t_c \sim 1/(n_{\text{H}} x_{\text{H I}} \alpha_c)$. Здесь $\alpha_c \sim 10^{-9} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$ — коэффициент скорости реакций перезарядок. Уже при относительной концентрации нейтральных атомов водорода $x_{\text{H I}} \geq 0.01$, время релаксации ионного состава за счет реакции перезарядок становится $t_c \lesssim 3 \cdot 10^4$ лет, т. е. сравнимо со временем прохождения звездой зоны высокой ионизации. В свою очередь, как легко видеть, полностью ионизованный водород рекомбинирует до относительной концентрации $x_{\text{H I}}$ за время $t_{\text{H I}} \sim x_{\text{H I}}/(n_e \alpha_r)$. При $x_{\text{H I}} = 0.01$, $t_{\text{H I}} \sim 3 \cdot 10^4$ лет, т. е. характерные времена этих процессов имеют один порядок: $t_{\text{H I}} \sim t_c \sim t_*$. Это означает, что размер зоны высокой ионизации тяжелых элементов имеет тот же порядок, что и в случае стационарной ионизации. Однако высокзарядные ионы

будут „размазаны“ по следу звезды, и их распределение может значительно отличаться от стационарного, что отразится на значениях поверхностных плотностей ионов.

Исходя из этого, мы рассчитали неравновесное распределение относительных концентраций ионов в окрестности белого карлика, движущегося со скоростью $v_* = 30$ км/с относительно среды с $n = 0.1$ см $^{-3}$, $T = 10^4$ К. Уравнения, описывающие изменение относительных концентраций ионов, записываются в виде:

$$\frac{dx_i}{dt} = [F_i - (\tau_i x_i - \sum_{j < i} \tau_j K_{ij} x_j)] n. \quad (3)$$

Здесь все обозначения те же, что и в (2). Метод расчета состоит в следующем. Элемент межзвездной среды на некотором удалении от линии движения звезды «протаскивается» мимо звезды со скоростью v_* , и для него решается система уравнений (3). Получив распределение относительных концентраций ионов на сетке линий на разных удалениях от линии движения звезды, мы затем соединяем точки равных концентраций ионов и получаем картину распределения ионов вокруг движущегося белого карлика. Результаты расчетов относительных концентраций ионов вдоль следа звезды для этой модели приведены на рис. 3b, а общий вид распределения ионов в окрестности звезды — на рис. 4.

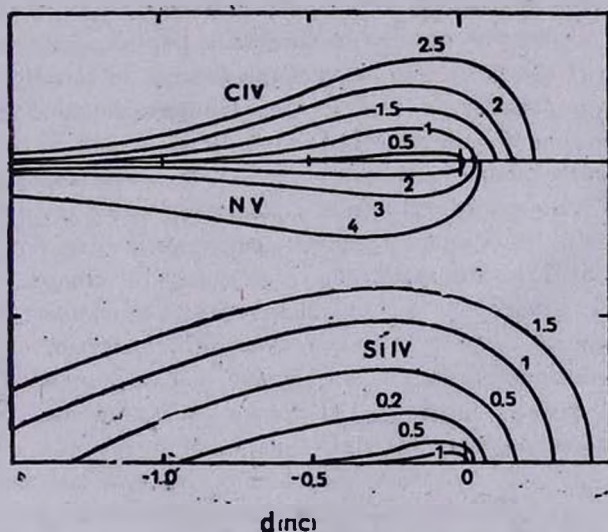


Рис. 4. Распределение относительных концентраций ионов в окрестности движущегося белого карлика. Масштабы по осям одинаковы, звезда движется направо.

Одним из существенных отличий этого случая от случая стационарной ионизации (рис. 3a) является понижение относительной концентрации

ионов Si III по отношению к Si IV. Это приводит к тому, что отношение плотностей на луче зрения ионов Si IV и Si III повышается до ≈ 6 . При плотности среды $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ логарифмы лучевых концентраций ионов в этой модели составляют: C IV — 13.2; N V — 13.2; Si III — 12.0; Si IV = 12.8. Для согласования этой модели с данными наблюдений в направлении G 191—B2B [3] необходимо повысить плотность окружающей звезду нейтральной среды примерно на порядок. При этом лучевые концентрации ионов повысятся на полпорядка и для ионов C IV, N V и Si IV будут согласовываться с наблюдениями. Отношение $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \approx 6$ в этом случае ближе к наблюдаемому соотношению $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$, чем в случае стационарной ионизации.

5. *Заключение.* Мы рассмотрели механизмы формирования ионов, наблюдаемых в локальной ($d < 50$ пс) межзвездной среде. В рамках модели, в которой Солнце находится в облаке H I с $n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$ и радиусом $r \approx 2 + 3$ пс, низковзарядные ионы H I, C II, N I, Mg II, Si II локализованы в этом облаке [1]. Ионы Si III частично формируются в переходном слое, обусловленном теплопроводностью между облаком H I и окружающим его горячим ($T > 10^6$ K) газом, и частично в окрестности наблюдаемой звезды. Нами показано, что наблюдаемые в направлении на белый карлик G 191—B2B количества ионов C IV, N V и Si IV не могут набираться в старом остатке сверхновой или остывающем коронарном газе, т. е. в этом случае не обеспечиваются требуемые соотношения между количествами ионов. Вместе с тем, предложенная в [4] для интерпретации происхождения этих ионов модель стационарной зоны H II вокруг белого карлика также представляется нам неудовлетворительной. Как показано в разделе 3, в стационарной зоне H II количества ионов Si III значительно превышают наблюдаемые, поэтому в такой модели не находит объяснения наблюдаемое отношение лучевых концентраций ионов $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$. Согласно нашим расчетам, близкое отношение $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \approx 6$ может быть получено в модели нестационарной зоны H II, в которой звезда движется относительно окружающей ее нейтральной среды с положительной лучевой скоростью, что для звезды G 191—B2B непосредственно подтверждено наблюдениями [3].

Отметим, что выдвинутое в [4] предположение о том, что движущиеся сквозь межзвездную среду белые карлики будут оставлять за собой длинные ($l \sim 30$ пс) «хвосты» высокоионизованной межзвездной среды, требует уточнения. Действительно, протяженность области, в которой степень ионизации водорода $x > 0.1$, будет составлять около 30 пс. Однако, как показано в разделе 4, для высокозарядных ионов картина выглядит иначе. Перезарядки с нейтральными водородом и гелием эффективно понижают их концентрации уже при $x_{\text{H I}} > 0.01$, поэтому длина «хвоста» вы-

сокозарядных ионов составляет всего $l < 3$ пс и не превышает величины радиуса соответствующей стационарной зоны Стремгрена, $R_S \simeq 7$ пс. [4]. Ширина «хвоста» для каждого иона порядка величины радиуса соответствующей стационарной зоны, внутри которой локализован этот ион (см. рис. 4), поэтому доля занимаемого им объема того же порядка, что и в случае стационарной ионизации.

Автор благодарен Ю. А. Щекинову за помощь в работе и В. И. Корчагину за полезные замечания, высказанные им при прочтении рукописи.

Ростовский государственный
университет

ON THE PROPERTIES OF THE LOCAL INTERSTELLAR MEDIUM

AL. A. SUCHKOV

The possible mechanisms of creating ions, the absorption lines of which are seen in the spectra of nearby ($d < 50$ pc) white dwarfs are considered. It is shown that interstellar ion Si III is partially formed in the thermal conduction zone between H I cloud ($T = 10^4$ K) and surrounding coronal gas ($T > 10^5$ K), and partially in the H II zone around the observed star in which the Sun is placed. Observed in the direction of white dwarf G191-B2B column densities ratio $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$ finds the best explanation in the model of non-stationary H II zone around this star.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, Ap. J., 259, 232, 1982.
2. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, Ap. J., 260, L91, 1982.
3. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, Ap. J., 248, L23, 1981.
4. A. K. Dupree, J. C. Raymond, Ap. J., 275, L71, 1983.
5. C. F. McKee, J. P. Ostriker, Ap. J., 218, 148, 1977.
6. R. McCray, T. P. Snow, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 213, 1979.
7. Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, Астрон. ж., 60, 883, 1983.
8. M. Shull, M. Van Sleenberg, Ap. J., Suppl. ser., 48, 95, 1982.
9. J. H. Black, A. K. Dupree, L. W. Hartman, J. C. Raymond, Ap. J., 239, 502, 1980.
10. G. Stasinska, Astron. Astrophys. Suppl., 32, 429, 1978.
11. T. R. Kallman, R. McCray, Ap. J. Suppl. ser., 50, 263, 1982.
12. R. McCray, S. Hatchett, C. Wright, Ap. J., 211, L29, 1977.
13. Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, Письма АЖ, 10, 35, 1984.
14. C. F. McKee, L. L. Cowie, Ap. J., 215, 213, 1977.
15. Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, Астрофизика, 19, 569, 1983.

УДК: 523—64

НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА ПЕРЕНОСА ПРИ ОБЩИХ ЗАКОНАХ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ

Н. Б. ЕНГИБАРЯН, А. Х. ХАЧАТРЯН

Поступила 19 ноября 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Рассматривается нелинейная изотропная задача переноса в плоскопараллельном слое газа, состоящего из двухуровневных атомов при общих законах перераспределения по частотам. Применение метода самосогласованных оптических глубин Амбарцумяна позволяет линеаризовать задачу и свести ее к линейному интегральному уравнению, хорошо изученному в линейной теории некогерентного рассеяния. Приведены результаты некоторых численных расчетов для полубесконечной среды в одномерном приближении в случае доплеровского уширения линии.

1. *Введение.* Как известно (см. [1—3]), линейное приближение к задачам переноса излучения в спектральных линиях законно при малых плотностях излучения, когда основная доля атомов находится в невозбужденном состоянии. В астрофизических объектах часто это условие не выполняется, и возникает необходимость учитывать нелинейные эффекты, связанные с заметным влиянием сильного поля излучения на локальные оптические свойства среды.

Нелинейные задачи переноса излучения представляют большой интерес не только в астрофизике, но и в оптике, теории лазеров и др. Эти задачи существенно сложнее соответствующих линейных задач. Нелинейная теория переноса начала развиваться за последние 20—25 лет. Существенным толчком для развития этой теории явился метод самосогласованных оптических глубин (СОГ) [1] академика В. А. Амбарцумяна. В работах [4, 5] был найден математический метод, примыкающий к методу СОГ. Применение метода работ [4, 5] позволило решить определенный круг астрофизически важных задач переноса [6—10]. Некоторые результаты работы [4] были заново получены в работе [11] (см. также [2]).

За указанное время в зарубежной литературе появился ряд работ [12—15], посвященных разработке методов решения нелинейных задач некогерентного рассеяния. Среди этих методов особое место занимает субординатный формализм Милки и Михаласа [12, 3] (так называемый 10—571

метод «полной линеаризации»). Реализация этого метода, как указали сами авторы, является весьма трудоемкой с вычислительной точки зрения. Заслуживает также внимания работа Хислея и Кнэра [13, 3], где применяется стандартный итерационный метод Фотрие.

В работе [16] выводятся и детально изучаются точные выражения профилей поглощения и излучения для газа, состоящего из двухуровневных атомов. В этой работе показано, что профиль излучения зависит не только от состояния поля излучения, но и от распределения скоростей возбужденных атомов. В [17] результаты работы [16] обобщаются на случай многоуровневных атомов, выводится удобное выражение для профиля излучения, которое сравнивается с выражением, полученным в работе [12]. Автор работы [17] обнаруживает некоторые расхождения двух результатов и рассматривает случаи, при которых этими расхождениями можно пренебречь.

В серии статей Н. Б. Енгибаряна, А. Г. Никогосяна и их соавторов [18—22] развивалась линейная теория переноса в спектральных линиях при общих законах перераспределения излучения по частотам при элементарном акте рассеяния. Оказывается, что сочетание методов работ [4, 20—22] позволяет решить нелинейные задачи переноса в спектральных линиях при общих законах некогерентного рассеяния, доводя задачу до численных результатов.

Рассмотрению одной такой задачи посвящена настоящая работа. Постановка рассматриваемой нами задачи согласована с работами [16, 17].

2. Пусть плоскопараллельный слой с геометрической толщиной z_0 равномерно заполнен двухуровневыми атомами и свободными электронами. Пусть среда со стороны границы $z = 0$ освещается излучением, распределение которого по направлениям и частотам описывается интенсивностью

$I_0(x, \eta)$, где $x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$ — базразмерная частота, измеренная в доплеровских ширинах, η — косинус угла падения. Тогда в каждой точке среды создается определенное поле излучения и распределения атомов по уровням.

Обозначим через $n_k(z)$ ($k = 1, 2$) концентрацию находящихся на k -м уровне атомов на глубине z .

Имеем

$$n_1(z) + n_2(z) = n_0. \quad (1)$$

Следуя работе [16], введем функции распределения по скоростям для атомов, находящихся в основном и возбужденном состояниях,

$$F_k(z, \bar{v}) = n_k(z) f_k(\bar{v}); \quad (k = 1, 2). \quad (2)$$

Здесь $f_k(\vec{v})$ — нормированные функции распределения по скоростям:

$$\int F_k(z, \vec{v}) d^3v = n_k(z); \quad \int f_k(\vec{v}) d^3v = 1. \quad (3)$$

Суммарное распределение считается максвелловским:

$$n_1 f_1(\vec{v}) + n_2 f_2(\vec{v}) = n_0 f_0(\vec{v}),$$

где $f_0(\vec{v})$ — функция распределения Максвелла.

Уравнение переноса в спектральной линии имеет следующий вид:

$$\eta \frac{dI(z, x, \eta)}{dz} = -\frac{\hbar\nu_0}{4\pi} [n_1 B_{12} \varphi(x) - n_2 B_{21} \psi(x)] I(z, x, \eta) + \frac{\hbar\nu_0}{4\pi} n_2 A_{21} \psi(x). \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} I(0, x, \eta) &= I_0(x, \eta) \quad \text{при } \eta > 0, \\ I(z_0, x, \eta) &= 0 \quad \text{при } \eta < 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где использованы следующие общепринятые обозначения [3]; A_{21} , B_{12} , B_{21} — эйнштейновские коэффициенты переходов, $I(z, x, \eta)$ — искомая интенсивность излучения, $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ — нормированные профили коэффициентов поглощения и излучения. Они имеют вид (см. [16]):

$$\varphi(x) = \int f_1(\vec{v}) q(x, \vec{v}) d^3v, \quad (6)$$

$$\psi(x) = \int f_2(\vec{v}) E(x, \vec{v}) d^3v. \quad (7)$$

Здесь $q(x, \vec{v})$ и $E(x, \vec{v})$ (усредненные по направлениям) микроскопические профили поглощения и излучения соответственно, причем [16]

$$E(x, \vec{v}) = -\frac{\frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\vec{v}}(x, x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' + a_{12} q(x, \vec{v})}{\frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x', \vec{v}) dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' + a_{12}}, \quad (8)$$

a_{12} — коэффициент перехода вследствие электронных ударов первого рода.

$$R_{\vec{v}}(x, x') = \int R_{\vec{v}}(x, \vec{n}, x', \vec{n}') \frac{d\Omega}{4\pi}$$

усредненная по направлениям функция перераспределения по частотам для атомов, движущихся со скоростью $\vec{v}$.

В частности, когда в системе отсчета атома происходит полное перераспределение по частотам, имеем

$$R_{\vec{v}}(x, x') = q(x, \vec{v}) q(x', \vec{v}). \quad (9)$$

Тогда из (8) следует

$$E(x, \vec{v}) = q(x, \vec{v}).$$

Уравнение стационарности записывается в форме

$$\begin{aligned} n_1 f_1(\vec{v}) \left[a_{12} + \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x', \vec{v}) dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right] = \\ = n_2 f_2(\vec{v}) \left[a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E(x', \vec{v}) dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь a_{21} — коэффициент перехода вследствие электронных ударов второго рода.

Интегрируя уравнение (10) по всем скоростям с учетом (6), (7), получаем:

$$\begin{aligned} n_1 \left[a_{12} + \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right] = \\ = n_2 \left[a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Умножая обе части уравнения (10) на $E(x, \vec{v})$ с учетом (8), получаем

$$\begin{aligned} n_1 f_1(\vec{v}) \left[a_{12} q(x, \vec{v}) + \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\vec{v}}(x, x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right] = \\ = n_2 f_2(\vec{v}) E(x, \vec{v}) \left[a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E(x', \vec{v}) dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Проинтегрировав последнее выражение по всем скоростям с учетом (6), (7), нетрудно получить следующее выражение для профиля излучения

$$n_2^{\psi}(x) = \frac{n_1 \left[a_{12}\varphi(x) + \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right]}{a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} J(x)}. \quad (13)$$

Здесь

$$R(x, x') = \int f_1(\vec{v}) R_{\vec{v}}(x, x') d^3v \quad (14)$$

функция перераспределения, усредненная по скоростям, а

$$J(x) = \frac{\int f_2(\vec{v}) E(x, \vec{v}) d^3v \int_{-\infty}^{\infty} E(x', \vec{v}) \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' dx'}{\int f_2(\vec{v}) E(x, \vec{v}) d^3v}. \quad (15)$$

Рассматриваемая задача нами будет решена путем первоначального построения некоторого приближенного решения (которое мы назовем первым приближением) и дальнейшего уточнения этого решения (второе приближение).

В настоящей работе мы опишем способ построения первого приближения*, которое соответствует следующим упрощающим предположениям:

а) профили коэффициентов поглощения и вынужденного излучения в уравнении стационарности (11) одинаковы и равны, а коэффициент поглощения задается посредством

$$\frac{h\nu_0}{4\pi} [n_1 B_{12} - n_2 B_{21}] \varphi(x), \quad (16)$$

то есть уравнение переноса (4) заменяется следующим уравнением:

$$\eta \frac{dI(z, x, \eta)}{dz} = -\frac{h\nu_0}{4\pi} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) \varphi(x) I(z, x, \eta) + \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{21} n_2^{\psi}(x). \quad (17)$$

* Рассматриваемое нами первое приближение соответствует физическим допущениям, принятым рядом авторов [12, 13, 15].

б) Член, учитывающий вынужденное излучение в уравнении (13), можно записать в виде

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta'. \quad (18)$$

Отметим, что в работе [14] приведено сравнение профилей коэффициентов поглощения и вынужденного излучения и показано, что их отношение близко к единице в центре линии. Этот факт также является аргументом в пользу принятого нами первого приближения.

При вышеуказанных приближениях уравнение (13) и условие стационарности (11) принимают вид:

$$\begin{aligned} n_1 \left[a_{12} + \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right] = \\ = n_2 \left[a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right], \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} n_1 \left[a_{12} \varphi(x) + \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta' \right] \\ n_2 \psi(x) = \frac{\quad}{a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') dx' \int_{-1}^1 I(z, x', \eta') d\eta'}. \end{aligned} \quad (20)$$

Следуя методу работы [4], перейдем в уравнении (17) к новому аргументу τ , значение которого заранее неизвестно и зависит от решения самой задачи

$$d\tau = \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) dz; \quad \tau_0 = \int_0^{z_0} \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) dz, \quad (21)$$

$$\tau(0) = 0$$

τ_0 — реальная оптическая толщина среды, которая пока неизвестна и подлежит определению.

Обозначим

$$I(z, x, \eta) = \bar{I}(\tau, x, \eta). \quad (22)$$

Тогда из (17) будем иметь

$$\eta \frac{d\bar{I}(\tau, x, \eta)}{d\tau} = -\varphi(x) \bar{I}(\tau, x, \eta) + \frac{n_2 A_{21} \varphi(x)}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}}. \quad (23)$$

Из (19) и (20), определяя выражение

$$\bar{S}(\tau, x) = \frac{n_2 A_{21} \varphi(x)}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}} \quad (24)$$

и подставляя в (23), получим:

$$\begin{aligned} \eta \frac{d\bar{I}(\tau, x, \eta)}{d\tau} = & -\varphi(x) \bar{I}(\tau, x, \eta) + \\ & + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx' \int_{-1}^1 \bar{I}(\tau, x', \eta') d\eta' + \frac{\lambda}{2} \varphi(x) f_0, \end{aligned} \quad (25)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \bar{I}(0, x, \eta) &= I_0(x, \eta) \quad \text{при } \eta > 0, \\ \bar{I}(\tau_0, x, \eta) &= 0 \quad \text{при } \eta < 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь

$$\lambda = \frac{A_{21}}{A_{21} + a_{21} - \frac{B_{21}}{B_{12}} a_{12}}; \quad f_0 = \frac{2a_{12}}{B_{12}}.$$

Полученная линейная краевая задача (25), (26) равносильна следующему интегральному уравнению:

$$\bar{S}(\tau, x) = S_0(\tau, x) + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx' \int_0^{\tau_0} E_1(|\tau - \tau'| \varphi(x')) S(\tau', x') d\tau', \quad (27)$$

где

$$\bar{S}(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx' \int_{-1}^1 \bar{I}(\tau, x', \eta') d\eta' + \frac{\lambda}{2} \varphi(x) f_0, \quad (28)$$

$$S_0(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx' \int_0^1 I_0(x', \eta') e^{-\frac{\tau}{\eta'} \varphi(x')} d\eta' + \frac{\lambda}{2} \varphi(x) f_0, \quad (29)$$

$E_n(\tau) = \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\eta}} \eta^{n-2} d\eta$ — интегрально показательная функция n -го порядка.

Заметим, что уравнение (27) хорошо изучено в линейной теории переноса излучения [19—21].

Введем также предельную оптическую глубину y и толщину y_0 среды

$$y = \int_0^z \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12}(n_1 + n_2) dz = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12}n_0 z, \quad (30)$$

$$y_0 = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12}n_0 z_0; \quad dy = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12}(n_1 + n_2) dz.$$

Из (21) и (30) имеем:

$$\frac{dy}{d\tau} = \frac{n_1 + n_2}{n_1 - \frac{B_{21}}{B_{12}} n_2} = 1 + \gamma Q(\tau, \tau_0), \quad (31)$$

где

$$Q(\tau, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}(\tau, x', \tau_0) dx', \quad (32)$$

$$\gamma = \left(1 + \frac{B_{21}}{B_{12}}\right) \frac{B_{21}}{A_{21}}.$$

или, интегрируя соотношение (31) от 0 до y_0 , получим

$$y_0 = \tau_0 + \gamma \int_0^{\tau_0} Q(\tau', \tau_0) d\tau'. \quad (33)$$

Соотношение (33) дает возможность определить τ_0 . В самом деле, если решить уравнение (27) для всех $\tau_0 \leq y_0$, то правая часть выражения (33) будет известной функцией. Тогда τ_0 будет корнем уравнения (33). Таким образом, для нахождения реальной оптической толщины придется решить семейство линейных интегральных уравнений вида (27), при всех значениях $\tau_0 \leq y_0$. Следует отметить, что в случае полубесконечной среды вопрос определения τ_0 не возникает, то есть если $y_0 = +\infty$, то $\tau_0 = +\infty$.

3. Опишем метод решения задачи переноса некогерентного изотропного рассеяния в полупространстве в одномерном приближении и приведем результаты некоторых численных расчетов. Этот метод опирается на результаты работы [20—22].

Уравнения переноса некогерентного рассеяния в одномерном приближении при отсутствии внутренних источников имеют вид [23, 24]

$$\pm \frac{dI^{\pm}(\tau, x)}{d\tau} = -\varphi(x) I^{\pm}(\tau, x) + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') [I^{+}(\tau, x') + I^{-}(\tau, x')] dx'. \quad (34)$$

Граничные условия суть:

$$I^{+}(0, x) = I_0^{-}(x); \quad I^{-}(\infty, x) = 0, \quad (35)$$

где $I^{\pm}(\tau, x)$ — искомые интенсивности излучения, идущего в сторону возрастания и убывания τ .

Как известно, для решения задачи диффузного отражения от одномерной полубесконечной среды достаточно определить функцию $\rho(x, x')$, имеющую следующий вероятностный смысл: если на среду падает квант с частотой x' , то $\rho(x, x') dx$ есть вероятность того, что квант после ряда рассеяний выйдет из среды с частотой, лежащей в интервале $x, x + dx$.

Применением принципа инвариантности Амбарцумяна для функции $\rho(x, x')$ получаем следующее уравнение [23, 21]:

$$\begin{aligned} [\varphi(x) + \varphi(x')] \rho(x, x') &= \frac{\lambda}{2} R(x, x') + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x'') \rho(x'', x') dx'' + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x'') R(x'', x') dx'' + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} R(x'', x''') \rho(x''', x') dx'''. \end{aligned} \quad (36)$$

Отметим, что знание функции $\rho(x, x')$ позволяет решить не только задачу диффузного отражения от одномерной полубесконечной среды, но и дает возможность определить внутренний режим.

Из результатов работы [22] следует, что искомые интенсивности связаны между собой соотношением:

$$I^{-}(\tau, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x') I^{+}(\tau, x') dx'. \quad (37)$$

В работах [18—21] существенным образом было использовано представление функции перераспределения в виде билинейного разложения

$$R(x, x') = \sum_{k=1}^n A_k \varphi_k(x) \varphi_k(x'); \quad n \leq \infty, \quad (38)$$

где A_k — неотрицательные постоянные, $\{\varphi_k(x)\}$ — система ортонормированных функций с весом $\frac{1}{\varphi(x)}$ (см. [21]). Ниже мы будем считать систему функций $\{\varphi_k(x)\}$, ортонормированных с весом $\frac{1}{\varphi(x)}$. В представлении (38) $n = 1$ соответствует случаю полного перераспределения по частотам.

Решение уравнения (34) ищем в виде

$$I^{\pm}(\tau, x) = \sum_{k=1}^n I_k^{\pm}(\tau) \frac{\varphi_k(x)}{\varphi(x)}, \quad (39)$$

где коэффициенты разложения $I_k^{\pm}$ задаются выражением

$$I_k^{\pm}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I^{\pm}(\tau, x) \varphi_k(x) dx. \quad (40)$$

Умножая обе части уравнения (34) на $\varphi_m(x)$ и интегрируя по x от $-\infty$ до $+\infty$ с учетом представления (38), соотношения (37) и ортонормированность функций $\{\varphi_k(x)\}$ с весом $\frac{1}{\varphi(x)}$ в n -ом приближении, получаем следующую систему линейных дифференциальных уравнений относительно вектор-функции $I_k^{\pm}$:

$$\frac{dI_k^{\pm}}{d\tau} = - \sum_{m=1}^n G_{km} I_m^{\pm}, \quad k = 1, 2, \dots, n \quad (41)$$

с граничным условием

$$I_k^{\pm}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} I_0^{\pm}(x) \varphi_k(x) dx, \quad (42)$$

где

$$G_{km} = \gamma_{km} - \frac{\lambda}{2} \left[C_{km} + \sum_{p=1}^n C_{kp} \rho_{pm} \right], \quad (43)$$

$$\gamma_{mk} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_k(x) \varphi_m(x) dx, \quad C_{km} = A_m \gamma_{km},$$

$$\rho_{mk} = \iint_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x') \frac{\varphi_m(x) \varphi_k(x')}{\varphi(x')} dx dx'.$$

После определения I_k^+ из задачи (41), (42), I_k^- находим по формуле

$$I_k^-(\tau) = \sum_{m=1}^n \rho_{km} I_m^+(\tau). \quad (44)$$

Обратимся теперь к вопросу о нахождении ρ_{ik} . Уравнение (36) может быть сведено к матричному уравнению. Действительно, умножая обе части уравнения (36) на $\frac{\varphi_m(x) \varphi_k(x')}{\varphi(x')}$ и интегрируя по x и $-x'$ от $-\infty$ до $+\infty$ с учетом ортогоормированности функций $\{\varphi_k(x)\}$ с весом $\frac{1}{\varphi(x)}$ в n -ом приближении, получаем следующее уравнение относительно матрицы $\tilde{\rho} = (\rho_{ik})$:

$$\tilde{\Gamma} \tilde{\rho} + \tilde{\rho} \tilde{\Gamma} = (J_n + \tilde{\rho}) \tilde{L} (J_n + \tilde{\rho}). \quad (45)$$

Здесь J_n — единичная $n \times n$ матрица, а через $\tilde{\Gamma}$ и $\tilde{L}$ обозначены матричными элементами γ_{ik} и C_{ik} соответственно.

Существование канонического решения матричных уравнений вида (45) изучено в работе [25]. Каноническим решением уравнения (45) называется предел итерации

$$\tilde{\Gamma} \tilde{\rho}^{k+1} + \tilde{\rho}^{k+1} \tilde{\Gamma} = (J_n + \tilde{\rho}^k) \tilde{L} (J_n + \tilde{\rho}^k). \quad (46)$$

$$\tilde{\rho}^0 = 0$$

В работе [26] был предложен эффективный способ решения матричного уравнения (45). Ниже мы кратко опишем этот способ.

Приведем симметричную матрицу $\tilde{\Gamma}$ к диагональному виду ($\tilde{\Gamma}$ — положительно определенная матрица), представляя ее в виде

$$\tilde{\Gamma} = u D u^{-1}, \quad (47)$$

где $D = (d_i \delta_{ij})$ — диагональная матрица с положительными элементами на диагонали, u — унитарная матрица.

Умножая обе части уравнения (45) справа на u и слева на u^{-1} с учетом (47), будем иметь

$$\begin{aligned} \tilde{D}\tilde{\rho} + \tilde{\rho}D &= (J_n + \rho)\tilde{L}(J_n + \rho), \\ \tilde{\rho} &= u^{-1}\tilde{\rho}u; \quad \tilde{L} = u^{-1}\tilde{L}u. \end{aligned} \quad (48)$$

Приведение матрицы $\tilde{\Gamma}$ к диагональному виду дает возможность очень просто найти элементы матрицы $\tilde{\rho}$. В самом деле, на k -ом шаге итераций имеем

$$\tilde{\rho}_{ij}^{k+1} = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{d_i + d_j} \left[\tilde{C}_{ij} + \sum_{p=1}^n \tilde{\rho}_{ip}^k \tilde{C}_{pj} + \sum_{p=1}^n \tilde{C}_{ip} \tilde{\rho}_{pj}^k + \sum_{p=1}^n \sum_{q=1}^n \tilde{\rho}_{ip}^k \tilde{C}_{pq} \tilde{\rho}_{qj}^k \right]. \quad (49)$$

После определения $\tilde{\rho}$, матрицу ρ находим по формуле

$$\rho = u\tilde{\rho}u^{-1}. \quad (50)$$

4. Приведенные численные результаты относятся к 4-му приближению ($n = 4$) для доплеровского закона перераспределения.

$$\varphi(x) = e^{-x^2}; \quad R(x, x') = \int_{\max(|x|, |x'|)}^{\infty} e^{-t^2} dt. \quad (51)$$

В качестве системы ортонормированных функций $\{\varphi_k(x)\}$ с весом $\frac{1}{\varphi(x)}$ были взяты [26, 27]

$$\varphi_k(x) = \frac{(-1)^{k-1} e^{-x^2} H_{2k-2}(x)}{2^{k-1} \sqrt{(2k-2)!} \sqrt{\pi}}, \quad A_k = \frac{1}{2k-1}, \quad (52)$$

где H_{2k} — полином Эрмита порядка $2k$.

Как уже отмечено, учет эффектов некогерентного рассеяния в проблеме образования спектральной линии приводит к тому, что функция источника становится зависящей от частоты. На рис. 1 и 2 приведены графики функции источника $S(\tau, x)$, задаваемые формулой

$$S(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(x, x')}{\varphi(x')} [I^+(\tau, x') + I^-(\tau, x')] dx', \quad (53)$$

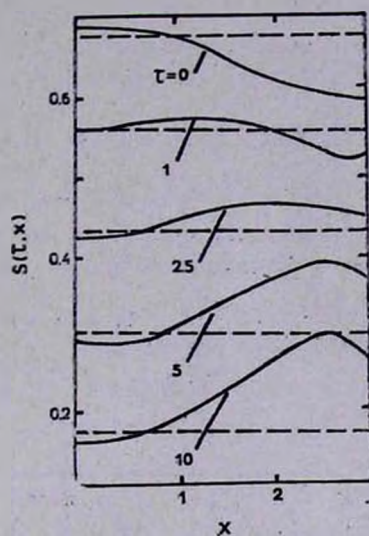


Рис. 1. Функция источников в полубесконечной среде для линии с $\lambda = 0.9$, пунктир — не зависящая от частоты функция источников, полученная на основе первого приближения ($n = 1$).

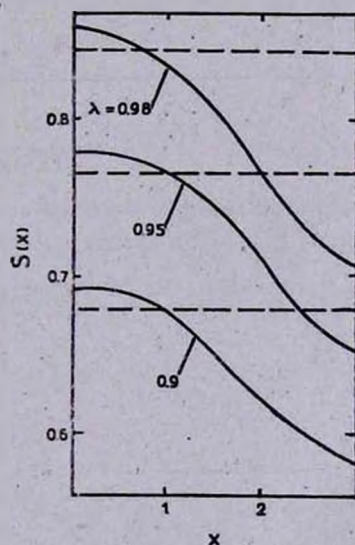


Рис. 2. Зависимость функции источников от частоты для различных значений λ при $\tau = 0$. Пунктир — не зависящая от частоты функция источников, соответствующей первому приближению ($n = 1$).

при различных значениях τ и λ . Пунктирные линии соответствуют первому приближению ($n = 1$)

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') [I^+(\tau, x') + I^-(\tau, x')] dx', \quad (54)$$

при котором функция источника не зависит от частоты.

Обратим внимание, что функция источника, даваемая в (54), не соответствует полному перераспределению, так как интенсивности $I^{\pm}(\tau, x)$ найдены при общем законе перераспределения.

На рис. 3 приведены графики функции $I^-(\tau, x)$ при некоторых значениях τ для линии с $\lambda = 0.9$.

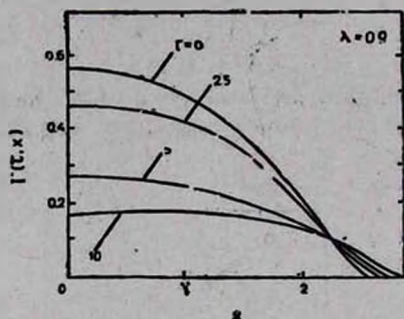


Рис. 3. Поле излучения внутри полубесконечной среды при $\lambda = 0.9$.

Следует отметить, что аналогичные расчеты выполнены в работе [15], где при решении уравнения (25) применяется обобщенный метод дискретных ординат.

Далее, на рис. 4 приведена зависимость профиля спонтанного излучения

$$\psi(x) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') [I^+(\tau, x') + I^-(\tau, x')] dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') [I^+(\tau, x') + I^-(\tau, x')] dx'} \quad (55)$$

от частоты при $\tau = 0$ (на графике — сплошная линия) и для сравнения — профиля поглощения $\varphi(x) = e^{-x^2}$ (пунктирная линия).

Приведем некоторые численные результаты, отражающие связь между предельным и реальным оптическими глубинами y и τ в полубесконечной среде. Вычисления проведены по следующей формуле, вытекающей из (31):

$$y = \tau + \frac{\lambda}{2} \left(1 + \frac{g_1}{g_2} \right) x^{\pi^{1/4}} \int_0^{\tau} [I_1^+(\tau') + I_1^-(\tau')] d\tau', \quad (56)$$

где принято обозначение

$$x = \frac{B_{21}}{A_{21}} I_0^+,$$

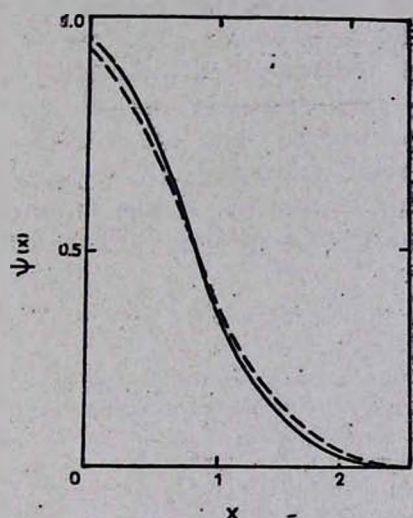


Рис. 4. ——— профиль излучения, - - - - - профиль поглощения.

Таблица 1
ЗНАЧЕНИЕ y ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ τ
И ПАРАМЕТРОВ λ И x

λ	τ	1	2	3	5	10	15
0.97	0.5	1.333	1.667	4.001	6.667	13.333	19.999
	0.7	1.467	2.933	4.401	7.333	14.666	21.999
	1	1.667	3.333	5.001	8.333	16.666	24.998
0.99	0.5	1.340	2.680	4.020	6.701	13.401	20.102
	0.7	1.476	2.952	4.429	7.381	14.762	22.143
	1	1.680	3.336	5.041	8.401	16.803	25.204

Определению реальной оптической толщины τ_0 , а также нахождению степени возбуждения атомов в слое конечной толщины предполагается посвятить отдельную работу.

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

NONLINEAR TRANSFER PROBLEM IN CASE OF GENERAL LAWS OF FREQUENCY REDISTRIBUTION

N. B. YENGIBARIAN, A. KH. KHACHATRIAN

The present paper considers the non-linear isotropic problem of transfer in plane parallel layer of gas consisting of two-level atoms, in case of general laws of frequency redistribution. Application of Ambarzumian's method of self-consistent optical depths allows us to linearize the problem and reduce it to a linear equation well-studied in the theory of non-coherent scattering. The paper also suggests certain results of numerical calculations for a semi-infinite medium in one-dimensional approximation in case of Doppler broadening of the line.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, В сб. «Теория звездных спектров», Наука, М., 1966.
2. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
3. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.
4. Н. Б. Енгибарян, Астрофизика, 1, 297, 1965.
5. Н. Б. Енгибарян, Астрофизика, 2, 31, 1966.
6. В. Ю. Терсбиж, Астрофизика, 3, 282, 1967.
7. Р. С. Варданян, Н. Б. Енгибарян, Уч. зап. ЕрГУ, 3, 28, 1968.
8. Р. С. Варданян, Уч. зап. ЕрГУ, 3, 36, 1972.
9. Р. С. Варданян, Н. Б. Енгибарян, ДАН Арм.ССР, 3, 135, 1969.
10. А. Х. Хачатрян, Тезисы докл. IV научной конференции молодых ученых и специалистов, Ереван, 1984.
11. Ю. Ю. Абрамов, А. М. Дыхне, А. П. Напартович, ЖЭТФ, 52, 536, 1967.
12. R. Milkey, D. Mihalas, Ap. J., 185, 709, 1973.
13. R. Heasley, F. Kneer, Ap. J., 203, 660, 1976.
14. R. Stetnitz, R. Shine, M. N. RAS, 162, 197, 1973.
15. D. Hummer, M. N. RAS, 145, 95, 1969.
16. J. Oxentus, JQSRT, 5, 771, 1965.
17. J. Hubeny, Bull. Astron. Inst. Czech., 32, 271, 1981.
18. Н. Б. Енгибарян, Астрофизика, 7, 573, 1971.
19. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 8, 213, 1972.
20. N. B. Yengibarian, A. G. Nicoghossian, JQSRT, 13, 787, 1972.
21. М. С. Геворгян, Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 11, 455, 1975.

22. Н. Б. Егибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
23. В. В. Соболев, Вести. ЛГУ, 11, 99, 1955.
24. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
25. Н. Б. Егибарян, В. Д. Тумасов, Математический анализ и его приложения, Ереван, 1980.
26. М. С. Геворгян, А. Х. Хачатрян, Астрофизика, 22, 599, 1985.
27. D. Hummer, M. N. RAS, 128, 21, 1962.
28. W. Uppö, Ap. J., 129, 388, 1959.

УДК: 523—64:535.36

ОБ АСИМПТОТИКАХ ВНУТРЕННИХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СРЕДАХ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ К РАСЧЕТУ СРЕДНИХ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ СЛОЯ И СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Н. Н. РОГОВЦОВ, А. М. САМСОН

Поступила 20 августа 1984

Принята к печати 20 апреля 1985

Найдено явное аналитическое выражение интенсивности излучения внутри однородного консервативно рассеивающего плоскопараллельного слоя, ограниченного произвольными подстилающими поверхностями и содержащего любые внутренние источники. Эта формула связывает указанную величину с характеристиками поля излучения на границах среды. Интенсивность излучения в слое при отсутствии подстилающих поверхностей выражена через коэффициенты диффузного отражения и пропускания. Предложен способ получения асимптотических формул для характеристик полей излучения в оптически толстой плоскопараллельной среде, имеющей произвольные источники. Найдены асимптотические выражения для средних длительностей свечения слоя и сферической оболочки.

1. *Введение.* С теоретической и практической точек зрения прямую задачу о переносе излучения в рассеивающих средах разумно расчленить на две. Первая состоит в отыскании полей излучения на границах сред без предварительного вычисления величин, характеризующих световой режим внутри них. Вторая заключается в восстановлении полей излучения внутри сред по их характеристикам на границах рассеивающих поглощающих тел. Основы методов решения задачи первого типа для случая плоскопараллельных сред были заложены в работах [1—4]. В монографии [2] было показано, что определение интенсивности излучения внутри плоскопараллельного слоя, не содержащего внутренних источников, можно свести к рассмотрению интегральных уравнений, решение которых и выражало бы искомую величину через коэффициенты яркости [2, 4]. Этот результат указывал на принципиальную возможность решения задачи 2-го типа, хотя и не позволил провести ее исследование аналитическими средствами. Решение данного вопроса для случая плоскопараллельных сред

было впоследствии дано в явной аналитической форме в работах [5—11]. Затем в статьях [12, 13] такая задача была изучена применительно к средам произвольной конфигурации, которые ограничены границами с любыми физически допустимыми свойствами. Заметим, что результаты, полученные в [5—13], нашли применение при построении и решении уравнений для интенсивностей излучения на границах среды, а также при рассмотрении полной прямой задачи [8—12, 14].

В данной статье найдено аналитическое выражение для усредненной по азимуту интенсивности излучения внутри консервативно рассеивающего однородного слоя, ограниченного произвольными подстилающими поверхностями и содержащего любые внутренние источники. Оно связывает ее с характеристиками поля излучения на границах слоя. При отсутствии подстилающих поверхностей поле излучения в слое выражено через коэффициенты яркости (при внешнем облучении слоя такая задача была решена в [5], а в случае изотропного рассеяния и наличия внутренних источников — в [15]). Предложен способ получения асимптотик интенсивностей излучения внутри и на границах оптически толстой плоскопараллельной среды, имеющей произвольные источники. Найдены асимптотики средних длительностей свечения слоя и сферической оболочки (для консервативного рассеяния). Исследование переноса излучения в сферической оболочке, как известно [16, 17], представляет определенный интерес для астрофизики.

2. Связь между интенсивностями излучения внутри и на границах консервативно рассеивающего однородного слоя. Рассмотрим плоскопараллельную среду, которая реально является частью другого слоя или ограничена подстилающими поверхностями с любыми физически допустимыми свойствами (ее границы, в частности, могут быть полностью прозрачными для излучения). Пусть она содержит произвольные первичные источники (слой может также облучаться любым внешним излучением). Для этих условий имеет место следующее соотношение инвариантности:

$$\begin{aligned} \theta(\tau, \tau_0) I_0(\tau, \mu, \lambda) = & \int_{-1}^1 d\mu' \int_{+0}^{\tau_0-0} G_*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda; a, b) g_0(\tau', \mu', \lambda) d\tau' + \\ & + \int_{-1}^1 \mu' G_*(\tau, \mu, 0, \mu', \lambda; a, b) I_0(+0, \mu', \lambda) d\mu' - \\ & - \int_{-1}^1 \mu' G_*(\tau, \mu, \tau_0, \mu', \lambda; a, b) I_0(\tau_0 - 0, \mu', \lambda) d\mu', \end{aligned} \quad (1)$$

где τ_0 — оптическая толщина рассматриваемого слоя $[0, \tau_0]$; τ — оптическая глубина; $\theta(\tau, \tau_0) = 1$ при $\tau \in [0, \tau_0]$ и $\theta(\tau, \tau_0) = 0$ при $\tau \notin [0, \tau_0]$; λ — вероятность выживания кванта; $\mu = \cos \gamma$, γ — угол между направлениями распространения или испускания излучения и осью оптических глубин; $g_0(\tau, \mu, \lambda)$ и $I_0(\tau, \mu, \lambda)$ — нулевые азимутальные гармоники соответственно первичных источников и интенсивности излучения в слое $[0, \tau_0]$; $G_*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda; a, b)$ — функция Грина уравнения переноса для плоскопараллельного слоя $[a, b]$ ($a \leq 0$, $b \geq \tau_0$), который не имеет подстилающих поверхностей и содержит область с оптическими свойствами, идентичными внутренней части слоя $[0, \tau_0]$. Выражение (1) является частным случаем соотношения инвариантности (17) работы [11] и получено из него посредством перехода к нулевым азимутальным гармоникам входящих в указанную формулу величин (при этом в данном соотношении надо положить $c = 0$, $d = \tau_0$, $m = b$, $n = a$, где параметры c, d, m, n имеют смысл, приданный им в статье [11]). Заметим, что выражение (1) в частных случаях принимает форму соотношений первого или последнего „пересечений“ (для случая полубесконечной среды такого рода соотношения были подробно разобраны и обсуждены в работе [10]). Когда слой $[0, \tau_0]$ не облучается внешним излучением и не имеет подстилающих поверхностей формула (1) будет представлять собой соотношение первого „пересечения“ (при этом в (1) во втором члене справа интегрирование будет вестись по отрезку $[-1, 0]$, а в третьем по отрезку $[0, 1]$). Если $a = 0$, $b = \tau_0$ и слой $[0, \tau_0]$ не имеет подстилающих поверхностей, то выражение (1) примет простейшую форму соотношения последнего „пересечения“.

Для вывода искомой формулы для интенсивности излучения в случае консервативного рассеяния воспользуемся следующим представлением функции Грина $G_\infty(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda) = G_*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda; -\infty, +\infty)$ для бесконечной однородной среды [10]:

$$G_-(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda) = Ci(\mu) i(\mu') \exp(-k(\tau - \tau')) + G_+^*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda), \quad (2)$$

$$\tau - \tau' > 0,$$

$$G_\infty(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda) = Ci(-\mu) i(-\mu') \exp(-k(\tau' - \tau)) + G_-^*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda), \quad (3)$$

$$\tau - \tau' < 0,$$

где C — нормировочная константа, k — наименьший неотрицательный корень характеристического уравнения, $i(\mu)$ — решение характеристического уравнения, соответствующее k и нормированное условием

$\int_{-1}^1 i(\mu) d\mu = 2/\lambda$ [10], $G_{\infty}^*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda) = G_{\infty}^*(\tau - \tau', \mu, \mu', \lambda)$ при $\tau - \tau' > 0$ и $G_{\infty}^*(\tau, \mu, \tau', \mu', \lambda) = G_{\infty}^*(\tau' - \tau, -\mu, -\mu', \lambda)$ при $\tau - \tau' < 0$. Если предположить, что слой $[0, \tau_0]$ не имеет подстилающих поверхностей и является частью однородной бесконечной среды, то из (3) и (1) при $g_0(\tau, \mu, \lambda) = \delta(\tau - \tau_1) \delta(\mu - \mu_1)$, $\tau = -\tau_1$, $\tau_0 = \infty$ и $\tau_1 \rightarrow \infty$ следует, что $C = 2/M$, где $M = 2 \int_{-1}^1 i^2(\mu) \mu d\mu$. Другим способом значение C было

найдено в [10]. Представление (2), (3) было получено в [10] посредством выделения из $G_{\infty}^*(...)$ в явном виде наиболее медленно затухающей при $|\tau - \tau'| \rightarrow \infty$ моды (общее выражение для $G_{\infty}^*(...)$ может быть найдено из результатов работы [18], относящихся к нахождению функции Грина). Теперь, полагая в (1) $a = -\infty$, $b = \infty$ и подставляя в него выражения (2), (3), получим из (1) с учетом асимптотик [4]

$$i(\mu) = 1 + 3[(1 - \lambda)/(3 - x_1)]^{1/2} \mu + O(1 - \lambda),$$

$$k = \sqrt{(1 - \lambda)(3 - x_1)} + O((1 - \lambda)^{3/2}), \quad \lambda \rightarrow 1$$

такое искомое соотношение

$$\begin{aligned} I_0(\tau, \mu, 1) = & -\frac{3-x_1}{4} \int_{-1}^1 d\mu' \int_{+0}^{\tau_0-0} |\tau - \tau'| g_0(\tau', \mu', 1) d\tau' + \\ & + \frac{3}{4} \int_{-1}^1 (\mu' + \mu) d\mu' \int_{+0}^{\tau_0-0} \text{sign}(\tau - \tau') g_0(\tau', \mu', 1) d\tau' + \\ & + \frac{3-x_1}{4} \int_{-1}^1 \mu' [(\tau_0 - \tau) I_0(\tau_0 - 0, \mu', 1) - \tau I_0(+0, \mu', 1)] d\mu' + \\ & + \frac{3}{4} \int_{-1}^1 \mu' (\mu' + \mu) [I_0(+0, \mu', 1) + I_0(\tau_0 - 0, \mu', 1)] d\mu' + \\ & + \int_{-1}^1 d\mu' \int_{+0}^{\tau_0-0} G_{\infty}^*(\tau, \mu, \tau', \mu', 1) g_0(\tau', \mu', 1) d\tau' + \\ & + \int_{-1}^1 \mu' [G_{\infty}^*(\tau, \mu, 0, \mu', 1) I_0(+0, \mu', 1) - \\ & - G_{\infty}^*(\tau, \mu, \tau_0, \mu', 1) I_0(\tau_0 - 0, \mu', 1)] d\mu', \quad \tau \in (0, \tau_0), \end{aligned} \quad (4)$$

где x_1 — соответствующий коэффициент в разложении индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. При выводе (4) была использована также следующая асимптотика:

$$\int_{-1}^1 d\mu \int_{+0}^{\tau_0-0} g_0(\tau, \mu, \lambda) d\tau + \int_{-1}^1 \mu I_0(+0, \mu, \lambda) d\mu - \\ - \int_{-1}^1 \mu I_0(\tau_0-0, \mu, \lambda) d\mu = O(1-\lambda), \quad \lambda \rightarrow 1, \quad (5)$$

которую нетрудно вывести непосредственно из уравнения переноса излучения (соотношение (5) справедливо, если хотя бы одна из границ слоя $[0, \tau_0]$ является поглощающей и $\tau_0 < \infty$). Выражение (4) будет исходным для получения дальнейших результатов.

3. *Нахождение внутреннего поля излучения в слое и его асимптотик по коэффициентам яркости.* Здесь и далее будем считать, что консервативно рассеивающий слой $[0, \tau_0]$ не имеет подстилающих поверхностей и не является частью другой рассеивающей среды. В таком случае из (4) легко найти аналитическое представление для величины $I_0(\tau, \mu, 1)$, выражающее ее при произвольных внешних и внутренних источниках через нулевые азимутальные гармоники $p_0(\xi, \zeta, \tau_0, \lambda)$, $\varphi_0(\xi, \zeta, \tau_0, \lambda)$ коэффициентов яркости [4], которые, в свою очередь, могут быть найдены теоретически или экспериментально. Идея получения такого результата заключается в следующем. Если сначала положить $g_0(\dots) \equiv 0$ и считать, что слой возбуждается внешним мононаправленным излучением, падающим только на одну из границ $\tau = 0$ или $\tau = \tau_0$, то из (4) легко найдем значения поверхностных функций Грина внутри среды. Согласно же принципу взаимности [19] эти выражения с точностью до известного множителя дают также и значения объемной функции Грина на границах $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$. Умножив же эти соотношения на $g_0(\tau, -\mu, 1)$ и интегрируя их по τ от $+0$ до τ_0-0 и по μ от -1 до 1 , получим интенсивности излучения, выходящего из слоя при любых первичных источниках в нем. Затем, подставив найденные таким образом выражения для $I_0(0, -|\mu|, 1)$ и $I_0(\tau_0, |\mu|, 1)$ в (4), придем к искомой формуле для $I_0(\tau, \mu, 1)$ ($\tau \in [0, \tau_0]$). Проведя соответствующие вычисления, находим, в частности, для интенсивности $I_0(0, -|\mu|, 1)$ излучения, выходящего через границу $\tau = 0$, следующее соотношение:

$$\begin{aligned}
I_0(0, -|\mu|, 1) &= \frac{3-x_1}{2} \int_0^1 \mu' [R_{10}(\tau_0) \rho_0(\mu', |\mu|, \tau_0, 1) + \\
&\quad + (\tau_0 R_{00}(\tau_0) - R_{10}(\tau_0)) \sigma_0(\mu', |\mu|, \tau_0, 1)] d\mu' + \\
&\quad + \frac{3-x_1}{4} [\tau_0 \exp(-\tau_0/|\mu|) R_{00}(\tau_0) - (1 + \exp(-\tau_0/|\mu|)) R_{10}(\tau_0)] + \\
&\quad + \frac{3}{2} R_{01}(\tau_0) \int_0^1 \mu' (\rho_0(\mu', |\mu|, \tau_0, 1) - \sigma_0(\mu', |\mu|, \tau_0, 1)) d\mu' + \\
&\quad + \frac{3}{2} R_{00}(\tau_0) \int_0^1 \mu_1^2 (\rho_0(\mu_1, |\mu|, \tau_0, 1) + \sigma_0(\mu_1, |\mu|, \tau_0, 1)) d\mu_1 + \\
&\quad + \frac{3}{4} (1 + \exp(-\tau_0/|\mu|)) (|\mu| R_{00}(\tau_0) - R_{01}(\tau_0)) + G_0(0, |\mu|, \tau_0) - \\
&\quad - 2 \int_0^1 \mu' (G_0(0, -\mu', \tau_0) \rho_0(\mu', |\mu|, \tau_0, 1) + \\
&\quad + G_0(\tau_0, \mu', \tau_0) \sigma_0(\mu', |\mu|, \tau_0, 1)) d\mu' - \exp(-\tau_0/|\mu|) G_0(\tau_0, |\mu|, \tau_0), \quad (6)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
R_{11}(\tau_0) &= \int_{+0}^{\tau_0-0} \tau' d\tau \int_{-1}^1 \mu' g_0(\tau, \mu, 1) d\mu, \\
G_0(r, \mu, \tau_0) &= \int_{+0}^{\tau_0-0} d\tau \int_{-1}^1 G_{\infty}(\tau, -\mu', r, \mu, 1) g_0(\tau, \mu', 1) d\mu'. \quad (7)
\end{aligned}$$

Выражение для $I_0(\tau_0, |\mu|, 1)$ можно получить из (6), (7) посредством замены $g_0(\tau, \mu, 1)$ на $g_0(\tau_0 - \tau, -\mu, 1)$. С учетом сказанного видно, что формулы (4), (6) и дают решение задачи об определении $I_0(\tau, \mu, 1)$ для слоя $[0, \tau_0]$, содержащего произвольные внутренние источники, по заданным $\rho_0(\dots)$ и $\sigma_0(\dots)$. Ввиду громоздкости соответствующего явного выражения для $I_0(\tau, \mu, 1)$ выписывать его не будем. Заметим только, что оно существенно упрощается при выполнении условия $g_0(\tau, \mu, 1) = g_0(\tau_0 - \tau, -\mu, 1)$.

Как показано в работе [20], аналог полученного выше результата имеет место и для любого невогнутого тела V . В [20], в частности, найдена связь объемной функции Грина для V с функцией Грина для бесконечной среды (не обязательно однородной) и обобщенным коэффициентом

яркости (он с точностью до известного множителя [20] выражается через значения поверхностной функции Грина для тела V на его границе S). Сформулированный в предыдущем абзаце результат можно рассматривать в качестве конкретной реализации общих выражений, найденных в [20]. Другой частный вариант приведенных в работе [20] соотношений получен недавно в статье [21].

Если в формулу для $I_0(\tau, \mu, 1)$, полученную описанным выше образом, подставить какие-либо асимптотики для $\rho_0(\dots)$ и $\sigma_0(\dots)$, то нетрудно найти асимптотическое выражение для этой величины. В частности, можно воспользоваться такими асимптотиками [4, 22]:

$$\rho_0(\xi, \zeta, \tau_0, 1) = \rho_0^-(\xi, \zeta, 1) - 4[(3 - x_1)\tau_0 + 3b]^{-1} u_0(\xi) u_0(\zeta) + O(\exp(-\chi\tau_0)), \quad (8)$$

$$\sigma_0(\xi, \zeta, \tau_0, 1) = 4[(3 - x_1)\tau_0 + 3b]^{-1} u_0(\xi) u_0(\zeta) + O(\exp(-\chi\tau_0)),$$

$$\tau_0 \rightarrow \infty, \quad 0 < a \leq \chi \leq 1.$$

Здесь $u_0(\xi)$ — коэффициент пропускания полубесконечной атмосферы в случае чистого рассеяния [4], $b = 4 \int_0^1 \xi^2 u_0(\xi) d\xi$, $\rho_0^\infty(\xi, \zeta, 1)$ — нулевая

азимутальная гармоника коэффициента отражения для полубесконечной атмосферы при $\lambda = 1$. Подстановка формул (8) в соотношения, выражающие $I_0(\tau, \mu, 1)$, $I_0(0, -|\mu|, 1)$, $I_0(\tau_0, |\mu|, 1)$ через $\rho_0(\dots)$ и $\sigma_0(\dots)$ (способ их получения был указан выше), и приводит к искомым асимптотикам для этих величин при $\tau_0 \rightarrow \infty$, причем они будут справедливыми для любых $\tau \in [0, \tau_0]$. Для записи данных асимптотических формул в явном виде достаточно знания только функции $G_\infty^*(\dots)$ и коэффициента $\rho_0^-(\xi, \zeta, 1)$. Ряд других методов получения асимптотик для полубесконечных и оптически толстых слоев был предложен ранее в работах (см. [4, 10, 22–24] и ссылки в них). Выпишем для иллюстрации данного способа асимптотики интенсивностей излучения для двух частных типов первичных источников, распределенных в слое оптической толщины $2\tau_0$. Пусть источники распределены в среде равномерно, т. е. $g_1(\tau, \mu, 1) = C_0 = \text{const.}$ Тогда из (4), (6)–(8) посредством указанных ранее преобразований получим

$$I_0(0, -|\mu|, 1) = I_0(2\tau_0, |\mu|, 1) =$$

$$= C_0 \left\{ 4u_0(|\mu|)\tau_0 + G_3(|\mu|, 2\tau_0) - 2 \int_0^1 \mu' \rho_0^-(\mu', |\mu|, 1) G_3(-\mu', 2\tau_0) d\mu' \right\} +$$

$$+ O(\tau_0 \exp(-2\chi\tau_0)), \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
I_0(\tau, \mu, 1) = & C_0 \left\{ \frac{3-x_1}{2} \tau (2\tau_0 - \tau) + 3\mu(\tau - \tau_0) + \right. \\
& + \left(\frac{3}{2} b - 4 \int_0^1 \mu' u_0(\mu') G_2(\tau, \mu, \mu', 2\tau_0) d\mu' \right) \tau_0 + \\
& + \frac{3}{2} \int_0^1 \mu^2 G_3(\mu, 2\tau_0) d\mu - \int_0^1 \mu' \left(2u_0(\mu') - \frac{3\mu'}{2} \right) G_3(-\mu', 2\tau_0) d\mu' + \\
& + \int_{-1}^1 d\mu' \int_0^{2\tau_0} G_{-}^*(\tau, \mu, \tau', \mu', 1) d\tau' - \int_0^1 \mu' G_2(\tau, \mu, \mu', 2\tau_0) (G_3(\mu', 2\tau_0) - \\
& - 2 \int_0^1 \mu'' \rho_0^*(\mu'', \mu') G_3(-\mu'', 2\tau_0) d\mu'') d\mu' \Big\} + \\
& + O(\tau_0 \exp(-2\chi\tau_0)) = C_0 I^*(\tau, \mu) + O(\tau_0 \exp(-2\chi\tau_0)), \\
& \tau_0 \rightarrow \infty, \quad \tau \in [0, 2\tau_0].
\end{aligned}
\tag{10}$$

Здесь величина $G_3(\mu, 2\tau_0)$ равна $G_0(0, \mu, 2\tau_0)$, когда $g_0(\tau, \mu, 1) \equiv 1$, а $G_2(\tau, \mu, \mu', 2\tau_0) = G_{-}^*(\tau, \mu, 0, -\mu', 1) + G_{-}^*(\tau, \mu, 2\tau_0, \mu', 1)$.

Предположим теперь, что источники в слое $[0, 2\tau_0]$ распределены по закону $g_0(\tau, \mu, 1) = C_1 \delta(\tau - \tau_0) \mu^2$, $C_1 = \text{const}$. Тогда аналогичным образом находим

$$\begin{aligned}
I_0(0, -|\mu|, 1) = & I_0(2\tau_0, |\mu|, 1) = \\
= & C_1 \left\{ \frac{2}{3} u_0(|\mu|) + \int_{-1}^1 \mu_1^2 G_{-}^*(\tau_0, \mu_1, 0, |\mu|, 1) d\mu_1 - \right. \\
& - 2 \int_0^1 \mu' \rho_0^*(\mu', |\mu|, 1) d\mu' \int_{-1}^1 G_{-}^*(\tau_0, \mu_1, 0, -\mu', 1) \mu_1^2 d\mu_1 + \\
& + O(\exp(-2\chi\tau_0)) \Big\} = C_1 (h(|\mu|, \tau_0) + O(\exp(-2\chi\tau_0))),
\end{aligned}
\tag{11}$$

$$\begin{aligned}
I_0(\tau, \mu, 1) = & C_1 \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{x_1}{3} \right) |\tau_0 - \tau| + \frac{\mu}{2} \text{sign}(\tau - \tau_0) + \right. \\
& + \frac{3-x_1}{2} \tau_0 \int_0^1 \mu h(\mu, \tau_0) d\mu + \frac{3}{2} \int_0^1 \mu^2 h(\mu, \tau_0) d\mu +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \int_{-1}^1 \mu G_1(\tau, \mu, \tau_0, \mu_1, 1) d\mu_1 - \int_0^1 \mu' h(\mu', \tau_0) G_2(\tau, \mu, \mu', 2\tau_0) d\mu' + \\
& + O(\tau_0 \exp(-2\lambda\tau_0)) \Big\} = C_1(I^{**}(\tau, \mu) + O(\tau_0 \exp(-2\lambda\tau_0))), \quad (12)
\end{aligned}$$

$$\tau_0 \rightarrow \infty, \quad \tau \in [0, 2\tau_0].$$

Величина $h(|\mu|, \tau_0)$, входящая в (12), определяется формулой (11). Выражения (9)–(12) будут использованы далее при отыскании асимптотик средних времен свечения. Заметим, что главные части асимптотических формул (10) и (12) содержат, например, при $\tau = \tau_0 - 0$ и $\mu = |\mu|$ в явном виде соответственно члены порядка τ_0^2 , τ_0 , 1, $\tau_0 \exp(-\lambda\tau_0)$, $\exp(-\lambda\tau_0)$ и τ_0 , 1, $\tau_0 \exp(-\lambda\tau_0)$, $\exp(-\lambda\tau_0)$.

4. Средние длительности свечения слоя и сферической оболочки. Средние характеристики нестационарного поля излучения позволяют в определенной степени судить о процессе многократного рассеяния света в случае нестационарных источников. Расчету этих величин, а также родственных им средних значений числа рассеяний и их степеней, посвящен целый ряд работ (см., например, [25–29] и ссылки в них).

Найдем общие выражения для среднего времени t^* выхода энергии излучения из невогнутого тела V , содержащего нестационарные источники

$g(r, \bar{\Omega}, t)$ (r — радиус-вектор; единичный вектор $\bar{\Omega}$ будем использовать для задания направления испускания или распространения излучения; t — время; $g(\dots) = 0$ при $t < 0$) и не имеющего подстилающих поверхностей (t^* для краткости будем называть средним временем свечения). По определению t^* равно

$$t^* = (M_1/M_0) = -(\bar{\Pi}(0))^{-1} \frac{\partial \bar{\Pi}(p)}{\partial p} \Big|_{p=0}, \quad (13)$$

где $\bar{\Pi}(p)$ — преобразование Лапласа от потока излучения $\Pi(t)$ через

границу S тела V , p — параметр преобразования, $M_i = \int_0^\infty t^i \Pi(t) dt$, $i =$

$= 0; 1$. Учитывая теперь формальную аналогию между стационарным и преобразованным по Лапласу нестационарным уравнениями переноса при $\text{Im} p = 0$ [19] и закон сохранения энергии, нетрудно показать, что имеет место соотношение

$$\bar{\Pi}(p) = \int \int \int_V dV \int_{\bar{\Omega}} \bar{g}(\vec{r}, \bar{\Omega}, p) d\bar{\Omega} - \\ - \int \int \int_V v dV \int_{\bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \int \int \int_V dV' \int_{\bar{\Omega}'} \bar{G}_*(\vec{r}, \bar{\Omega}, \vec{r}', \bar{\Omega}', p, V) \bar{g}(\vec{r}', \bar{\Omega}', p) d\bar{\Omega}', \quad (14)$$

где $v = \alpha - \sigma + (p/v)$; α и σ — коэффициенты ослабления и рассеяния; v — скорость света (будем далее считать, что $v = \text{const}$), $\bar{G}_*(\vec{r}, \bar{\Omega}, \vec{r}', \bar{\Omega}', p, V)$ и $\bar{g}(\vec{r}, \bar{\Omega}, p)$ — образы по Лапласу от объемной функции Грина нестационарного уравнения переноса для тела V и функции $g(\vec{r}, \bar{\Omega}, t)$, $\bar{V} = V \setminus S$ — внутренняя часть тела V . Подставляя (14) в (13), получаем для случая консервативного рассеяния

$$t^* = t_0^* + \frac{1}{v} \int \int \int_V dV \int_{\bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \int \int \int_V dV' \int_{\bar{\Omega}'} G_*(\vec{r}, \bar{\Omega}, \vec{r}', \bar{\Omega}', V) \bar{g}(\vec{r}', \bar{\Omega}', 0) \times \\ \times d\bar{\Omega}' \left(\int \int \int_V dV \int_{\bar{\Omega}} \bar{g}(\vec{r}, \bar{\Omega}, 0) d\bar{\Omega} \right)^{-1}, \quad (15)$$

$$t_0^* = \left(\int \int \int_V dV \int_{\bar{\Omega}} \bar{g}(\vec{r}, \bar{\Omega}, 0) d\bar{\Omega} \right)^{-1} \int \int \int_V dV \int_{\bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \int_0^\infty t g(\vec{r}, \bar{\Omega}, t) dt,$$

где $G_*(\dots)$ — объемная функция Грина для тела V в стационарном случае. Если $g(\vec{r}, \bar{\Omega}, t) = \delta(\vec{r} - \vec{r}^*) f(\bar{\Omega}, t)$, то (15) упрощается и принимает вид

$$t^* = t_0^* + \frac{1}{v} \left(\int_{\bar{\Omega}} \bar{f}(\bar{\Omega}, 0) d\bar{\Omega} \right)^{-1} \times \\ \times \int \int \int_V dV \int_{\bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \int_{\bar{\Omega}'} G_*(\vec{r}, \bar{\Omega}, \vec{r}^*, \bar{\Omega}', V) \bar{f}(\bar{\Omega}', 0) d\bar{\Omega}', \quad (16)$$

$$t_0^* = \left(\int_{\bar{\Omega}} \bar{f}(\bar{\Omega}, 0) d\bar{\Omega} \right)^{-1} \int_{\bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \int_0^\infty t f(\bar{\Omega}, t) dt.$$

Здесь $\bar{f}(\bar{\Omega}, p)$ — изображение по Лапласу от $f(\bar{\Omega}, t)$. Очевидно, что выражения (15), (16) нетрудно записать в явном виде, если найти величину $\alpha \iiint_V dV \int_{\bar{\Omega}} G_*(\bar{r}, \bar{\Omega}, \bar{r}^*, \bar{\Omega}^*, V) d\bar{\Omega}$, которая согласно прин-

ципу взаимности [19] равна $\alpha \iiint_V dV \int_{\bar{\Omega}} G_*(\bar{r}^*, -\bar{\Omega}^*, \bar{r}, \bar{\Omega}, V) d\bar{\Omega} =$

$= \bar{I}(\bar{r}^*, -\bar{\Omega}^*, V)$. С формальной точки зрения величина $\bar{I}(\bar{r}^*, -\bar{\Omega}^*, V)$, когда тело V однородно, равна решению уравнения переноса излучения, записанного в безразмерных переменных и в котором на месте первичных источников стоит 1.

Используем формулу (16) для расчета среднего времени свечения плоскопараллельного слоя и сферической оболочки. Если тело V представляет собой однородный плоскопараллельный слой, то $\bar{I}(\bar{r}^*, -\bar{\Omega}^*, V) = \bar{I}(\tau^*, -\mu^*, V)$, где τ^* — оптическая глубина точки наблюдения $\bar{r}^*$, $\mu^* = \cos \theta^*$, θ^* — угол, образованный $\bar{\Omega}^*$ с осью оптических глубин. Из сказанного и (16) следует, что t^* для слоя равно

$$t^* = t_0^* + \frac{1}{v\alpha} \left(\int_{-1}^1 f_1(\mu^*) d\mu^* \right)^{-1} \int_{-1}^1 \bar{I}(\tau^*, -\mu^*, V) f_1(\mu^*) d\mu^*. \quad (17)$$

Здесь $f_1(\mu^*) = \int_0^{2\pi} f(\bar{\Omega}^*, 0) d\varphi^*$, где φ^* — азимутальный угол. Формула

(17) дает среднюю длительность свечения слоя при наличии в нем точечного нестационарного источника, расположенного на оптической глубине τ^* с угловой диаграммой, пропорциональной $f(\bar{\Omega}^*, t)$. Для слоя оптической толщины $2\tau_0$ при $\tau_0 \gg 1$ величину $\bar{I}(\tau^*, -\mu^*, V)$ можно рассчитать по формулам (9), (10), если положить $C_0 = 1$. В частности, при $\tau^* = \tau_0$ и $f_1(\mu^*) \equiv \text{const}$ (эти условия соответствуют наличию в середине слоя точечного изотропного источника) из (10) и (17) получаем такую асимптотику:

$$t^* = \frac{1}{2v\alpha} [(3 - x_1)\tau_0^2 + 3b\tau_0] + O(1/v\alpha), \quad \tau_0 \rightarrow \infty. \quad (18)$$

Заметим, что из (9), (10), (17) нетрудно получить асимптотические формулы для t^* , содержащие большее число главных членов, чем имеет соотношение (18).

Найдем теперь асимптотику средней длительности свечения однородной сферической оболочки оптической толщины τ_0 (считаем, что $\lambda = 1$). Пусть в пределах области, ограниченной внутренней сферой оболочки, со- держится источник $\delta(\vec{r} - \vec{r}^*)f(\vec{\Omega}, t)$ (под $\vec{r}$ и $\vec{r}^*$ будем подразумевать радиусы-векторы, начало которых находится в центре симметрии оболочки). Обозначим через R и R^* соответственно радиус внутренней сферы и расстояние от источника до центра симметрии (т. е. $R^* = |\vec{r}^*|$). Будем также предполагать, что выполняется условие $(\tau_1/\tau_0) = x \gg 1$ ($\tau_1 = \alpha R$). В работе [17] В. В. Соболевым было отмечено, что расчет поля излучения в однородной сферической оболочке можно свести к решению соответствующей задачи для слоя удвоенной оптической толщины $2\tau_0$ (данное утверждение для анизотропного рассеяния носит асимптотический характер и выполняется тем лучше, чем больше x). Используя при расчете $I(\vec{r}^*, -\vec{\Omega}^*, V)$ этот факт и принимая во внимание геометрические соображения, находим из (16) для средней длительности t^* свечения сферической оболочки следующее выражение:

$$t^* \approx A = t_0^* + \frac{1}{va} \left| \int_{-1}^1 I_2(\tau_0 - 0, \sqrt{1 - (1 - \mu^2)a^2}) f_1(\mu) d\mu + \right. \\ \left. + \int_{-1}^1 (\sqrt{\tau_1^2 - (\tau^*)^2} (1 - \mu^2) - \tau^* \mu) f_1(\mu) d\mu \right] \left(\int_{-1}^1 f_1(\mu) d\mu \right)^{-1}, \quad (19)$$

$$a = (R^*/R), \quad \tau^* = \alpha R^*,$$

где $I_2(\tau, \mu)$ — решение уравнения переноса излучения для однородного консервативно рассеивающего слоя оптической толщины $2\tau_0$, содержащего первичные источники вида $g_L(\tau, \mu, 1) = 1 + 2\tau_1\mu^2(\tau - \tau_0)$. При расчете

$$f_1(\mu) = \int_0^{2\pi} f(\vec{\Omega}, 0) d\varphi \text{ под } \mu \text{ надо понимать } \cos \theta, \text{ где } \theta \text{ — угол между}$$

$\vec{\Omega}$ и $\vec{r}^*$, а под φ — азимут проекции $\vec{\Omega}$ на плоскость, перпендикулярную $\vec{r}^*$. Если $\tau_0 \rightarrow \infty$, то для величины $I_2(\dots)$ имеет место асимптотика

$$I_2(\tau_0 - 0, |\mu|) = I^*(\tau_0 - 0, |\mu|) + 2\tau_1 I^{**}(\tau_0 - 0, |\mu|) + \\ + O(\tau_1 \tau_0 \exp(-2\tau_0)), \quad \tau_0 \rightarrow \infty, \quad (20)$$

которая вытекает из формул (10), (12) и определения $I_2(\dots)$ (в (20) параметр τ_1 тоже может стремиться к ∞ ; величина $I^{**}(\dots)$ определяется

формулой (12)). Из (19), (20) можно получить целый ряд асимптотик для A . Например, для случая точечного изотропного импульсного источника, расположенного в центре симметрии оболочки, из (19), (20) с учетом (10), (12) получаем при $x = \text{const}$ следующую формулу:

$$i^* \approx A = \frac{1}{v^2} \left[\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \left(\frac{3}{2} + x\right) \tau_0^2 + \left(\frac{3}{2} b + x \frac{b}{2} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2x \int_{-1}^1 \mu_1^2 G_{-}^*(\tau_0 - 0, 1, \tau_0, \mu_1, 1) d\mu_1 \right) \tau_0 \right] + O(1/v^2), \quad (21)$$

$$\tau_0 \rightarrow \infty.$$

Хотя в данной статье рассматривался только случай консервативного рассеяния, предложенная схема рассуждений позволяет получить аналогичные результаты и при $\lambda < 1$.

В заключение авторы выражают признательность Э. П. Зеге за полезное обсуждение результатов работы.

Белорусский политехнический институт
Институт физики АН БССР

ON THE ASYMPTOTIC FORMULAE OF INTERNAL RADIATION FIELDS IN PLANE-PARALLEL MEDIA AND THEIR APPLICATION TO CALCULATION OF AVERAGE DURATIONS OF THE LAYER AND SPHERICAL SHELL LUMINOSITY

N. N. ROGOVTSOV, A. M. SAMSON

An explicit analytical expression is obtained for the radiation intensity in a homogeneous conservative scattering plane-parallel layer which is restricted by arbitrary underlying surfaces and contains arbitrary inner sources. This expression connects the above intensity with the radiation field characteristics at the medium boundaries. The layer radiation intensity in the absence of underlying surfaces is expressed in terms of diffusive reflection and transmission coefficients. A new method is proposed for deriving asymptotic formulae for radiation field characteristics in an optically thick plane-parallel medium with arbitrary sources. Asymptotic expressions for average durations of the layer and spherical shell luminosity are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Изд-во АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
2. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ М., 1956.
4. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Физматгиз, М., 1972.
5. Н. В. Коновалов, Препринт ИГиМ АН СССР, № 65, 1974.
6. Н. Н. Розовцов, Ж. прикл. спектр., 21, 517, 1974.
7. Н. Н. Розовцов, А. М. Самсон, Препринт ИФ АН БССР, № 91, 1975.
8. Н. Н. Розовцов, А. М. Самсон, Ж. прикл. спектр., 25, 512, 1976.
9. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 12, 451, 1976.
10. В. В. Иванов, Е. В. Волков, Уч. зап. ЛГУ, № 400, вып. 57, 3, 1978.
11. Н. Н. Розовцов, Изв. АН СССР, ФАО, 18, 244, 1980.
12. Н. Н. Розовцов, Ж. прикл. спектр., 34, 335, 1981.
13. Н. Н. Розовцов, ДАН БССР, 25, 420, 1981.
14. Э. Х. Даниелян, Астрофизика, 19, 711, 1983.
15. Н. Н. Розовцов, Кандидатская диссертация, ИФ АН БССР, 1976.
16. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Физматгиз, М., 1967.
17. В. В. Соболев, ДАН СССР, 273, 573, 1983.
18. J. R. Mika, Nucl. Sci. Eng., 11, 415, 1961.
19. К. Кейз, П. Цвайфель, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
20. Н. Н. Розовцов, Ж. прикл. спектр., 35, 1044, 1981.
21. О. В. Пикичян, ДАН СССР, 273, 861, 1983.
22. Т. А. Гермогенова, ЖВМ и МФ, 1, 1001, 1961.
23. О. В. Пикичян, Астрофизика, 18, 351, 1980.
24. В. В. Соболев, Астрофизика, 20, 123, 1984.
25. В. В. Соболев, Астрофизика, 2, 135, 1966; 3, 137, 1967.
26. А. М. Самсон, Ж. прикл. спектр., 9, 603, 1968.
27. И. Л. Кацев, ДАН БССР, 8, 118, 1969.
28. Д. И. Назиерер, Астрофизика, 8, 353, 1972.
29. Н. Н. Розовцов, А. М. Самсон, Астрофизика, 11, 439, 1975.

УДК: 521.14

СТАЦИОНАРНЫЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧЕСКИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ПОЛЯ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

О. А. ГРИГОРЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 11 ноября 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Рассмотрены стационарные аксиально-симметрические поля в рамках биметрической теории тяготения Розена. Вне распределения масс найдены аналитические решения в квадратичном по угловой скорости вращения приближении. Предложен метод нахождения метрики внутри распределения масс и определения внутренней структуры и интегральных параметров вращающихся объектов, состояние вещества в которых описывается однопараметрическим уравнением.

1. Уравнения Розена для аксиально-симметрических полей. Искривленное пространство — временное многообразие при наличии стационарно вращающейся материи относительно инерциальных систем отсчета, очевидно, обладает аксиальной симметрией. Коэффициенты метрического тензора, определяющего такое многообразие, зависят только от двух координат r и θ и угловой скорости вращения $\Omega = d\varphi/dx^0$

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(r, \theta, \Omega). \quad (1.1)$$

Метрику плоского пространства выберем следующим образом [1] ($c = G = 1$):

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (1.2)$$

что означает выбор инерциальной системы отсчета, начало координат которой находится в центре конфигурации. Соответственно, метрика искривленного пространства будет

$$ds^2 = e^{2\Phi} dt^2 - e^{2\psi} dr^2 - r^2[e^{2\mu}(d\theta + \nu dr)^2 + e^{2\alpha} \sin^2\theta(d\varphi + \omega dt)^2]. \quad (1.3)$$

Очевидно, что все компоненты метрического тензора, кроме ω , зависят от четных, а ω — от нечетных степеней Ω . Задача состоит в определении компонентов метрического тензора $g_{\mu\nu}$ внутри и вне распределения масс.

Уравнения Розена запишем в виде

$$N_{\mu}^{\nu} = -8\pi k \left(T_{\mu}^{\nu} - \frac{1}{2} T \delta_{\mu}^{\nu} \right), \quad (1.4)$$

где T_{μ}^{ν} — тензор энергии-импульса:

$$T_{\mu}^{\nu} = (\rho + P) u_{\mu}^{\nu} - P \delta_{\mu}^{\nu}. \quad (1.5)$$

P — давление, ρ — плотность, u^{μ} — 4-скорость материи. Компоненты N_{μ}^{ν} для метрик (1.2) и (1.3) приведены в работе [1]. В случае аксиальной симметрии из компонентов вектора 4-скорости отличны от нуля только u^0 и u^3 , причем [2]

$$u^3 = \Omega u^0, \quad (1.6)$$

$$u^0 = [e^{2\psi} - r^2 e^{2\alpha} \sin^2 \theta (\omega + \Omega)^2]^{-1/2}. \quad (1.7)$$

Так как система уравнений (1.4) неполна, к ней надо добавить уравнение состояния вещества и уравнения гидродинамического равновесия

$$T_{\mu\nu}^{\cdot} = 0, \quad (1.8)$$

которые, как известно, в теории Розена не являются следствием (1.4). Итак, полная система уравнений, позволяющая найти все функции, описывающие гравитационное поле, которое обладает аксиальной симметрией, такова:

$$\begin{aligned} N_0^0 &= -4\pi k (\rho + 3P) - 8\pi k r^2 e^{2\alpha-2\psi} \Omega (\omega + \Omega) (\rho + P) \sin^2 \theta; \\ N_1^1 &= 4\pi k (\rho - P), \quad N_2^2 = 4\pi k (\rho - P); \\ N_3^3 &= 4\pi k (\rho - P) + 8\pi k r^2 e^{2\alpha-2\psi} \Omega (\omega + \Omega) (\rho + P) \sin^2 \theta; \\ N_3^0 &= 8\pi k r^2 e^{2\alpha-2\psi} (\omega + \Omega) (\rho + P) \sin^2 \theta; \\ N_1^2 &= 0; \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$M(r, \theta) \equiv \int \frac{dP}{\rho + P} = -\Phi - \frac{1}{2} \ln (1 - r^2 e^{2\alpha-2\psi} (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta) + C;$$

$$P = P(\rho),$$

где $k = e^{\mu+\alpha+\Phi+\psi}$. В системе (1.9) введено обозначение $M = \int dP/(\rho + P)$, а уравнение непрерывности написано в интегральном виде, где C — постоянная интегрирования.

2. *Приближение Ω^2 .* Поставленную задачу удастся решить только методом теории возмущений. Малым параметром разложения служит безразмерная величина $\beta = \Omega^2/8\pi\rho_c$ (ρ_c — плотность вещества в центре конфигурации), малость которой обусловлена отношением энергии вращения конфигурации к ее собственной энергии (очевидно, что это отношение меньше единицы). Тогда функции, входящие в $\mathcal{L}_\mu$, можно представить в виде

$$\begin{aligned}\psi &= \psi^0 + \beta f; & \Phi &= \Phi^0 + \beta \varphi; & v &= \beta \zeta; \\ u &= \psi^0 + \beta u; & \alpha &= \psi^0 + \beta v; & \omega &= \sqrt{\beta} q,\end{aligned}\quad (2.1)$$

где f, u, φ, v, ζ и q — функции r и θ , а ψ^0 и Φ^0 зависят только от r , так как соответствуют сферической задаче. Подобным же образом давление, плотность и функцию $M(r, \theta)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned}P' &= P_0 + \beta P, & \rho' &= \rho_0 + \beta \rho, \\ M(r, \theta) &= m(r) + \beta N(r, \theta)\end{aligned}\quad (2.2)$$

и здесь ρ_0, P_0 и $m(r)$ — величины, соответствующие статически-сферическому распределению масс.

Подставляя (2.1) и (2.2) в (1.9), получим систему уравнений во втором приближении теории возмущений.

$$\begin{aligned}\Delta\varphi - \frac{q^2 r^2}{2} e^{2\psi^0 - 2\Phi^0} \left(\frac{q_1}{q_0} + \frac{1}{r} \right)^2 \sin^2 \theta + q^2 e^{2\psi^0 - 2\Phi^0} \\ \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right) + 12 \pi e^{3\psi^0 + \Phi^0} K(r) (\rho_0 + P_0) \sin^2 \theta = \\ = -4\pi e^{\Phi^0 + 3\psi^0} (\rho_0 + 3P_0) \left[\varphi + f + u + v + \frac{\rho + 3P}{\rho_0 + 3P_0} \right];\end{aligned}\quad (2.3)$$

$$\begin{aligned}-\Delta f + \frac{2}{r^2} (2f - u - v) + \frac{2}{r} (\zeta_2 + \zeta \operatorname{ctg} \theta) - \frac{q^2}{2} e^{2\psi^0 - 2\Phi^0} \sin^2 \theta = \\ = 4\pi e^{\Phi^0 + 3\psi^0} (\rho_0 + P_0) \left[\varphi + f + u + v + \frac{\rho - P}{\rho_0 - P_0} \right];\end{aligned}\quad (2.4)$$

$$\begin{aligned}\Delta(u + v) + \frac{2}{r^2} (2f - u - v) + \frac{2}{r} (\zeta_2 + \zeta \operatorname{ctg} \theta) + \\ + q^2 e^{2\psi^0 - 2\Phi^0} \cos^2 \theta + 12 \pi (\rho_0 + P_0) K(r) e^{\Phi^0 + 3\psi^0} \sin^2 \theta + \\ + \frac{r^2 q^2}{2} e^{2\psi^0 - 2\Phi^0} \sin^2 \theta \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 = \\ = -8\pi e^{\Phi^0 + 3\psi^0} (\rho_0 - P_0) \left[\varphi + f + u + v + \frac{\rho - P}{\rho_0 - P_0} \right];\end{aligned}\quad (2.5)$$

$$\Delta(u-v) - \frac{4}{r^2}(u-v) \operatorname{ctg}^2 \theta + \frac{2}{r}(\zeta_2 - \zeta \operatorname{ctg}^2 \theta) -$$

$$- \frac{2}{r}(u-v) - \frac{r^2 q^2}{2} e^{2\psi - 2\Phi} \sin^2 \theta \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 =$$

$$= 12\pi e^{\Phi + 3\psi} K(r) (\rho_0 + P_0) \sin^2 \theta; \quad (2.6)$$

$$\frac{2}{r}(u_2 - f_2) - \frac{2}{r^2}(u-v) \operatorname{ctg} \theta - \frac{1}{2} \left(\zeta_{11} + \frac{4}{r} \zeta_1 - \frac{2\zeta}{r^2} \right) -$$

$$- \frac{1}{2r^2} \left(\zeta_{22} + \zeta_2 \operatorname{ctg} \theta - \frac{\zeta}{\sin^2 \theta} \right) - \frac{q^2}{4r} e^{2\psi - 2\Phi} \sin 2\theta = 0; \quad (2.7)$$

$$N = -\varphi + \frac{1}{2} r^2 e^{2\psi - 2\Phi} (q + \sqrt{8\pi\rho_C})^2 \sin^2 \theta + C_1, \quad (2.8)$$

где введены обозначения $\partial f / \partial r = f_1$ и $\partial f / \partial \theta = f_2$,

$$K(r) = \frac{2}{3} r^2 e^{2\psi - 2\Phi} (q + \sqrt{8\pi\rho_C})^2, \quad (2.9)$$

а также постоянная, входящая в (1.9), переобозначена

$$C = C_0 + \beta C_1.$$

Вместо функций u и v взяты их комбинации для обеспечения разделения переменных.

Решения полученной системы уравнений ищем в виде

$$\varphi = \sum \varphi^l(r) P_l(\cos \theta); \quad f = \sum f^l(r) P_l(\cos \theta);$$

$$\rho = \sum \rho^l(r) P_l(\cos \theta); \quad P = \sum P^l(r) P_l(\cos \theta); \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{2}(u+v) = \sum u^l(r) P_l(\cos \theta); \quad N = \sum N^l(r) P_l(\cos \theta);$$

$$\frac{1}{2}(u-v) = \sum \chi^l(r) P_l^{(2)}(\cos \theta); \quad \zeta = \sum \zeta^l(r) P_l^{(1)}(\cos \theta),$$

где $P_l(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра, а $P_l^{(m)}(\cos \theta)$, $m = 1, 2$ — присоединенные полиномы Лежандра. Подставляя (2.10) в уравнения (2.3) — (2.8), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения искомых функций.

$$\Delta_l \varphi^l = \frac{2}{3} q^2 e^{2\psi - 2\Phi} \left(\delta_{0l} + \frac{1}{2} \delta_{2l} \right) + \left[\frac{q^2 r^2}{3} e^{2\psi - 2\Phi} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + 8\pi e^{q_0+3\varphi_0} K(r) (\rho_0 + P_0) \Big] (\delta_{0l} - \delta_{2l}) + \\
& + 4\pi e^{q_0+3\varphi_0} (\rho_0 + 3P_0) \left(\varphi^l + f^l + 2u^l + \frac{\rho^l + 3P^l}{\rho_0 + 3P_0} \right); \quad (2.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta_l f^l - \frac{4}{r^2} (f^l - u^l) + \frac{2}{r} l(l+1) \zeta^l + \frac{q^2}{3} e^{2\varphi_0-2\Phi_0} (\delta_{l0} - \delta_{l2}) = \\
= -4\pi e^{q_0+3\varphi_0} (\rho_0 - P_0) \left(\varphi^l + f^l + 2u^l + \frac{\rho^l - P^l}{\rho_0 - P_0} \right); \quad (2.12)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta_l u^l + \frac{4}{r^2} (f^l - u^l) - \frac{1}{r} l(l+1) \zeta^l + \left[\frac{q^2 r^2}{6} e^{2\varphi_0-2\Phi_0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 + \right. \\
\left. + 4\pi K(r) e^{q_0+3\varphi_0} (\rho_0 + P_0) \right] (\delta_{0l} + \delta_{2l}) + \frac{q^2}{3} e^{2\varphi_0-2\Phi_0} \left(\frac{1}{2} \delta_{0l} - \delta_{2l} \right) = \\
= -4\pi e^{q_0+3\varphi_0} (\rho_0 + P_0) \left(\varphi^l + f^l + 2u^l + \frac{\rho^l - P^l}{\rho_0 - P_0} \right); \quad (2.13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{2}{r^3} (u^l - f^l) - \frac{2}{r^3} (l-1)(l+2) \chi^l - \frac{1}{2} \left(\zeta_{11}^l + \frac{4}{r} \zeta_1^l - \frac{2+l(l+1)}{r^2} \zeta^l \right) = \\
= -\frac{q^2}{6r} e^{2\varphi_0-2\Phi_0} \delta_{l2}, \quad (l \geq 1); \quad (2.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta_l \chi^l + \frac{2}{r^2} \chi^l + \frac{1}{r} \zeta^l = \frac{r^2 q^2}{12} e^{2\varphi_0-2\Phi_0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 \delta_{l2} + \\
+ 2\pi e^{q_0+3\varphi_0} K(r) (\rho_0 + P_0) \delta_{l2}, \quad (l \geq 2); \quad (2.15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N^l = -\varphi^l + \frac{1}{2} K(r) (\delta_{l0} - \delta_{l2}) + C_1 \delta_{l0}; \\
\Delta_l \equiv \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (2.16)
\end{aligned}$$

3. *Решения уравнений поля вне распределения масс.* Согласно (2.1) вне сферически-симметрического распределения масс от нуля отличны лишь два компонента метрического тензора, которые имеют вид [3]

$$\Phi^0 = -\frac{M}{r}, \quad \psi^0 = \frac{M'}{r}. \quad (3.1)$$

Первое приближение по угловой скорости позволяет определить функцию

$$q = \frac{c_1}{r^3} F\left(2, 4, -\frac{2(M+M')}{r}\right) = c_1 y e^y \left(\operatorname{ch} y - \frac{\operatorname{sh} y}{y}\right), \quad (3.2)$$

где $F(\alpha, \beta, \gamma)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, а $y = (M+M')/r = m/r$. M , M' и c_1 — постоянные интегрирования [4].

Во втором по угловой скорости приближении имеем следующую систему уравнений:

$$\Delta_l \varphi^l = \frac{2}{3} q^2 e^{2\psi_0 - 2\psi_0} \left(\delta_{0l} + \frac{1}{2} \delta_{l2} \right) + \frac{q^2 r^2}{3} e^{2\psi_0 - 2\psi_0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 (\delta_{0l} - \delta_{2l}); \quad (3.3)$$

$$\Delta_l f^l - \frac{4}{r^2} (f^l - u^l) + \frac{2l(l+1)}{r} \zeta^l + \frac{q^2}{3} e^{2\psi_0 - 2\psi_0} (\delta_{l0} - \delta_{l2}) = 0; \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \Delta_l u^l + \frac{2}{r^2} (f^l - u^l) - \frac{l(l+1)}{r} \zeta^l + \frac{q^2 r^2}{6} e^{2\psi_0 - 2\psi_0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 (\delta_{0l} - \delta_{2l}) + \\ + \frac{q^2}{3} e^{2\psi_0 - 2\psi_0} \left(\frac{1}{2} \delta_{l0} + \delta_{2l} \right) = 0; \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{r^3} (u^l - f^l) - \frac{2}{r^3} (l-1)(l+2) \chi^l - \frac{1}{2} \left(\zeta_{11}^l + \frac{4}{r} \zeta_1^l - \right. \\ \left. - \frac{2+l(l+1)}{r^2} \zeta^l \right) = -\frac{q^2}{6r} e^{2\psi_0 - 2\psi_0} \delta_{l2}, \quad (l \geq 1); \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\Delta_l \chi^l + \frac{2}{r^2} \chi^l + \frac{1}{r} \zeta^l = \frac{r^2 q^2}{12} e^{2\psi_0 - 2\psi_0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 \delta_{l2}, \quad (l \geq 2). \quad (3.7)$$

Вследствие симметрии конфигурации относительно экваториальной плоскости от нуля отличны только те функции φ^l , f^l , u^l и χ^l , индексы которых имеют четные значения. Что касается функций ζ^l , то они могут быть отличны от нуля и в случае нечетных значений l . В частном случае для $l=1$ уравнение (1.4) дает

$$\zeta_{11}^1 + \frac{4}{r} \zeta_1^1 - \frac{4}{r^2} \zeta^1 = 0. \quad (3.8)$$

Решения, удовлетворяющие данному уравнению и условиям конечности на бесконечности и в центре конфигурации следующие:

$$\zeta_{\text{out}}^1 = Ar, \quad \zeta_{\text{in}}^1 = B/r^4.$$

Из условий непрерывности ζ^1 и первой производной на границе $AR_0^4 = B/R_0$, $4AR_0^3 = -B/R_0^2$ следует, где $A = B = 0$, так как детер-

минант этой однородной системы отличен от нуля. Таким же образом можно доказать, что $\zeta^l = 0$ для любых нечетных l .

Для четных значений $l > 2$ искомые функции тождественно равняются нулю из-за линейности и однородности уравнений. Итак, задача сводится к интегрированию системы (3.3)–(3.7) для $l = 0$ и 2. При $l = 0$ в качестве неизвестных функций удобно брать следующие φ^0 , $X = \varphi^0 + f^0 + 2u^0$, $Y = f^0 - u^0$. Решения соответствующих уравнений, удовлетворяющих граничным условиям, следующие:

$$X_{\text{out}} = b_0 y;$$

$$\varphi_{\text{out}}^0 = a_0 y + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(1 - \frac{2}{y} + \frac{1}{2y^2} \right) + 1 + \frac{2}{y} - \frac{1}{y^2} + \frac{e^{-2y}}{2y^3} \right]; \quad (3.9)$$

$$Y_{\text{out}} = -3a_0 y^3 + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(\frac{5}{8y^3} - \frac{1}{y} + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2y} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2y^3} - \frac{e^{-2y}}{8y^3} \right];$$

a_0 , α_0 и b_0 — постоянные интегрирования.

В случае $l = 2$ удобно выбрать следующие комбинации:

$$A = \varphi^2 + f^2 + 2u^2; \quad B = f^2 - u^2.$$

$$F = \zeta^2 r, \quad (3.10)$$

$$\Gamma = B - 2F + 2\chi^2.$$

Из системы (2.11)–(2.16) следует, что

$$\Delta_2 \Gamma - \frac{14}{r^2} \Gamma = 0. \quad (3.11)$$

Это уравнение выполняется всюду, и внутри и вне конфигурации, и соответственно имеет следующие решения:

$$\Gamma_{\text{in}} = C_3 r^4, \quad \Gamma_{\text{out}} = C/r^5. \quad (3.12)$$

Из условий непрерывности на границе распределения масс следует, что $C = C_3 = 0$, так как детерминант

$$\begin{vmatrix} R^4 & -1/R^5 \\ 4R^3 & 5/R^6 \end{vmatrix} = 9/R^2 \neq 0,$$

где R — радиус конфигурации. Следовательно

$$\Gamma = B - 2F + 2\chi^2 \equiv 0 \quad (3.13)$$

или

$$2F = B + 2k^2.$$

Итак, для оставшихся функций имеем

$$\begin{aligned} A_{\text{out}} &= b_2 y^3, \\ \varphi_{\text{out}}^2 &= a_2 y^3 - \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(1 - \frac{2}{y} + \frac{5}{4y^2} \right) + 1 - \frac{1}{y} - \frac{1}{y^2} - \frac{e^{-2y}}{4y^2} \right], \\ B_{\text{out}} - 6k_{\text{out}}^2 &= (a_1 - a_2) y^3 + \varphi_{\text{out}}^2, \\ B_{\text{out}} + 6k_{\text{out}}^2 &= b_1 y + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(1 - \frac{2}{y} + \frac{1}{2y^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + 1 + \frac{2}{y} - \frac{1}{y^2} + \frac{e^{-2y}}{2y^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Таким образом, вне распределения масс искомые функции имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{out}}^1 &= a_0 y + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(1 - \frac{2}{y} + \frac{1}{2y^2} \right) + 1 + \frac{2}{y} - \frac{1}{y^2} + \frac{e^{-2y}}{2y^2} \right], \\ u_{\text{out}}^0 &= \frac{b_0 - a_0}{3} y + a_0 y^3 + \frac{c_1^2 m^2}{144} \left[e^{2y} \left(\frac{1}{8y^2} + \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2y^2} - \frac{5}{2y} - \frac{1}{2} - \frac{5e^{-2y}}{8y^2} \right], \\ f_{\text{out}}^0 &= \frac{b_0 - a_0}{3} y - 2a_0 y^3 - \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{c_1^2 m^2}{144} \left[e^{2y} \left(\frac{7}{4y^2} - \frac{4}{y} + 2 \right) - \frac{2}{y^2} + \frac{1}{y} + 2 + \frac{e^{-2y}}{4y^2} \right], \\ \varphi_{\text{out}}^1 &= a_2 y^3 - \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(1 - \frac{2}{y} + \frac{5}{4y^2} \right) + 1 - \frac{1}{y} - \frac{1}{y^2} - \frac{e^{-2y}}{4y^2} \right], \\ f_{\text{out}}^2 &= \frac{1}{3} (b_2 - a_2 + a_1) y^3 + \frac{b_1}{3} y + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[-\frac{e^{2y}}{4y^2} + \frac{1}{y} + \frac{e^{-2y}}{4y^2} \right], \\ u_{\text{out}}^2 &= \frac{1}{3} \left(b_2 - a_2 - \frac{a_1}{2} \right) y^3 - \frac{b_1}{6} y + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{y} + \frac{3}{4y^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} - \frac{1}{y} - \frac{1}{2y^2} - \frac{e^{-2y}}{4y^2} \right], \end{aligned}$$

$$\gamma_{out}^2 = \frac{b_1}{12} y - \frac{a_1}{12} y^3 + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[e^{2y} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2y} + \frac{1}{4y^2} \right) + \frac{1}{4} - \frac{1}{4y^2} \right],$$

$$F_{out} = \frac{1}{3} b_1 y + \frac{1}{6} a_1 y^3 + \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[-\frac{e^{2y}}{4y^3} + \frac{1}{y} + \frac{e^{-2y}}{4y^3} \right],$$

$$b_1 = \frac{c_1^2 m^2}{24}.$$

4. Метод решения задачи внутри конфигурации. В результате интегрирования соответствующей системы уравнений внутри распределения масс возникают новые постоянные, значения которых вместе с постоянными, входящими во внешнее решение, определяются из условия непрерывности коэффициентов метрического тензора и их первых производных на границе конфигурации. Последняя определяется из условия $\rho(R) = 0$.

Разложим R по малому параметру β и по полиномам Лежандра. В исследуемом нами приближении получим

$$R = R_0 + \beta \sum d^l P_l(\cos \theta), \quad (4.1)$$

где R_0 — радиус конфигурации в случае сферической симметрии. Подставляя (4.1) в определение границы, получим

$$\rho(R) = \rho(R_0 + \beta \sum d^l P_l) = \rho(R_0) + \beta \frac{d^l}{d\kappa} \sum d^l P_l = 0.$$

Используя разложение (2.10) для ρ и условие $\rho(R_0) = 0$, находим

$$\rho^l(R_0) + d^l \frac{d\rho_0}{dR} \Big|_{R=R_0} = 0$$

или

$$d^l = - \frac{\rho^l(R_0)}{d\rho_0/dR \Big|_{R=R_0}}. \quad (4.2)$$

Заметим, что подстановка разложения (4.1) в условия непрерывности метрических коэффициентов и их производных на границе $R(\theta)$ приводит к тому, что функции $\varphi^0, u^0, f^0, \varphi^3, u^3, f^3, \chi^2$ и F сшиваются на сфере с радиусом R_0 .

Как показано в работе [2], между ρ^l и N^l , P^l и N^l существует определенная связь:

$$\begin{aligned} P^l &= (\rho_0 + P_0) N^l, \\ \rho^l &= \frac{d\rho_0}{dP_0} (\rho_0 + P_0) N^l. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Используя обозначения $\varphi^0 + f^0 + 2n^0 = X$, $f^0 - u^0 = Y$, $\varphi^0 - C_1 = Z$, (3.10), а также соотношения (4.3) и

$$F = \frac{1}{2} (B + 2N^3), \quad (4.4)$$

$$N^0 = -\varphi^0 + \frac{1}{2} K(r) + C_1, \quad (4.5)$$

$$N^2 = -\varphi^2 - \frac{1}{2} K(r), \quad (4.6)$$

для новых неизвестных получим следующие системы уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta_0 X - 8\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (3P_0 - \rho_0) X + 8\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 + P_0) \\ \left(3 - \frac{d\rho_0}{dP_0}\right) Z = 4\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 + P_0) \left(3 - \frac{d\rho_0}{dP_0}\right) K(r); \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \Delta_0 Z + 4\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 + P_0) \left(3 + \frac{d\rho_0}{dP_0}\right) Z - 4\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} \\ (\rho_0 + 3P_0) X = \frac{2}{3} q^2 e^{2\varphi^0 - 2\Phi^0} + \frac{q^2 r^2}{3} e^{3\varphi^0 - 3\Phi^0} \\ \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r}\right)^2 + 2\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} K(r) (\rho_0 + P_0) \left(7 + \frac{d\rho_0}{dP_0}\right); \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \Delta_2 A + 8\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 - 3P_0) A - 8\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 + P_0) \\ \left(\frac{d\rho_0}{dP_0} - 3\right) \varphi^2 = \frac{1}{2} K(r) \left(\frac{d\rho_0}{dP_0} - 3\right) 8\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 + P_0); \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \Delta_2 \varphi^2 - 4\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 - 3P_0) A + 4\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} (\rho_0 + P_0) \\ \left(\frac{d\rho_0}{dP_0} + 3\right) \varphi^2 = -2\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} K(r) (\rho_0 + P_0) \left(\frac{d\rho_0}{dP_0} + 7\right) + \\ + \frac{q^2}{3} e^{2\varphi^0 - 2\Phi^0} - \frac{q^2 r^2}{3} e^{2\varphi^0 - 2\Phi^0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r}\right)^2. \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \Delta_0 Y - \frac{6}{r^2} Y = \frac{q^2}{6} e^{2\varphi^0 - 2\Phi^0} - \frac{q^2 r^2}{6} e^{2\varphi^0 - 2\Phi^0} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r}\right)^2 - \\ - 4\pi e^{\Phi^0 + 3\varphi^0} K(r) (\rho_0 + P_0); \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\Delta_2(B - 6\chi^2) = \frac{2}{3} q^2 e^{2\varphi_0 - 2\varphi} - \frac{2q^2 r^2}{3} e^{2\varphi_0 - 2\varphi} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 - 16\pi K(r) e^{4\varphi_0 + 3\varphi} (\rho_0 + P_0); \quad (4.12)$$

$$\Delta_0(B + 6\chi^2) = \frac{2}{3} q^2 e^{2\varphi_0 - 2\varphi} + \frac{1}{3} q^2 r^2 e^{2\varphi_0 - 2\varphi} \left(\frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2 + 8\pi K(r) e^{4\varphi_0 + 3\varphi} (\rho_0 + P_0). \quad (4.13)$$

Уравнения (4.11), (4.12) и (4.13) интегрируются независимо, а (4.7) с (4.8) и (4.9) с (4.10) составляют системы для двух неизвестных функций в каждой. Для интегрирования этих уравнений используем их линейность.

Решения для (4.11), (4.12) и (4.13) ищем в виде

$$Y = \tilde{Y} + C_0 r^2, \quad (4.14)$$

$$B - 6\chi^2 = \tilde{G} + C_5 r^2, \quad (4.15)$$

$$B + 6\chi^2 = \tilde{H} + C_6. \quad (4.16)$$

$\tilde{Y}$, $\tilde{G}$, $\tilde{H}$ — частные решения неоднородных уравнений соответственно. В окрестности центра конфигурации функции Y , $B - 6\chi^2$, $B + 6\chi^2$ ведут себя как

$$Y \simeq \text{const } r^2; \quad B - 6\chi^2 \simeq \text{const } r^2; \quad B + 6\chi^2 \simeq \text{const}. \quad (4.17)$$

Следовательно, начальные условия можно выбрать следующим образом:

$$\tilde{Y} \simeq r^2; \quad \tilde{G} \simeq r^2; \quad \tilde{H} \simeq 0. \quad (4.18)$$

Из условия сшивки решений (4.14), (4.15) и (4.16) на радиусе сферической конфигурации следует

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{2y_0}{5m} \left[\frac{6y_0}{m} (Y_0 - \tilde{Y}) + Y'_0 - \tilde{Y}' \right], \\ x_0 &= \frac{m}{30y_0^4} \left[\frac{4y_0}{m} (Y_0 - \tilde{Y}) - Y'_0 + \tilde{Y}' \right], \\ C_5 &= \frac{3}{5R_0^3} \left[2\varphi_0 - \tilde{G} + \frac{R_0}{3} (2\varphi'_0 - \tilde{G}') \right], \\ a_1 &= \frac{8R_0^3}{m^3} [(2\varphi'_0 - \tilde{G}') R_0 - 4\varphi_0 + 2\tilde{G}], \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$C_6 = R_0 (\xi'_0 - \tilde{H}') + \xi_0 - \tilde{H}, \quad b_1 = \frac{2R_0^2}{m} (\xi'_0 - \tilde{H}').$$

Здесь введены обозначения

$$\varphi_0(r) \equiv \varphi_{\text{out}}^2 - a_2 y^2 = \frac{1}{2} (B_{\text{out}} - 6\chi_{\text{out}}^2 - a_2 y^2),$$

$$\xi_0(r) \equiv \varphi_{\text{out}}^0 - a_0 y = B_{\text{out}} + 6\chi_{\text{out}}^2 - b_1 y,$$

$$Y_0(r) \equiv Y_{\text{out}} + 3a_0 y^3,$$

$$y_0 = \frac{m}{2R_0}.$$

штрих обозначает производную по r .

Чтобы определить остальные постоянные, рассмотрим системы (4.7)—(4.8) и (4.9)—(4.10). Так как в этих системах неизвестные функции X , Z и A , φ^2 не разделяются, но системы линейны, то решения можно представить в виде

$$Z = \tilde{Z} + C_2 Z^{(0)},$$

$$X = \bar{X} + C_3 X^{(0)}, \quad (4.20)$$

$$A = \tilde{A} + C_3 A^{(1)} + C_4 A^{(2)},$$

$$\varphi^2 = \tilde{\varphi} + C_3 \varphi^{2(1)} + C_4 \varphi^{2(2)}. \quad (4.21)$$

Поведение этих функций вблизи нуля следующее:

$$\begin{aligned} A &\simeq \text{const } r^2, & \varphi^2 &\simeq \text{const } r^2, \\ Z &\simeq \text{const } r^2, & X &\simeq \text{const}. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Заметим, что если в системе (4.21) введены две постоянные C_3 и C_4 и соответственно две пары решений однородных уравнений с определенными начальными условиями, соответствующих уравнениям (4.9)—(4.10) — $(A^{(1)}, \varphi^{2(1)})$ и $(A^{(2)}, \varphi^{2(2)})$, то в (4.20) введение еще одной постоянной излишне, так как $Z(0) = 0$ уже определено из (4.5) и $N^0(0) = 0$.

Начальные условия, определенные поведениями (4.22) вблизи нуля и уравнениями (4.7)—(4.10) в окрестности нуля, могут быть выбраны таким образом:

$$\begin{aligned} \tilde{Z} &\simeq 0; & Z^{(0)} &\simeq \frac{4\pi}{6} e^{\varphi_0(0) + 3\chi_0(0)} (\rho_0(0) + 3P_0(0)) r^2; \\ \bar{X} &\simeq 0; & X^{(0)} &\simeq 1 + \frac{8\pi}{6} e^{\varphi_0(0) + 3\chi_0(0)} (3P_0(0) - \rho_0(0)) r^2; \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\bar{A} \simeq 0, \quad A^{(1)} \simeq r^2; \quad A^{(2)} \simeq 0;$$

$$\bar{\varphi}^2 \simeq 0, \quad \varphi^{2(1)} \simeq 0; \quad \varphi^{2(2)} \simeq r^2.$$

Условия непрерывности этих функций на радиусе R_0 даются системами алгебраических линейных уравнений, решение которых дает

$$C_2 = -\frac{2y_0\tilde{X} - m\tilde{X}'}{2y_0X^{(0)} - mX^{(0)'}};$$

$$b_0 = -\frac{X^{(0)}\tilde{X} - X^{(0)'}\tilde{X}}{\frac{2y_0}{m}X^{(0)} - X^{(0)'}y_0},$$

$$a_0 = \frac{m}{2y_0^2} [\xi_0' - \tilde{Z}' - C_2Z^{(0)'}],$$

$$C_1 = \xi_0 - \tilde{Z} + C_2Z^{(2)} + a_0y_0,$$

$$a_2 = \frac{1}{y_0^3} [C_3\varphi^{2(1)} + C_4\varphi^{2(2)} - \varphi_0 + \tilde{\varphi}^{(2)}],$$

$$b_2 = \frac{1}{y_0^3} [C_3A^{(1)} + C_4A^{(2)} + \tilde{A}],$$

$$C_3 = \left\{ \left(\frac{6y_0}{m} A^{(2)} + A^{(2)'} \right) \left[\frac{6y_0}{m} (\varphi_0 - \tilde{\varphi}^2) + \varphi_0' - \tilde{\varphi}^{2'} \right] + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{6y_0}{m} \tilde{A} + \tilde{A}' \right) \left(\frac{6y_0}{m} \varphi^{2(2)} + \varphi^{2(2)'} \right) \right\} / \delta;$$

$$C_4 = - \left\{ \left(\frac{6y_0}{m} \tilde{A} + \tilde{A}' \right) \left(\frac{6y_0}{m} \varphi^{2(1)} + \varphi^{2(1)'} \right) + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{6y_0}{m} A^{(1)} + A^{(1)'} \right) \left[\frac{6y_0}{m} (\varphi_0 - \tilde{\varphi}^2) + \varphi_0' - \tilde{\varphi}^{2'} \right] \right\} / \delta;$$

$$\delta = \left(\frac{6y_0}{m} A^{(2)} + A^{(2)'} \right) \left(\frac{6y_0}{m} \varphi^{2(1)} + \varphi^{2(1)'} \right) -$$

$$- \left(\frac{6y_0}{m} A^{(1)} + A^{(1)'} \right) \left(\frac{6y_0}{m} \varphi^{2(2)} + \varphi^{2(2)'} \right).$$

Определения этих постоянных дает возможность определить физические величины, характеризующие конфигурацию, такие, как добавки к массам и квадрупольный момент.

Ереванский государственный
университет
Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

STATIONARY AXIAL-SYMMETRIC GRAVITATIONAL FIELDS IN THE BIMETRIC THEORY

H. A. GRIGORIAN, E. V. CHUBARIAN

Stationary axial-symmetric gravitational fields in terms of the Rosen bimetric theory of gravitation are considered. The analytical vacuum solutions in quadratic angular velocity approximation are found. The method of finding the metric within the mass distribution and the determination of internal structure and integral parameters of rotating objects have been suggested. The state of matter in the objects is described by a parametric equation.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Papoyan, A. V. Sarkissian, E. V. Chubarian, *Astrophys. Space, Sci.*, 64, 65, 1979.
2. Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 4, 551, 1968.
3. N. Rosen, *Gen. Rel. Grav.*, 4, 435, 1973.
4. E. V. Chubarian, A. V. Sarkissian, *Astrophys. Space Sci.*, 98, 1, 1984.

УДК: 524.8—42

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ НИТЕЙ

В. А. ГАСИЛОВ, В. И. МАСЛЯНКИН, М. Ю. ХЛОПОВ

Поступила 18 июня 1984

Принята к печати 4 марта 1985

Обсуждаются газодинамические эффекты, обусловленные гравитационным возмущением газа галактик и скоплений галактик, при прохождении через них космологических нитей. Численный расчет и аналитическая оценка светимости возмущенного ударной волной вещества приведет в случае скоплений галактик к величине, малой по сравнению с характерной светимостью газа скопления. Прохождение нити через отдельные галактики, в принципе, может быть наблюдаемо.

1. *Введение.* Бурное развитие единой теории слабого, сильного и электромагнитного взаимодействия — теории великого объединения (ТВО) приводит к целому ряду интереснейших космологических следствий: объяснению наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной, существованию реликтовых магнитных монополей, нетривиальным сценариям эволюции очень ранней Вселенной и т. п. (см. обзор [1]). Ряд моделей [2, 3] такой теории предсказывает существование космологических нитей — протяженных сверхмассивных объектов, отвечающих классическим решениям полевых уравнений модели. Существование космологических нитей — неизбежное следствие моделей ТВО с зеркальными частицами [4], сохраняющих инвариантность физического пространства относительно инверсии пространственных координат в условиях нарушения CP -инвариантности во взаимодействии элементарных частиц. Некоторые астрономические эффекты таких «зеркальных» нитей, связанные с изменением относительной зеркальности частиц при прохождении нитей между ними, рассматривались в [5].

Общим свойством космологических нитей является их большая ($\mu \sim 10^{18} - 10^{21}$ г/см) линейная плотность массы. Существование нитей служило бы поэтому источником гравитационных возмущений плотности, необходимых для образования структуры неоднородностей современной Вселенной.

Теория [6] предсказывает, что замкнутые нити размером больше, чем космологический горизонт, нестабильны относительно схлопывания, при котором вещество нитей превращается в ультрарелятивистские частицы. Поэтому замкнутые нити должны схлопываться за время, сравнимое с характерным космологическим временем.

Если размер нити больше, чем космологический горизонт, то часть нити, находящаяся под горизонтом, вытягивается в прямую линию и движется со скоростью, близкой к скорости света, в направлении, перпендикулярном этой линии. Существование таких длинных нитей в современной Вселенной должно было бы вызвать гравитационные возмущения галактик и скоплений галактик при прохождении нитей через них. Допустимая линейная плотность массы длинных нитей ограничена сверху наблюдательным верхним пределом (см. обзор [7]) на крупномасштабную анизотропию температуры реликтового излучения: $\mu \lesssim 10^{21}$ г/см. Это ограничивает допустимое гравитационное воздействие на Вселенную в целом.

В настоящей работе обсуждаются возможные наблюдательные эффекты, обусловленные гравитационным возмущением вещества отдельных галактик за счет воздействия нитей в более мелких масштабах, а также аналогичные явления в скоплениях галактик.

2. Физическая постановка задачи. Оценим, прежде всего, полный эффект гравитационного воздействия на частицы среды прямолинейной массивной нити с линейной плотностью массы μ , движущейся с постоянной скоростью V , близкой к скорости света.

Выберем ось координаты x в направлении вдоль нити, ось y по направлению движения нити, а ось z в направлении, перпендикулярном плоскости движения нити. Из симметрии задачи ускорение частицы среды с координатами (x, y, z) имеет только y - и z -составляющие, направленные соответственно вдоль движения нити и перпендикулярно плоскости ее движения. Легко видеть, что эти составляющие ускорения равны:

$$a_y = \frac{2G\mu}{(y^2 + z^2)} y, \quad (1)$$

$$a_z = \frac{2G\mu}{(y^2 + z^2)} z. \quad (2)$$

Учитывая, что расстояние от частицы до нити вдоль оси y меняется со временем по закону

$$y = y_0 + Vt \quad (3)$$

и пренебрегая смещением частицы, определим скорость, приобретаемую частицей после того, как первоначально удаленная на достаточно большое

расстояние $\sim L$ нить проходит вблизи частицы и вновь уходит от нее на достаточно большое расстояние $\sim L$. Эта скорость может быть получена интегрированием ускорения по соответствующему достаточно большому промежутку времени $T \sim L/V$,

$$V_y = \int_{-T}^T a_y dt; \quad V_z = \int_{-T}^T a_z dt. \quad (4)$$

С учетом (3) получаем $dt = dy/V$, так что интегрирование по t сводится к интегрированию по y . При $L \rightarrow \infty$ получаем

$$V_y = 0; \quad V_z = \frac{2\pi G\mu}{V}. \quad (5)$$

При $V \sim c$ и $\mu \approx 10^{16} \div 10^{24}$ г/см величина $V_z \sim 10 \div 10^7$ см/с, поэтому смещением частицы в направлении плоскости нити действительно легко пренебречь. Из (5) видно, что после того, как нить удаляется достаточно далеко от частицы, у последней вообще отсутствует составляющая вдоль плоскости движения нити, что связано с компенсацией логарифмически расходящейся при $L \rightarrow \infty$ скорости

$$\Delta_1 V_y = \frac{G\mu}{V} \ln \frac{z^2}{L^2},$$

приобретаемой частицей при приближении к ней нити, потерей скорости

$$\Delta_2 V_y = -\frac{G\mu}{V} \ln \frac{z^2}{L^2}$$

при удалении нити от частицы.

Таким образом, результирующее воздействие быстропролетающей нити на частицы вещества сводится к появлению у этих частиц направленного движения со скоростью V_z к плоскости прохождения нити. Такую скорость при прохождении нити через галактику и скопление галактик приобретают и частицы газа, и звезды (а в случае скопления галактик — отдельные галактики). Бесстолкновительные частицы (например, звезды) сохраняют скорость V_z и после пересечения плоскости движения нити. Столкновение потоков газа должно привести к формированию отраженной ударной волны, распространяющейся в направлении, противоположном текущему потоку газа.

Поскольку ускорение частицы вещества максимально в период, когда расстояние от частицы до нити минимально, более половины приращения скорости соответствует интервалу времени

$$\Delta t = z/V,$$

за который нить проходит максимально приближенный к частице участок длиной $\sim z$. Поэтому в галактике (или скоплении галактик) размера R в период прохождения нитью $\Delta t \sim R/V$ только частицы, находящиеся на расстоянии $z < V_z \Delta t \sim (V_z/V) R$, успевают достигнуть плоскости движения нити. Таким образом, проведенная выше оценка результирующего воздействия нити на вещество галактики заведомо справедлива для частиц, расположенных вне непосредственно примыкающей к плоскости движения узкой полосы толщиной $(V_z/V) R$. Для малой (составляющей величину $V_z/V \sim 10^{-9} \div 10^{-3}$) доли вещества внутри указанной полосы могут быть существенны эффекты, обусловленные большими скоростями V_z , приобретаемыми частицами непосредственно в период прохождения нитью галактики (или скопления галактик). Такие эффекты требуют специального изучения. Учитывая кратковременность таких возможных процессов и малую массу охватываемого ими вещества, мы не будем их рассматривать в настоящей работе, ориентируясь прежде всего на долговременные возмущения основной массы вещества галактики (или скопления галактик), сохраняющиеся значительное время после непосредственного прохождения нити через галактику или скопление галактик. Выше уже указывалось, что подобные долговременные возмущения обусловлены движением к плоскости прохождения нити как **бесстолкновительного** (звезды, галактики), так и газового компонентов вещества с постоянной (не зависящей от z) скоростью V_z . Возникающее после пересечения нитью галактики направленное движение звезд могло бы привести к деформации формы галактики — эффекту, требующему специального исследования в рамках конкретных, детально разработанных моделей структуры галактики. Поэтому в дальнейшем мы сосредоточим внимание на качественно более простых явлениях, обусловленных направленным движением газа к плоскости движения нити.

Анализируя движение основной массы газа, находящейся вне указанной выше полосы возможных нестационарных процессов (при $z > (V_z/V) R \sim 10^{-9} \div 10^{-3}$, где R — характерный размер галактики или скопления галактик), мы имеем одномерную симметричную картину направленного течения газа со скоростью V_z , не зависящей от z , к плоскости движения нити. Нетрудно показать, что при описании движения возмущенного газа справедливо газодинамическое приближение. Столкновение газовых потоков в плоскости симметрии должно вызвать образование плоской ударной волны, движущейся навстречу потокам газа, с фронтом, параллельным плоскости симметрии. Интересуясь повышением светимости газа, обусловленным разогревом газа в ударной волне, мы рассмотрим сформулированную ниже одномерную газодинамическую задачу.

При вычислении светимости разогретого ударной волной газа учитываются связанно-свободные и свободно-свободные переходы. Понижение концентрации ионизированного газа с понижением температуры учитывается фактором обрезания $\sim \exp(-I/T)$, где I — потенциал ионизации.

Обобщая приведенные выше рассуждения, мы приходим к следующей постановке задачи в рамках газовой динамики:

— на непроницаемую стенку набегают однородный поток газа со скоростью V_s . В системе координат, связанной с набегающим потоком газа, соответствующая система уравнений имеет вид (используются лагранжевы переменные m и t):

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial m}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial v}{\partial m}, \\ \frac{\partial z}{\partial t} &= v, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -p \frac{\partial v}{\partial m} - \frac{Q(\rho, T)}{m},\end{aligned}\tag{6}$$

где m — массовая лагранжева переменная, $dm = \rho dz$, t — время, ρ — плотность газа, v — скорость ($v \equiv v_s$), p — давление, $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$, $\gamma = 5/3$, ε — удельная внутренняя энергия:

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{(z+1)}{m_p} kT,$$

m_p — масса протона, k — постоянная Больцмана, z — заряд иона, T — температура, $Q(\rho, T)$ — потери на излучение энергии. Для водорода [9]

$$\begin{aligned}Q(\rho, T) &= 2 \cdot 10^{-24} n_e^2 \sqrt{T} \exp(-0.2/T) + \\ &+ 1.6 \cdot 10^{-24} n_e^2 \frac{1}{\sqrt{T}} \exp(-0.2/T).\end{aligned}\tag{7}$$

В выражении (7) n_e — плотность электронов в см^{-3} , T — температура в 10^6 К. В соответствии со сказанным выше, в (7) учитываются свободно-свободные и связанно-свободные переходы.

Граничное условие для системы уравнений (6)–(7) имеет вид:

$$v(m=0, t) = v_s.\tag{8}$$

В начальный момент однородный газ покоится:

$$v(m, 0) \equiv 0.$$

Для внутригалактического газа

$$\rho(m, 0) = 10^{-24} \text{ г/см}^3,$$

$$T(m, 0) = 10^4 \text{ К.}$$

Для газа в скоплении галактик:

$$\rho(m, 0) = 10^{-27} \text{ г/см}^3,$$

$$T(m, 0) = 10^7 \text{ К.}$$

3. *Линейный анализ системы уравнений (6)–(7). Сравнение с результатами численного решения.* Предположим вначале, что потери энергии за счет излучения невелики (не превосходят нескольких процентов). Тогда в системе (6) можно пренебречь членом $Q(\rho, T)$, положив его равным нулю; $Q(\rho, T) = 0$. В этом случае задача допускает аналитическое решение типа бегущей волны (ударная волна, движущаяся со скоростью, D , $f(m, t) = f(\xi)$, $\xi = Dt - m$, f — зависимая переменная; см. [8]).

Величины ρ и p перед фронтом волны («1») и за фронтом волны («2») связаны известными соотношениями Гюгонио, из которых имеем

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{\gamma + 1}{2} W^k \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\gamma}{(\gamma + 1)^2} \frac{8p_1}{W^k}} \right). \quad (9)$$

Здесь $\gamma = \frac{5}{3}$ — показатель адиабаты, $W^k = \frac{\rho_1 v_s^2}{2}$.

Для слабой ударной волны, в случае $(v_s^2/RT_1) \ll 1$ имеем:

$$\begin{aligned} a &\approx \sqrt{\frac{\gamma}{RT_1}} v_s \ll 1, \\ \frac{\Delta T}{T_2} &\approx \frac{\gamma - 1}{\gamma} \sqrt{\frac{\gamma}{RT_1}} v_s, \\ \frac{\Delta p}{p_1} &\approx \frac{v_s}{\sqrt{\gamma RT_1}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для сильной ударной волны $(v_s^2/RT_1 \gg 1)$:

$$a = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{v_s^2}{RT_1} \gg 1, \quad (11)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v_z^2}{RT_1}, \quad (11)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

Для скоплений галактик при $v_z = 3 \cdot 10^6$ см/с

$$\frac{v_z^2}{RT_1} \approx 6 \cdot 10^{-3},$$

то есть верны асимптотические формулы (10). В этом случае имеем $\Delta T \approx 4 \cdot 10^{-2}$, $\Delta \rho \approx 6 \cdot 10^{-2}$. Если в скоплениях галактик $v_z = 3 \cdot 10^7$ см/с, то получим

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \approx 1.65, \quad \frac{T_2}{T_1} \approx 1.45.$$

Можно сделать вывод, что газодинамические эффекты прохождения нити в скоплении несущественны.

Рассмотрим ситуацию в галактиках. При скорости $v_z = 3 \cdot 10^8$ см/с из формул (9) имеем:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \approx 2.87, \quad \frac{T_2}{T_1} \approx 3.25.$$

Если считать, что потери энергии несущественны, и в первом приближении газ приобретает температуру T_2 и плотность ρ_2 , мы можем в первом приближении получить оценку сверху для мощности излучения галактического газа:

$$Q \approx 6 \cdot 10^{41} \text{ эрг/с.}$$

В случае, когда $v_z = 3 \cdot 10^7$ см/с имеем

$$v_z^2/RT_1 \approx 3 \cdot 10^2$$

и, исходя из асимптотических формул (11), имеем

$$T_2/T_1 \approx 1.8 \cdot 10^2; \quad \rho_2/\rho_1 = 4.$$

Оценка мощности излучения галактического газа в этом случае такова:

$$Q \approx 6 \cdot 10^{44} \text{ эрг/с.}$$

Построим линейное приближение для решения задачи (6)—(8). Предположим, что потери энергии на излучение не превосходят нескольких процентов. Тогда

$$T = T_2 + \delta T,$$

где δT — малое возмущение температуры,

$$|\delta T| \leq 0.01 T_1, \quad \delta T < 0.$$

Полагаем $\rho = \rho_2$. В этом случае значения T_2 , ρ_2 и D определяется из формул Гюгонио, а δT найдем из уравнения

$$c_V \frac{\partial (\delta T)}{\partial t} = - \frac{Q(T_2 + \delta T, \rho_2)}{\rho_2}. \quad (12)$$

Из уравнений (7), (12) получаем

$$\delta T = \frac{A}{B} \left(1 - \exp \left(- \frac{B}{c_V} t \right) \right), \quad (13)$$

где

$$A = \frac{Q(T_2, \rho_2)}{\rho_2},$$

$$B = \frac{\rho_2 \exp(-0.2/T_2)}{2T_2^{5/2}}.$$

Из условия, что $|\delta T|/T_2$ имеет величину не более нескольких процентов, найдем характерное время линейной стадии процесса $t_{\text{лин}}$. Оказывается, что для скоплений галактик $t_{\text{лин}} = 10^{16} \div 10^{17}$ с, что совпадает со временем прохождения ударной волны, вызванной нитью, равным

$$t_{y.n.} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ с.}$$

Максимальная мощность излучения оказывается порядка $(2 \div 4) \cdot 10^{46}$ эрг/с. Те же величины ($\sim 3 \cdot 10^{45}$ эрг/с) характерны и для невозмущенного газа. Таким образом, мы приходим к выводу, что в скоплениях галактик газодинамический эффект прохождения нити малосущественен. Проведенное численное решение задачи (6)—(8) подтверждает эти выводы.

Рассмотрим далее эффекты от прохождения нити через галактику. Будем предполагать, что газ имеет форму диска радиусом ~ 30 кпс и толщиной ~ 300 пс. Существуют два предельных случая: нить может пересечь галактику как в продольном (случай А), так и в поперечном (случай Б) направлениях. Если скорость газового потока $v_* = 3 \cdot 10^6$ см/с, то мы получим из (13) $t_{\text{лин}} \sim 10^{14} + 10^{15}$ с. Для случая А это время близко ко времени прохождения ударной волны $t_{y.n.} \approx 10^{15}$ с. Значит линейное приближение здесь вполне применимо и мы приходим на его основе к оценке

$$Q_{\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{41} \text{ эрг/с.}$$

Численное решение задачи дает

$$Q_{\max} \approx 5 \cdot 10^{41} \text{ эрг/с.}$$

Для случая Б характерное время процесса $\sim 10^{17}$ с и линейное приближение не применимо. Численное решение соответствующей задачи дает оценку

$$Q_{\max} \sim 2 \cdot 10^{39} \text{ эрг/с,}$$

и это энергосвечение наблюдается за время $\Delta t \approx 10^{16}$ с.

Если скорость газового потока равна $3 \cdot 10^7$ см/с, то характерное время процесса $\Delta t_A \approx 10^{14}$ с для ситуации А и $\Delta t_B \approx 10^{16}$ с для ситуации Б. Из (13) для линейной стадии получаем оценку

$$\Delta t_{\text{лин}} \approx 10^{11} \div 10^{12} \text{ с.}$$

Очевидно, задачу в этом случае необходимо рассмотреть более аккуратно. Мы решали ее численно [10], с использованием разностных методов. Приведем основные результаты.

Для случая Б максимальная интенсивность излучения

$$Q_{\max_B} = 10^{42} \text{ эрг/с}$$

и наблюдается в течение времени $\Delta t_B \approx 3 \cdot 10^{15}$ с. Для случая А соответственно

$$Q_{\max_A} \approx 5 \cdot 10^{44} \text{ эрг/с,}$$

и это энергосвечение наблюдается за $\Delta t_A \approx 3 \cdot 10^{14}$ с. Кроме того, отметим весьма важный факт, что газ в процессе сжатия увеличивает плотность в 400—600 раз ($\rho_2/\rho_1 \approx 400\text{—}600$). Это создает благоприятные условия для процессов звездообразования и могло бы способствовать ускорению таких процессов.

4. Заключение. Проведенные оценки и расчеты показывают, что, несмотря на высокую линейную плотность массы, гравитационное воздействие космологических нитей оказывается весьма слабым в широком интервале параметров.

Вследствие того, что скорость движения нити велика по сравнению с характерными скоростями частиц в галактиках и скоплениях галактик, гравитационное воздействие также кратковременно и стационарные течения вещества приобретают малую скорость, а соответствующие газодинамические эффекты оказываются трудно наблюдаемыми ввиду их слабости.

Ограничиваясь верхним пределом на допустимую линейную плотность массы нити, получаемым из наблюдательного верхнего предела на крупномасштабную анизотропию реликтового излучения, можно заключить, что

газодинамические эффекты в скоплениях галактик практически ненаблюдаемы.

В случае максимально допустимой плотности вещества нити ее воздействие на отдельные галактики может быть наблюдаемо, и в максимально благоприятных случаях мощность излучения может достигать величины

$$Q_{\text{max}} = 10^{43} \text{ эрг/с.}$$

Этот случай реализуется при прохождении нити в плоскости диска галактики, так что проведенный нами анализ справедлив для газа вне полосы $\Delta z \approx 2RV_z/V \approx 60$ пс. Более аккуратное рассмотрение процесса сближения нити с галактикой показывает, что движение газа в поперечном направлении к плоскости прохождения нити эффективно начинается в период прохождения нитью галактики, а в продольном направлении происходит движение газа как целого (относительное изменение размеров галактики в продольном направлении не превосходит 0.1%). Решение уравнения движения материальной точки в поле тяготения проходящей через галактику нити показывает, что относительное смещение точки за время, в течение которого она приобретает скорость V_z , составляет не более 10^{-3} . Таким образом, размер полосы газа, не учитываемой в нашем рассмотрении, составляет величину менее 1 пс.

Приближенная оценка эффектов неодновременности начала движения в поперечном направлении ближнего и дальнего концов галактики дает величину наклона фронта ударной волны относительно плоскости прохождения нити $\approx 6^\circ$.

Наше рассмотрение проводилось в ньютоновском приближении. Рассмотрение гравитационного поля нити в рамках ОТО подтверждает оценку ньютоновского приближения для скорости V_z . С другой стороны, согласно ОТО, гравитационное поле нити является «конусным» [3] и не может вызывать существенного движения газа в продольном направлении.

Мы благодарны А. Г. Дорошкевичу и В. Ф. Шварцману за обсуждение.

Институт прикладной математики
им. М. В. Келдыша АН СССР

GASODYNAMICAL EFFECTS OF COSMIC STRINGS

V. A. GASILOV, V. I. MASLYANKIN, M. YU. KHLOPOV

Gasodynamical effects, induced by gravitational perturbations of gas in galaxies and clusters of galaxies as a result of their intersection

by cosmic strings are considered. Numerical calculation and analytical estimation of the luminosity of matter, perturbed by a shock wave, lead to a small magnitude as compared to characteristic luminosity of gas in the case of galaxy clusters. The motion of strings through individual galaxies may be, in principal, observable.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Dolgov, Ya. B. Zeldovich, Rev. Mod. Phys., 53, 1, 1981.
2. T. W. B. Kibble, J. Phys., A9, 1387, 1976.
3. A. E. Everett, A. Vilenkin, Nucl. Phys., B207, 43, 1982.
4. A. S. Schwartz, Nucl. Phys., B208, 100, 1982.
5. С. И. Блинников, М. Ю. Хлопов, Ядерная физика, 36, 809, 1982.
6. Ya. B. Zeldovich, M. N. RAS, 190, 48, 1980.
7. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, УФН, 139, 83, 1983.
8. Л. В. Овсянников, Лекции по основам газовой динамики, Наука, М., 1981.
9. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений, Наука, М., 1966.
10. А. А. Самарский, Ю. П. Попов, Разностные методы решения задач газовой динамики. Наука. М., 1980.

УДК: 524.338.5—355

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ H_α -ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ
ТЕМНЫХ ОБЛАКОВ ТЕЛЬЦА

Одним из показателей хромосферной активности молодых карликовых звезд является яркая эмиссия в линии H_α . Эти звезды, как правило, составляют Т-ассоциации и при тщательном исследовании обычно оказываются звездами типа Т Тельца, поэтому их поиск и изучение представляет значительный интерес.

Звезды с яркой H_α -эмиссией хорошо выделяются при спектральных обзорах областей современного звездообразования, выполненных на широкоугольных камерах, снабженных объективной призмой. Мы использовали эту методику для поиска и исследования эмиссионных H_α -звезд в ближайшей к нам области звездообразования — области Темных облаков Тельца (ТОТ).

Наблюдения были проведены с помощью 4^я объективной призмы, установленной на 40" телескопе Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории на пластинках Kodak 103a-E IIa-E и 103-F через светофильтр Schott RG1.

В табл. 1 представлены данные об этих наблюдениях.

Суммарное время эффективного слежения области составляет около 10 часов. Ввиду того, что наблюдения покрывали несколько взаимоналегающих площадок вдоль протяженности облаков (рис. 1), полная площадь охвата обзора составляет около 50 кв. град. дуги с общим центром $4^h30^m + 24^\circ$ (район Т-ассоциаций Тау ТЗ—Т1).

Оценки относительной интенсивности эмиссии в линии H_α производились в условной 5-балльной шкале Аро [1].

В табл. 2 приведены основные данные об обнаруженных звездах с эмиссией в линии H_α : номер, координаты (1950.0), интенсивность H_α -эмиссии (I_{H_α}), звездные величины — фотографическая (m_{pg}) и визуальная (V), и цвета ($B-V$) и ($U-B$), определенные на фотометрическом материале, описанном в [2], без учета поглощения.

Таблица 1

H α -НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ ТЕМНЫХ ОБЛАКОВ ТЕЛЬЦА

№ пла- стинки	Сорт фотомульсин	Экспозиция	Дата наблюдения	Область фотогра- фирования (со- гласно рис. 1)
1	Kodak Па-Е	90 ^m	25. IX.1970	В
2	Kodak 103a-Е	43	29.XII.1983	А
3	"	60	30.XII.1983	А
4	"	10; 10	31.XII.1983	А
5	"	60	"	С
6	"	75	"	С
7	"	90	"	А
8	"	7; 7	1.I.1984	С
9	"	10; 10; 10	"	В
10	"	5; 8	"	А
11	"	60	"	А
12	Kodak 103a-F	60	2.I.1984	В

Примечание. Пластика № 1 была получена Э. С. Парсамян, остальные—А. С. Ходжаевым.

Таблица 2

НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ С ЭМИССИЕЙ В ЛИНИИ H α В ОБЛАСТИ ТОТ

Звезда	α (1950) δ		$I_{H\alpha}$	m_{pg}	V	$B-V$	$U-B$
1	4 ^h 17 ^m 5	+27° 10'	2-4	15.6	—	—	—
2	18.0	27 43	2-3	19.0	—	—	—
3	19.3	24 36	2-4	16.6	—	—	—
4	19.4	26 46	4	20.0	—	—	—
5	19.9	27 53	5	19.5	—	—	—
6	20.1	24 31	3-5	17.0	—	—	—
7	21.8	26 02	3-4	17.3	—	—	—
8	23.9	25 58	3-5	20.5	18.20	1.91:	-0.13:
9	26.3	24 37	3-5	16.7	17.53	2.35:	-0.07:
10*	26.7	24 28	2-5	19.9	17.47	2.53:	-0.11:
11**	27.3	25 03	4	16.0	13.51	2.47	0.86
12	30.2	22 43	4-5	19.2	17.23	2.56:	0.37:
13***	30.5	24 10	2-3	17.0	15.74	1.40	1.24
14	30.6	23 18	2	16.6	15.78	1.11	0.52
15	31.8	22 37	3-5	16.5	14.64	1.87	1.60
16	33.0	23 47	4	15.9	14.29	1.65	0.46
17	34.3	22 57	4	17.1	14.95	2.34	1.91
18	34.6	22 55	3	16.5	14.65	2.43	1.73
19	37.7	25 45	4	16.9	15.88	1.66	0.05
20	38.6	25 57	3	16.4	15.73	1.44	0.59

* неправильная переменная V 5 [3]; ** вспыхивающая звезда В 41 [4]; *** за-
подозренная вспыхивающая звезда SB 33 [4].

Кроме того, на нашем материале была обнаружена H_{α} -эмиссия у 43 известных эмиссионных звезд области [5—7]. Помимо того, у 18 звезд было заподозрено наличие эмиссии в области линии H_{α} . Данные об этих звездах приводятся в табл. 3.

Таблица 3

ВОЗМОЖНЫЕ H_{α} -ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТОТ

№	α (1950) δ		m_{pg}	№	α (1950) δ		m_{pg}
1	$4^h 18^m 8$	$+25^{\circ}50'$	16.1	10	$4^h 29^m 3$	$+24^{\circ}56'$	16.8
2	19.5	26 45	19.5	11	30.3	22 49	18.5
3	20.1	27 46	18.5	12	30.3	24 07	20.5
4	24.0	25 38	13.9	13	33.7	26 05	20.5
5	24.3	25 27	17.1	14	34.2	23 28	18.5
6*	25.2	24 18	19.9	15	36.2	24 48	18.2
7	27.2	24 25	15.7	16	38.1	22 53	15.8
8	28.0	25 33	16.2	17	39.7	25 29	12.8
9	28.7	26 17	19.3	18	42.7	25 30	13.7

* вспыхивающая звезда В4 [8].

Как известно, большинство ранее обнаруженных H_{α} -звезд [5, 6] оказались неправильными переменными. Ясно, что спектральная переменность этих звезд находится в непосредственной связи с их фотометрической переменностью и носит случайный характер. Это позволило применить методику, предложенную Амбарцумяном [9] для оценки общего количества переменных в скоплениях, для вычисления общего количества H_{α} -звезд в области ТОТ. Были использованы 36 звезд, для которых имеются оценки интенсивности линии H_{α} за 4 периода: 1953 г. [6], 1958—62 гг. [7], 1970 г. и 1983—84 гг. Оценим общее ожидаемое количество эмиссионных H_{α} -звезд в области ТОТ по формулам [10]:

$$N = \frac{N_1^2}{N_{12}}; \quad N_{12} = N_{12} \frac{N_1}{N_2},$$

где N — полное число H_{α} -звезд, N_1 и N_2 — числа H_{α} -звезд, наблюдаемых, соответственно, в моменты времени t_1 и t_2 (или, более точно, — математическое ожидание числа звезд), N_{12} — количество звезд, показавших H_{α} -эмиссию в оба периода наблюдений.

В случае области ТОТ для значений N_1 , N_2 и N_{12} имеем, соответственно, 27, 17 и 6, что приводит к $N = 77$.

Следовательно, полное число звезд с H_{α} -эмиссией в области TOT (~ 50 кв. град.), доступных для обнаружения на наших снимках, должно быть порядка 80.

Таким образом, в области TOT обнаружено 20 звезд, с H_{α} -линией в эмиссии. Тот факт, что ранее у этих звезд H_{α} -эмиссия не была обнаружена, следует объяснять переменностью интенсивности линии H_{α} , а также слабостью рассматриваемых звезд. Можно полагать, что по характеру переменности H_{α} -линии звезды TOT не отличаются от орионовых переменных. Наличие большого числа молодых объектов — кометарных туманностей, вспыхивающих звезд, звезд типа Т Тельца, молекулярных облаков и др. дает основание считать, что ассоциации TOT, членами которых являются вышеупомянутые объекты, того же возраста, что и ассоциации в Орионе и Единороге.

New H_{α} -Emission-Line Stars in the Region of the Taurus Dark clouds. On the plates obtained on the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory with a 4°-objective prism 20 new as well as 18 possible H_{α} -emission-line stars were found. The estimation of the total number of H_{α} -emission-line stars in this region is in the order of 80.

12 мая 1985

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. С. ПАРСАМЯН
А. С. ХОДЖАЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro. Ap. J., 117, 73, 1953.
2. А. С. Ходжаев, Астрофизика, 22, 425, 1985.
3. А. С. Ходжаев, не опубликовано, 1985.
4. A. S. Hojaev, IBVS. No. 2635, 1984.
5. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
6. G. Haro, B. Iriarte, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 8, 3, 1953.
7. М. В. Долидзе, Бюл. Абастуманской обс., 47, 3, 1975.
8. А. С. Хожаев, IBVS, No. 2412, 1983.
9. В. А. Амбарцумян, Выступление на семинаре, 1977.
10. Э. С. Парсмян. Астрофизика, 17, 579, 1981.

УДК: 523—64

ОБ ОДНОЙ ЗАДАЧЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

В работах [1, 2] был предложен новый метод решения линейных задач переноса в однородной плоскопараллельной среде конечной толщины.

основанный на установлении связи решения этой задачи с решением соответствующей задачи в полупространстве. В [1] рассмотрена задача диффузного отражения и пропускания, а способ, предложенный в [2], позволяет определить также внутренний световой режим для задач переноса, которые сводятся к скалярным интегральным уравнениям.

В настоящей заметке метод работы [2] распространяется на систему интегральных уравнений, соответствующей одной задаче некогерентного рассеяния.

Задача переноса резонансного излучения внутри спектральной линии, в общем случае некогерентного изотропного рассеяния при отсутствии внутренних источников энергии описывается следующим интегральным уравнением (см. [3, 4]):

$$S(\tau, x) = -\frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r(x, x')}{\alpha(x)} \int_0^{\tau_0} K(\alpha(x') |\tau - \tau'|) S(\tau', x') d\tau' dx' + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r(x, x')}{\alpha(x)} \int_0^1 I_0(x', \eta') e^{-\frac{\tau}{\eta'} \alpha(x')} dx' d\eta'. \quad (1)$$

Здесь x — безразмерная частота, $r(x, x')$ — функция перераспределения по частотам, η — косинус угла падения, $I_0(x, \eta)$ — интенсивность падающего излучения, $\alpha(x)$ — контур коэффициента поглощения, λ — вероятность выживания кванта, $K(\tau)$ — ядро интегрального уравнения:

$$K(\tau) = \int_0^1 e^{-\frac{|\tau|}{\eta}} \frac{d\eta}{\eta} = E_1(|\tau|). \quad (2)$$

Воспользуемся представлением функции перераспределения $r(x, x')$ в виде следующего билинейного разложения (см. [4, 5]):

$$r(x, x') = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \alpha_k(x) \alpha_k(x'), \quad (3)$$

где $\{\alpha_k(x)\}$ — система ортонормированных функций с весом $1/\alpha(x)$ на промежутке $(-\infty, +\infty)$, A_k — неотрицательные постоянные.

В n -ом приближении функция $r(x, x')$ будет заменена n -ой частичной суммой $\sum_1^n$ разложения (3).

Уравнение (1) с учетом (3) в n -ом приближении можно свести к системе интегральных уравнений относительно функции

$$S_k(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau, x) a_k(x) dx. \quad (4)$$

Указанная система интегральных уравнений имеет вид:

$$S_k(\tau) = \frac{\lambda}{2} \sum_{i=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{ki}(\tau - \tau') S_i(\tau') d\tau' + S_k^0(\tau), \quad (5)$$

где

$$K_{ik}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} a_i(x) a_k(x) dx \int_0^1 e^{-\frac{|\tau|}{\eta} a(x)} \frac{d\eta}{\eta} = \int_0^{\infty} G_{ik}(s) e^{-|\tau|s} ds.$$

$$G_{ik}(s) = \int_{x(s)}^{\infty} [a_i(x) a_k(x) + a_i(-x) a_k(-x)] \frac{dx}{s}$$

$$S_k^0(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} a_k(x) \int_0^1 I_0(x, \eta) e^{-\frac{\tau}{\eta} a(x)} dx d\eta.$$

$$x(s) = \begin{cases} 0 & \text{при } s \geq 1 \\ a[x(s)] = s & \text{при } s < 1 \end{cases}. \quad (6)$$

Наряду с уравнением (5) рассмотрим следующие вспомогательные системы интегральных уравнений на полуоси и на конечном промежутке:

$$Y_{mi}(\tau, s) - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(\tau - \tau') Y_{ki}(\tau', s) d\tau' = e^{-\tau s} \delta_{mi}, \quad s \geq 0 \quad (7)$$

$$P_{mi}(\tau, s) - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\infty} K_{mk}(\tau - \tau') P_{ki}(\tau', s) d\tau' = e^{-\tau s} \delta_{mi}, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (8)$$

Аналогично скалярному случаю (см. [6, 7]), решение уравнения (8) имеет вид:

$$P_{mi}(\tau, s) = \varphi_{mi}(s) e^{-\tau s} + \sum_{j=1}^n \varphi_{ji}(s) e^{-\tau s} \int_0^{\tau} e^{ts} \Phi_{mj}(t) dt, \quad (9)$$

где $\varphi_{mi}(s)$ — обобщенные функции Амбарцумяна на случай некогерентного рассеяния и удовлетворяют следующей системе функциональных уравнений [3]:

$$\varphi_{mi}(s) = \delta_{mi} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^n \int_0^{\infty} \frac{G_{mk}(s') \varphi_{ji}(s) \varphi_{jk}(s') ds'}{s + s'}, \quad (10)$$

а функции $\Phi_{mi}(\tau)$ определяются из следующей системы интегральных уравнений типа восстановления:

$$\Phi_{mi}(\tau) = L_{mi}(\tau) + \sum_{j=1}^n \int_0^{\tau} \Phi_{mj}(\tau') L_{ji}(\tau - \tau') d\tau', \quad (11)$$

где

$$L_{mi}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} G_{qi}(s) \varphi_{mq}(s) e^{-\tau s} ds. \quad (12)$$

Очевидно, что знание функции $Y_{mi}(\tau, s)$ позволяет определить интересующие нас величины $S_k(\tau)$. В самом деле:

$$S_k(\tau) = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{\infty} x_i(x) dx \int_0^1 I_0(x, \eta) Y_{ki} \left[\tau, \frac{\alpha(x)}{\eta} \right] dx d\eta. \quad (13)$$

Считая, что $\tau \leq \tau_0$ перепишем уравнение (8) с учетом (6) в виде:

$$\begin{aligned} P_{mi}(\tau, s) - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(\tau - \tau') P_{ki}(\tau', s) d\tau' &= e^{-\tau s} \delta_{mi} + \\ &+ \int_0^{\infty} \psi_{mi}(s, s') e^{\tau s'} ds'. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь

$$\psi_{mi}(s, s') = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n G_{mk}(s') \int_{\tau_0}^{\infty} P_{ki}(\tau, s) e^{-\tau s'} d\tau. \quad (15)$$

Заменяя в уравнении (7) τ на $\tau_0 - \tau$, имеем:

$$e^{-s'\tau} Y_{ml}(\tau_0 - \tau, s') - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0 - \tau} K_{mk}(\tau - \tau') [Y_{kl}(\tau_0 - \tau', s') e^{-s'\tau'}] d\tau' = e^{-s'\tau} \delta_{ml}. \quad (16)$$

Сравнивая правые части (7), (14), (16), с учетом их линейности будем иметь

$$P_{mi}(\tau, s) = Y_{mi}(\tau, s) + \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} F_{qi}(s, s') Y_{mq}(\tau_0 - \tau, s') ds', \quad (17)$$

где

$$F_{mi}(s, s') = \frac{\lambda}{2} e^{-s'\tau_0} \sum_{k=1}^n G_{mk}(s') \int_{\tau_0}^{\infty} P_{ki}(\tau, s) e^{-s\tau} d\tau. \quad (18)$$

Подставляя (9) в (18) и изменяя порядок интегрирования, после небольшого преобразования получаем:

$$F_{mi}(s, s') = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \frac{G_{mk}(s')}{s + s'} \left[P_{ki}(\tau_0, s) + \sum_{j=1}^n \Phi_{ji}(s) e^{-s'\tau_0} \int_0^{\infty} e^{-ts'} \Phi_{kj}(t) dt \right]. \quad (19)$$

Заменяя в (17) τ на $\tau_0 - \tau$ и полученное уравнение сначала складывая с уравнением (17), затем вычитая, можно убедиться, что, аналогично скалярному случаю (см. [2]), уравнения разделяются. После дискретизации интегралов задача сводится к алгебраическим системам.

В заключение автор выражает глубокую благодарность профессору Н. Б. Енгибаряну за руководство работой, а также Л. Г. Арабаджяну за обсуждения.

On the Problem of Noncoherent Scattering. The well-known method [2] for the solution of transfer problems in a medium of finite thickness is applied in the case of noncoherent isotropic scattering. The method is based on establishing connection between the solution of problems in a semi-space and those in a layer of finite thickness.

22 февраля 1985

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

А. Х. ХАЧАТРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Б. Ензибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
2. Н. Б. Ензибарян, М. А. Мнацаканян, Мат. заметки, 19, 927, 1976.
3. N. B. Yengibarian, A. G. Nicoghossian, J. Q. S. R. T., 13, 787, 1972.
4. М. С. Геворкян, Н. Б. Ензибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 11, 455, 1975.
5. Н. Б. Ензибарян, Астрофизика, 7, 573, 1971.
6. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
7. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.

CONTENTS

PHOTOMETRY OF THE PERSEUS CLUSTER OF GALAXIES A426 <i>A. G. Eghikyan, A. T. Kalloghlyan, G. Richter, W. Thönert</i>	5
RADIAL VELOCITIES OF ISOLATED GALAXIES <i>I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva</i>	19
OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM AT 102 MHz. II <i>V. S. Artyukh, R. A. Kandallan, M. A. Hovantssian, V. A. Sanamian</i>	27
ON THE ANGULAR MOMENTUM OF GALAXIES <i>M. G. Abrahamian, D. M. Sedrakian</i>	35
ON THE RELATIVE ORIENTATIONS OF MAGNETIC FIELDS AND MAJOR AXES OF RADIOGALAXIES <i>R. R. Andreasian</i>	47
PRIMARY GAMMA-RAY EMISSION WITH ENERGY 10^{14} — 10^{16} eV AND POS- SIBLE SOURCES OF COSMIC RAYS IN THE GALAXY <i>F. A. Aharontan, E. A. Mumidjuntan, S. I. Nikolsky, E. I. Tuktskh</i>	55
TWO MODELS OF FLAT STELLAR SYSTEMS WITHOUT A SYMMETRY PLANE <i>B. P. Kondrat'yev</i>	69
THE GENERALIZED VIRIAL THEOREM FOR A SYSTEM OF FLUCTU- ATING COMPOSITION <i>T. B. Omarov</i>	77
NONLINEAR DENSITY WAVES IN A marginally STABLE GRAVI- TATING DISK <i>V. I. Korchagtn</i>	91
THE SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS. I. <i>R. Ch. Hovhantssian, S. E. Nersesian, M. Sh. Karapetian</i>	99
DETERMINATION OF THE INTERSTELLAR COMPONENT OF THE LINEAR LIGHT POLARIZATION OF RED SUPERGIANTS . <i>H. V. Abrahamian</i>	111
ON THE BEHAVIOUR OF PHOTOSPHERE OF SUPERNOVAE <i>O. S. Bartunov, D. Yu. Tsvetkov</i>	121
ON THE PROPERTIES OF THE LOCAL INTERSTELLAR MEDIUM <i>Al. A. Suchkov</i>	133
NONLINEAR TRANSFER PROBLEM IN CASE OF GENERAL LAWS OF FREQUENCY REDISTRIBUTION <i>N. B. Yengibartan, A. Kh. Khachatryan</i>	145
ON THE ASYMPTOTIC FORMULAE OF INTERNAL RADIATION FIELDS IN PLANE-PARALLEL MEDIA AND THEIR APPLICATION TO CALCU- LATION OF AVERAGE DURATIONS OF THE LAYER AND SPHERI- CAL SHELL LUMINOSITY <i>N. N. Rogovtsov, A. M. Samson</i>	163
STATIONARY AXIAL-SYMMETRIC GRAVITATIONAL FIELDS IN THE BI- METRIC THEORY <i>H. A. Grigorian, E. V. Chubartan</i>	177
GASODYNAMICAL EFFECTS OF COSMIC STRINGS <i>V. A. Gastlov, V. I. Maslyankin, M. Yu. Khlopov</i>	191
NOTES	
NEW H ₂ -EMISSION-LINE STARS IN THE REGION OF THE TAURUS DARK CLOUDS <i>E. S. Parsamian, A. S. Hojaev</i>	203
ON THE PROBLEM OF NONCOHERENT SCATTERING <i>A. Kh. Khachatryan</i>	206

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА ПЕРЕНОСА ПРИ ОБЩИХ ЗАКОНАХ ПЕРЕРАС- ПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ . . . Н. Б. Енибарян, А. Х. Хачатрян	145
ОБ АСИМПТОТИКАХ ВНУТРЕННИХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПА- РАЛЛЕЛЬНЫХ СРЕДАХ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ К РАСЧЕТУ СРЕД- НИХ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ СЛОЯ И СФЕРИЧЕСКОЙ ОБО- ЛОЧКИ Н. Н. Роговцов, А. М. Самсон	163
СТАЦИОНАРНЫЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧЕСКИЕ ГРАВИТАЦИОН- НЫЕ ПОЛЯ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ О. А. Григорян, Э. В. Чубарян	177
ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ НИТЕЙ В. А. Гасилов, В. И. Маслянкин, М. Ю. Хлопов	191
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ЭМИССИОННЫЕ H_2 -ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТЕМНЫХ ОБЛАКОВ ТЕЛЬЦА Э. С. Парсмян, А. С. Ходжаев	203
ОБРАТНОЙ ЗАДАЧЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ А. Х. Хачатрян	206