

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

МОРФОЛОГИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. I	
	<i>Փ. Բարյեն, Ա. Կալոսյան</i> 599
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С UV-КОНТИНУУМОМ. II	
	<i>Բ. Ե. Մարգարյն, Վ. Ա. Լիպովցկիյ, Ժ. Ա. Տեպանյն</i> 609
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХЪЯДЕРНОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯՆ 266	<i>Ա. Ր. Սետրոսյն, Կ. Ա. Տապյն, Է. Ե. Խաչիկյն</i> 621
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯՆ 266	<i>Ա. Ր. Սետրոսյն</i> 631
ПРОБЛЕМА КРАТНОСТИ ЯРКИХ ГАЛАКТИК, ПОДОЗРЕВАЕМЫХ В КОМПАКТНОСТИ	<i>Ն. Գ. Կոլոշվիլի</i> 645
ОПТИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ И РАДИОСВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК	<i>Վ. Գ. Մալումյն</i> 657
СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК	<i>Մ. Ա. Արաբոյն, Ր. Ա. Կանձալյն</i> 663
ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ S ЗВЕЗД	
	<i>Ա. Ա. Այոյն, Վ. Վ. Կիրյն, Կ. Կ. Մելիկ-Ալաւերձյն, Գ. Մ. Կովաչյն</i> 669
ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА	<i>Է. Տ. Սարսմյն</i> 677
КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ В Т-АССОЦИАЦИЯХ. II	
	<i>Գ. Ն. Տալուկվաձե</i> 687
О ЦВЕТОВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОБЪЕКТОВ С ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ	<i>Վ. Վ. Տոբոլեւ</i> 695
О СТРУКТУРЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ	
	<i>Ր. Ր. Անձրասյն</i> 707
К ВОПРОСУ ОБ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЕ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД КЛАССА В0 В БАЛЬМЕРОВСКОМ КОНТИНУУМЕ	<i>Կ. Ն. Կիլիկվաձե</i> 715
ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ	<i>Ժ. Մ. Տոճրակյն, Կ. Մ. Տախաբասյն</i> 727
ОБ ОХЛАЖДЕНИИ ПЛОТНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ МОЛЕКУЛАМИ ОКСИДА УГЛЕРОДА	<i>Ա. Ն. Արշուտկյն, Ի. Գ. Կոլեսնիկ</i> 737
КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД.	<i>Վ. Փ. Բալեյ</i> 743

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Ե Բ Ե Վ Ա Ն

Խ Մ Բ Վ Գ Դ Ե Կ Վ Յ Կ Թ Լ Ե Գ Ի Վ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրազիկ, Յա. Բ. Զեյդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,  
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,  
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սլոնին  
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալիտայան (սխառագրի թարգմանիչ)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачский,  
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллолян (ответственный секретарь), И. М. Козылов,  
Б. Е. Маркрян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,  
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

«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, сопряженным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանդն է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղադիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձառակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդագիրն է 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Ստյուդենտ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդուրաբողնայա կնիզա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

## МОРФОЛОГИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. I

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Принята к печати 15 мая 1980

Изучены профили яркости компактных и нормальных галактик, построенные на основе измерения эквидиситных диаметров. По градиенту профилей компактные галактики не отличаются от большинства нормальных галактик. Рассмотрение диаграммы на рис. 2 показывает, что наклон профилей постепенно увеличивается от галактик низкой поверхностной яркости к звездам. Некоторые очень компактные галактики попадают в область звезд. В исследованных пяти компактных группах компактных галактик выявлены некоторые объекты, которые нужно считать весьма компактными галактиками.

1. *Введение.* В наших предыдущих работах [1—3] мы приводили списки компактных галактик, обнаруженных в общем поле на шмидтовских пластинках Таутенбургского двухметрового телескопа, полученных в цветовой системе В и V. Объекты были отобраны по их высокой поверхностной яркости и сферичности формы. При этом в указанные списки не были включены компактные части некомпактных галактик. В ходе исследований было показано, что поверхностная плотность компактных галактик до  $V = 18^m$  в общем поле достигает порядка десяти на кв. градус, а дисперсия в распределении показателей цвета существенно больше, чем у нормальных галактик типов E и S0.

Однако глазомерная оценка нижнего предела поверхностной яркости, выше которого галактика по применяемым критериям считается компактной, зачастую носит субъективный характер. Поэтому диапазон поверхностной яркости компактных галактик может меняться от одного списка к другому в работах как одних и тех же авторов, так и, тем более, в работах разных авторов. По всей вероятности, это и является основной причиной того, что среди компактных галактик Цвикки [4] встречаются самые разнообразные по своим физическим характеристикам объекты. Сказан-

ное в полной мере справедливо также в случае компактных групп компактных галактик, найденных на картах Паломарского атласа (см., например, [5]). Между тем, для выяснения вопроса, составляют ли компактные галактики обособленную группу объектов, необходимо иметь объективные критерии при их отождествлении. Применение подобных критериев поможет также в классификации компактных галактик.

Одним из наиболее доступных методов является метод построения профилей яркости галактик. Корменди [6] построил фотографические профили для нескольких компактных галактик Цвикки посредством поверхностной фотометрии. Из сравнения с нормальными галактиками Корменди заключает, что по общим фотометрическим характеристикам компактные галактики не отличаются от нормальных галактик типов E и S0.

В настоящей работе, на основе измерения эквиденситных диаметров, построены профили для 70 компактных галактик из списка [3], для находящихся в той же области нормальных галактик и объектов, входящих в пять компактных групп компактных галактик из списка [7]. Для сравнения построены также профили нескольких десятков звезд разной яркости.

2. *Методика исследования.* Со шмидтовской пластинки, полученной в цвете V на двухметровом телескопе Таутенбургской обсерватории (масштаб около  $51''$  на мм) и использованной в работе [3], получена серия эквиденситных изображений на разных уровнях плотностей над уровнем плотности фона пластинки. Первой эквиденсите соответствует плотность на 0.03 выше плотности фона пластинки. Последующие эквиденситы отличаются друг от друга на 0.1 или 0.2. При этом последняя эквиденсита соответствует самым центральным областям объектов, независимо от их яркости. На полученных эквиденситных пленках с 200-кратным увеличением измерялись диаметры эквиденсит всех изучаемых объектов. Для ярчайших из них, как галактик, так и звезд, диаметры измерялись на семи эквиденситах. Для наиболее слабых из исследуемых галактик число измеренных эквиденсит не меньше трех. Затем, измеряя относительные интенсивности  $I$  эквиденсит по фотометрическому клину, отпечатанному на чистом фоне пластинки, строились диаграммы зависимостей  $\lg I$  от эквиденситных диаметров объекта  $D$ , то есть его профиль. В общей сложности эквиденситные диаметры были определены для 70 компактных галактик из [3], 28 объектов в компактных группах компактных галактик № 85, 87, 90, 92 и 93 из списка Байера и др. [7] и 27 нормальных галактик, не включенных по своим невысоким поверхностным яркостям в список [3]. Кроме того, профили были построены примерно для 70 звезд разной яркости. Все исследуемые объекты находятся на одной и той же пластинке с координатами центра  $\alpha = 07^{\text{h}}59^{\text{m}}$ ,  $\delta = 54^{\circ}44'$ . V-величины звезд и объектов в компактных группах измерялись на ирисовом фотометре Таутенбургской

обсерватории, в качестве стандартов были использованы звезды в шаровом скоплении М3. Звездные величины 70 компактных галактик в поле были определены в [3]. Для нормальных галактик звездные величины не определялись.

3. *Результаты.* Исследование показало, что на диаграммах ( $\lg I, D$ ) профили звезд в довольно широком интервале звездных величин от  $14^m.5$  до  $18^m.0$  параллельны друг другу. При этом они оказались прямолинейными от самых внешних частей изображений звезд до расстояния от их центра, составляющего примерно 20% внешнего диаметра каждой звезды. К центрам звезд профили искривляются, при этом по-разному для звезд разных яркостей.

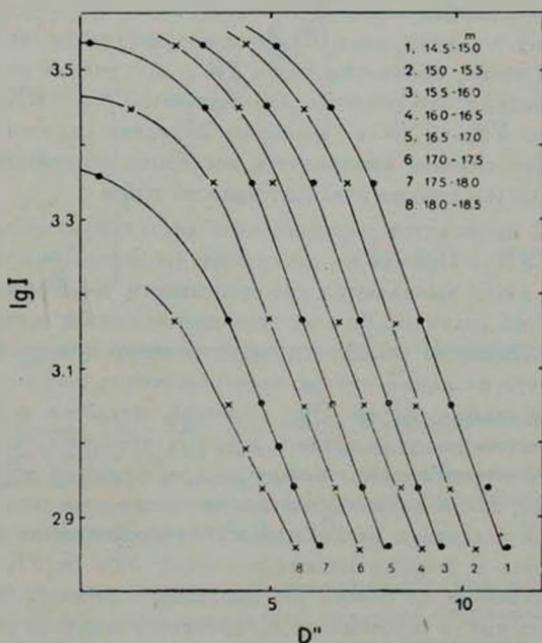


Рис. 1. Профили звезд, усредненные в интервалах  $0^m.5$ .

На рис. 1 показаны усредненные в интервалах  $0^m.5$  профили звезд от  $V = 14^m.5$  до  $V = 18^m.5$ . Как видим, в довольно большом диапазоне  $D$  градиенты профилей не меняются вплоть до самых внешних частей изображений звезд. Прямолинейность звездных профилей до указанного выше внутреннего диаметра позволяет путем сравнения угловых коэффициентов

профилей звезд и галактик судить о степени компактности последних. Будем считать, что чем ближе наклон профиля галактики к звездному, тем она более компактная. Следует, однако, иметь в виду, что в случае галактик профили не всегда достаточно хорошо аппроксимируются прямой. Как это имеет место для звезд. Это тем более справедливо, когда галактика имеет заметное гало. Из-за наличия последнего, во внешних частях галактик профили становятся более пологими. Это обстоятельство использовано нами для грубой оценки протяженности гало. С этой целью угловые коэффициенты профилей галактик и звезд вычислялись двойко: без учета в вычислениях точки, соответствующей внешнему диаметру эквиденситы с наименьшей плотностью объектов, и с учетом этой точки. Заметим, что в подавляющем большинстве случаев именно эта точка отклоняет профили компактных галактик от прямой. При вычислении обоих угловых коэффициентов центральные области объектов были исключены, аналогично вышесказанному в случае звезд. Угловые коэффициенты, вычисленные без учета внешней точки, обозначим через  $УК_{-}$ , а с учетом этой точки — через  $УК_{+}$ . Очевидно, что объекты, для которых  $УК_{+} \geqslant УК_{-}$ , лишены гало, а объекты с  $УК_{+} < УК_{-}$ , наоборот, обладают гало той или иной протяженности. Чем сильнее выполняется последнее неравенство, тем протяженнее гало, или тем меньше градиент яркости в нем.

На рис. 2 приводится распределение исследуемых объектов на диаграмме  $УК_{-}$ ,  $УК_{+}$ . Прямая на диаграмме проведена под углом в  $45^{\circ}$ . В распределении звезд выявляются две особенности. Во-первых, оба угловых коэффициента по величине больше, чем для основной массы галактик и, во-вторых, большинство звезд располагается ниже прямой в  $45^{\circ}$ . Последнее означает, что на нашей пластинке изображения звезд совершенно лишены внешних слабых частей. Это, очевидно, является результатом особенностей шмидтовских телескопов и хороших погодных условий. На диаграмме имеется резкая граница между распределениями звезд и галактик, как компактных, так и нормальных. Большинство компактных галактик и все нормальные галактики располагаются на продолжении области, занимаемой звездами, в сторону низких значений  $УК_{+}$  и  $УК_{-}$ . Некоторые компактные галактики из списка [3] попадают в область звезд. Возможно, что часть из них, в особенности те, которые находятся в верхней части диаграммы и расположены ниже прямой в  $45^{\circ}$ , являются звездами.

По распределению на диаграмме рис. 1 «нормальные» галактики ничем не отличаются от компактных галактик общего поля. Некоторые из них занимают нижний угол диаграммы с малыми значениями угловых коэффициентов. Очевидно, что эта область должна быть заполнена галактиками низкой поверхностной яркости. Рассмотренные в настоящей работе «нормальные» галактики в основном обладают более или менее высокой поверхностной яркостью, однако они не удовлетворяют применяемым

критериям компактности. Таким образом, по профилям яркости исследуемые «нормальные» галактики могли быть отнесены к числу компактных.

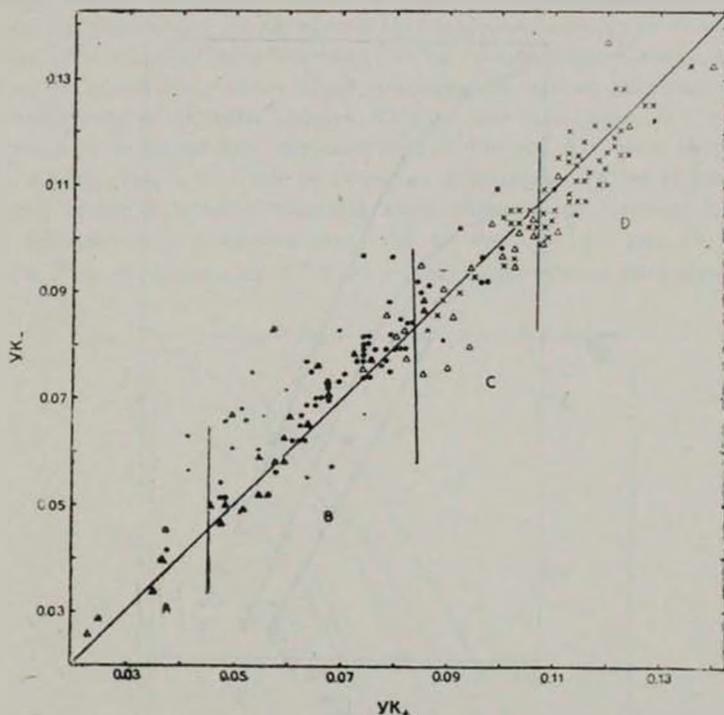


Рис. 2. Диаграмма  $UK_+$ ,  $UK_-$  для разных объектов. Точками обозначены компактные галактики в общем поле по списку [3], открытыми треугольниками — компактные галактики в компактных группах, заполненными треугольниками — галактики невысокой поверхностной яркости, крестиками — звезды. Вертикальными линиями диаграмма условно разделена на области А, В, С и D.

Как видно из рис. 2, почти все ярчайшие объекты, входящие в исследуемые компактные группы компактных галактик, сосредоточены в области звезд. Более того, часть из них располагается ниже прямой в  $45^\circ$ , то есть они являются объектами, лишенными гало. По индивидуальным профилям яркости многие из этих объектов напоминают звезды. Для иллюстрации на рис. 3 приводятся усредненные в интервалах  $0^m.5$  профили яркости объектов в исследуемых пяти компактных группах компактных галактик. Точки, соответствующие этим объектам, хорошо следуют усредненным в тех же интервалах звездным профилям (сплошные линии), заимствованным из рис. 1. В табл. 1 приводится распределение объектов в ком-

пактных группах компактных галактик по звездным величинам. В последнем столбце таблицы приведены общие числа объектов, по которым проведено усреднение профилей на рис. 3. В табл. 1 включено лишь 27 объек-

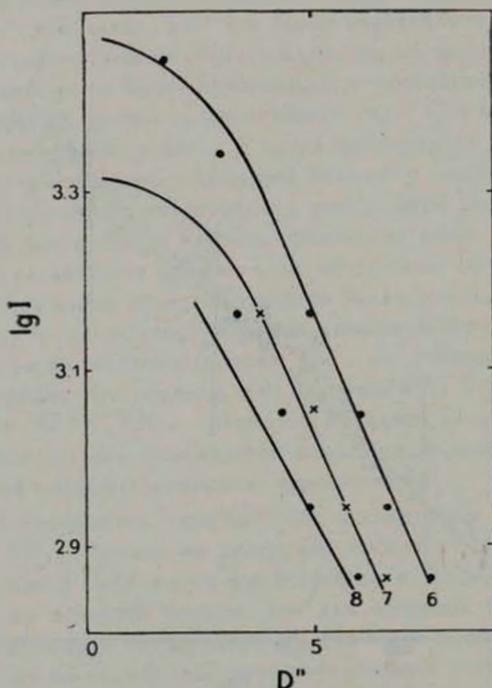


Рис. 3. Профили компактных галактик в компактных группах № 85, 87, 90, 92 и 93 по [7], усредненные в интервалах  $0^m5$ . Кривые и их номера соответствуют звездным профилям согласно рис. 1.

Таблица 1

Интервал зв. величин	Номер КГКГ					N
	85	87	90	92	93	
$17^m0-17^m5$	1	2	1	1	—	5
$17.5-18.0$	1	—	2	2	2	7
$18.0-18.5$	4	2	5	1	3	15

тов. Общее же число объектов, входящих в исследуемые пять групп, согласно работе [7] равняется 45. Остальные 18 объектов слабее  $18^m5$ , и построение профилей для них, из-за малого количества измеренных эквидентных диаметров, проводилось неуверенно.

С целью экономии места, на рис. 4 приводятся индивидуальные профили лишь для некоторых наиболее компактных галактик из списка [3]. Отметим, что эти галактики обладают весьма высокой поверхностной яркостью, а изображения их на картах Паломарского обозрения сильно насыщены. Эти объекты представляют собой классические примеры компактных галактик. По степени своей компактности они не уступают наиболее компактным галактикам Цвикки. Общим для всех проиллюстрированных галактик является наличие гало вокруг них той или иной протяженности. Кроме того, в отличие от объектов компактных групп компактных галактик, профили отождествленных нами компактных галактик существенно отличаются от профилей звезд той же яркости (см. рис. 1). Галактики № 39 и 49, примерно  $17^m 5$ , по своим профилям не обладают гало.

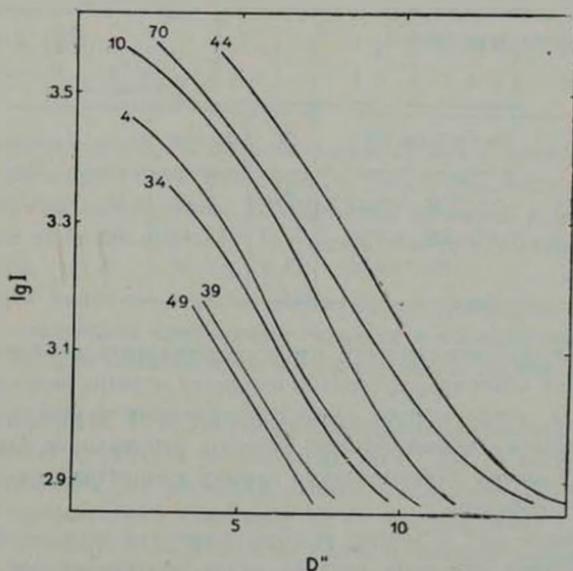


Рис. 4. Профили некоторых компактных галактик из общего поля. Номера объектов согласно работе [3].

Однако эти профили определенно более пологие, чем профили звезд той же яркости. На Паломарских картах изображения обоих объектов почти не отличаются от звездных, но на наших пластинках они уверенно отождествляются с галактиками.

Таким образом, при отсутствии гало величины угловых коэффициентов профилей позволяют отделить галактики от звезд.

4. *Обсуждение.* Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

В подавляющем большинстве случаев компактные галактики поля из списка [3], отобранные по их высокой поверхностной яркости, обладают гало той или иной протяженности. Сопоставление значений угловых коэффициентов  $УК_-$  и  $УК_+$  показывает, что нет корреляции между наличием гало и градиентом профиля галактики, вычисленным без внешней точки, то есть от  $УК_-$ . С другой стороны, угловой коэффициент  $УК_-$  в среднем возрастает при ослаблении галактик. Это означает, что слабые компактные галактики по градиенту яркости приближаются к звездам. В табл. 2 приведены средние звездные величины  $\bar{V}$  компактных галактик поля вдоль зависимости на рис. 2, вычисленные по трем интервалам  $УК_-$ . В третьем столбце таблицы приведены среднеквадратические отклонения  $\sigma$  величин  $\bar{V}$  от их средних значений, а в четвертом столбце — число галактик  $n$ , по которым проведено усреднение.

Таблица 2

Интервалы $УК_-$	$\bar{V}$	$\sigma$	$n$
$УК_+ < 0.07$	16. <sup>m</sup> 9	$\pm 0.66$	31
$0.07 < УК_- < 0.09$	17.2	$\pm 0.47$	29
$УК_- > 0.09$	17.5	$\pm 0.35$	9

Данные таблицы показывают, что отождествление компактных галактик среди слабых объектов становится все более и более затруднительным, тем более тогда, когда поиски слабых компактных галактик ведутся на картах Паломарского атласа. Можно сказать, что наличие гало является необходимым условием для выделения слабых компактных галактик среди звездообразных объектов.

На диаграмме рис. 2 можно условно выделить четыре области. Эти области на рисунке отделены друг от друга вертикальными линиями и обозначены буквами А, В, С и D. Можно с уверенностью сказать, что в область А попадают галактики низкой поверхностной яркости, а в область D — почти только звезды. Подавляющее большинство компактных галактик поля располагается в области В. Однако сюда же попадает большинство галактик, не включенных по своей поверхностной яркости в список компактных. Это говорит о том, что по градиенту профилей яркости компактные галактики часто трудно отличить от большинства нормальных галактик, не удовлетворяющих критериям компактности. Этот результат находится в соответствии с выводом Корменди [6] о сходстве компактных

и нормальных галактик по своим общим фотометрическим характеристикам.

Область С на рис. 2 является промежуточной между областями компактных галактик поля и звезд. 10 объектов из списка [3] попадают в эту область. Эти объекты определенно являются галактиками. Из 27 объектов ярче  $18^m.5$ , входящих в исследуемые компактные группы компактных галактик, 19 располагаются в области С (некоторые — в В). Это дает основание предполагать, что по крайней мере некоторые из них являются компактными галактиками. Распределение этих объектов по группам дано в табл. 3. Номера объектов приведены согласно работе [7].

Таблица 3

№ группы	85	87	90	92	93
№ объекта ( $V < 18^m.0$ )	1-3	1, 2	1, 4, 5	8	—
в группе ( $18^m.0 < V < 18^m.5$ )	4, 5	4, 5	2, 6, 8	3	3, 4

Все 5 объектов группы № 85 располагаются выше прямой в  $45^\circ$ , то есть обладают некоторым гало. Эти объекты, действительно, должны быть весьма компактными галактиками. Большинство объектов в других группах расположено ниже прямой в  $45^\circ$ , и трудно сказать что-либо определенное об их природе.

В следующей части этой серии работ будут приведены результаты аналогичного исследования компактных галактик в области скопления галактик А 2255. В этой области имеются также около 50 компактных галактик Цвикки.

Один из авторов (А. Т. К.) глубоко благодарен руководству и сотрудникам Центрального института астрофизики АН ГДР за гостеприимство и содействие, оказанное ему во время работы в Таутенбургской обсерватории. Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за полезное обсуждение и В. Хёгнеру — за подготовку эквиденситных пленок.

Центральный институт астрофизики АН ГДР  
Бюроканская астрофизическая обсерватория

## MORPHOLOGY OF COMPACT GALAXIES. I

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGLHIAN

The brightness profiles constructed by means of equidensity diameters for compact and normal galaxies are investigated. In profile gradients the compact galaxies are similar to normal galaxies. The dia-

gram on Fig. 2 shows that the profile inclination rises gradually from galaxies of low surface brightness towards the stars. Some very compact galaxies are located in the stars' region. Several very compact galaxies have been revealed in five compact groups of compact galaxies.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 14, 613, 1978.
2. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 15, 393, 1979.
3. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 16, 25, 1980.
4. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, Zurich, 1971.
5. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
6. J. Kormendy, *Ap. J.*, 214, 359, 1977.
7. Ф. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 10, 327, 1974.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

### СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С UV-КОНТИНУУМОМ. II

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН

Принята к печати 30 мая 1980

Приводятся результаты спектральных наблюдений 69 объектов из XII—XIV списков галактик с UV-континуумом, выполненных на БТА. У подавляющего большинства исследованных галактик обнаружены эмиссионные линии в красной, а в ряде случаев и в зеленой частях спектра. Определены красные смещения и светимости всех галактик. У 12 из исследованных галактик обнаружены сейфертовские особенности. Десять из них, № 1127, 1133, 1218, 1239, 1243, 1298, 1310, 1320, 1347 и 1383, отнесены к сейфертовскому типу уверенно, а две, № 1212 и 1220, требуют дополнительных наблюдений и изучения.

1. *Наблюдения.* В течение 1978—79 гг. в САО проводились спектральные наблюдения ряда объектов из XII—XIV списков галактик с UV-континуумом [1]. Здесь приводятся результаты исследования 69 галактик из указанных списков. Наблюдения проводились в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в комбинации с ЭОП УМ-92. На фотопленке А-600 были получены нерасширенные спектры в красной и частично в зеленой областях, с дисперсией 90 и 45 А/мм и спектральным разрешением 8 и 5 А соответственно. Эта статья является второй в начатой серии [2]. Данные об исследованных галактиках приведены в табл. 1 и 2, а описания спектров в разделе 2.

В столбцах табл. 1 приведены: 1 — порядковый номер; 2 — номер галактики по [1]. 3 — фотографическая звездная величина по [3], в круглых скобках — по [1]. 4 — красное смещение, определенное по эмиссионным (изредка по абсорбционным) линиям, исправленное за движение Солнца; 5 — абсолютная фотографическая величина с учетом межзвездного поглощения при  $H = 75$  км/с Мпс; 6 — тип галактики по [1].

Таблица 1

№	Номер по [1]	$m_{PE}$	$z$	$M_{PE}$	Тип по [1]
1	2	3	4	5	6
1	1102	(16.5)	0.0354	(-19.6)	sd2
2	1103	(16)	.0350	(-20.1)	ds3
3	1112	15.5	.0352	-20.7	sd3
4	1121	(16)	.0159	(-18.7)	ds2
5	1123	15.7	.0210	-20.5	s3e
6	1125	(16.5)	.0327	(-19.5)	sd2
7	1127	14.4	.0247	-21.1	s3
8	1133	(15.5)	.0244	(-19.9)	s3
9	1139	(16.5)	.0199	(-18.4)	ds2
10	1142	(16)	.0206	(-19.0)	d3
11	1143	(16.5)	.0373	(-19.8)	ds3
12	1144	(17)	.0377	(-19.2)	d2
13	1161	(16)	.0403	(-20.3)	sd3e:
14	1162	(16)	.0440	(-20.7)	s3
15	1163	(16)	.0278	(-19.7)	sd3
16	1164	15.8	.0403	-20.8	sd3
17	1167	14.9	.0177	-19.9	s3e:
18	1168	(17)	.0424	(-19.4)	d2
19	1169	(17)	.0156	(-17.3)	sd2
20	1170	15.3	.0160	-19.4	ds2e:
21	1172	(16.5)	.0408	(-19.8)	sd3
22	1174	14.9	.0225	-20.2	d3e:
23	1181	15.3	.0268	-20.2	ds2
24	1195	(17)	.0394	(-19.6)	ds2e:
25	1196	15	.0217	-20.5	d3e
26	1197	14.9	.0158	-20.0	s3e
27	1198	14.8	.0247	-21.1	sd3e:
28	1199	13.7	.0129	-20.6	sd1e:
29	1200	14.8	.0252	-21.0	sd3e:
30	1201	15.2	.0179	-19.8	sd1e
31	1202	15.6	.0151	-18.9	d3e
32	1203	15.6	.0240	-19.9	sd3
33	1204	(15.5)	.0148	(-19.0)	d2
34	1205	(16.5)	.0456	(-20.5)	sd2e
35	1206	(15.5)	.0468	(-21.6)	d3
36	1208	15.1	.0156	-19.6	sd2e:
37	1209	15.2	.0329	-21.1	d3

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
38	1210	14.4	0.0124	-19.9	ds3e
39	1211	15.2	.0527	-22.2	ds3e:
40	1212	15.2	.0406	-21.4	s2e
41	1218	14.8	.0311	-21.1	s3e:
42	1220	(16.5)	.0645	(-21.0)	s2e:
43	1221	(16)	.0105	(-17.5)	d2e:
44	1222	15.4	.0312	-20.5	d3e:
45	1224	14.3	.0491	-22.6	d3e
46	1229	15.5	.0293	-20.2	sd3e
47	1230	14.0	.0045	-17.6	sd2
48	1236	13.5	.0054	-18.6	d1e
49	1237	14.3	.0148	-19.9	d2e
50	1239	(14.5)	.0192	(-20.3)	s1e
51	1243	14.5	.0364	-21.7	ds3e:
52	1246	(16.5)	.0270	(-19.1)	ds3
53	1259	(13.5)	.0065	(-18.9)	sd1e
54	1298	(15)	.0597	(-22.2)	s1e
55	1302	14.7	.0181:	-19.9	s2e:
56	1308	13.7	.0035	-17.3	s1e
57	1310	(16.5)	.0190	(-18.2)	s1e
58	1320	(15)	.1027	(-23.4)	s1
59	1314	(14.5)	.0102	(-18.9)	s2e
60	1347	15.4	.0508	-21.4	s1e
61	1352	15.4	.0250	-19.9	d3e:
62	1354	(16)	.0232	(-19.1)	d3
63	1355	15.7	.0238	-19.5	s3
64	1365	14.1	.0183	-20.5	s3e
65	1379	(14)	.0091	(-19.1)	s1e
66	1382	15.3	.0305	-20.5	d3
67	1383	(15)	.0883	(-23.0)	s1e
68	1387	15.3	.0544	-21.7	ds2e
69	1391	15.3	.0305	-20.4	d3

У двенадцати из изученных галактик были обнаружены сейфертовские особенности. Десять из них, а именно: № 1127, 1133, 1218, 1239, 1243, 1298, 1310, 1320, 1347 и 1383, уверенно отнесены к сейфертовскому типу. Сейфертовский тип и ширина бленды  $H_{\alpha} + [N II] \lambda\lambda 6548/6584$  в ангстремах приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ галактики	1127	1133	1218	1239	1243	1298	1310	1320	1347	1383
Сейфертовский тип	2	2	1	1.5	1	1	2	QSO:	2	1
Ширина (в А) $H_{\alpha} + [N II]$	15°	15°	130°	140	100°	60°	100	?	60	180

\* Полная ширина  $H_{\alpha}$ .

Объект № 1320 скорее близкий QSO, нежели галактика сейфертовского типа, если между этими двумя типами объектов существует принципиальная разница. В спектрах галактик № 1212 и 1220 наблюдается много эмиссионных линий, которые как будто уширены. Желательно провести дальнейшие исследования этих объектов.

Таким образом можно констатировать, что подтверждается предсказанная в [1] сейфертовская природа объектов № 1239, 1243, 1298, 1310, 1320, 1347 и 1383.

На рис. 1 и 2 приведены регистрограммы спектров ряда галактик сейфертовского типа из табл. 2.

## 2. Описание спектров галактик

- 1102 — Спектр получен в красной области. Наблюдается слабая  $H_{\alpha}$ .
- 1103 — В спектре присутствуют умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабая  $[N II]$   $\lambda$  6584.
- 1112 — Спектр немного недодержан. Наблюдается слабая  $H_{\alpha}$ ,  $[N II]$   $\lambda$  6584 — намечается.
- 1121 — В спектре присутствуют сильная  $H_{\alpha}$ , умеренной интенсивности  $[N II]$   $\lambda$  6584,  $[S II]$   $\lambda\lambda$  6717, 6731 и слабая  $[N II]$   $\lambda$  6548. Линия  $[S II]$   $\lambda$  6731 блендируется с линией ночного неба. Линии слегка наклонны.
- 1123 — На трех спектрах, полученных в красной области, наблюдается малококонтрастная диффузная линия. Красное смещение вычислено в предположении, что это  $H_{\alpha}$ . Желательны дополнительные наблюдения в зеленой части спектра.
- 1125 — Спектр получен в красной и зеленой областях. В спектре отсутствуют эмиссионные линии. Красное смещение измерено по абсорбционным линиям H и K Ca II и G-полосе.

1127 — Объект был заподозрен в принадлежности к сейфертовскому типу [4]. Дальнейшие наблюдения подтвердили его сейфертовскую природу [5]. Полная ширина на уровне непрерывного спектра у  $H_{\alpha}$  и  $[N II] \lambda 6584$  равна 15 и 20 Å, соответственно. Объект можно отнести к сейфертовскому типу 2.

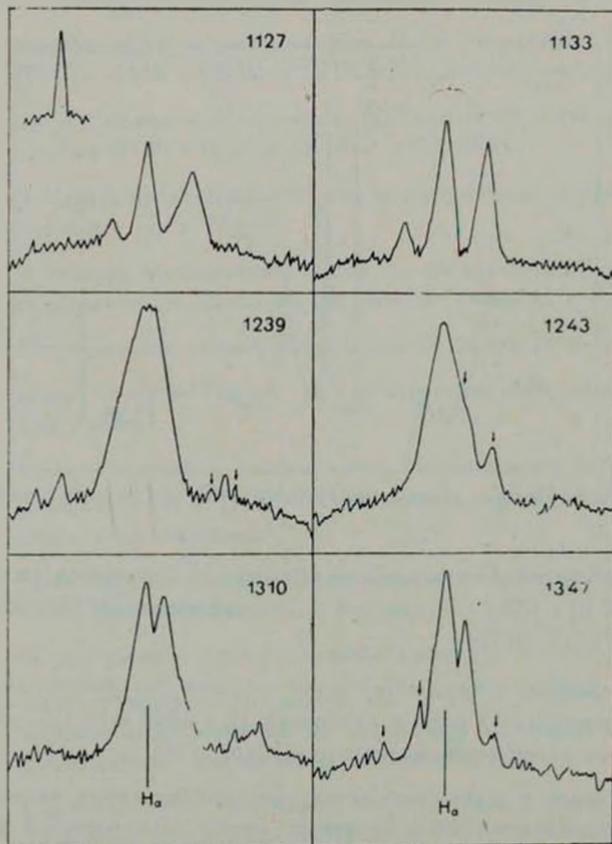


Рис. 1. Регистрограммы спектров галактик сейфертовского типа № 1127, 1133, 1239, 1243, 1310, 1347. Стрелками показаны места наложений линий ночного неба.

1133 — Ранее [4] у объекта было заподозрено наличие слабовыраженных сейфертовских особенностей. Дальнейшие наблюдения подтвердили его сейфертовскую природу [5]. Полная ширина на уровне непрерывного спектра равна 15, 12 и 16 Å у  $H_{\alpha}$ ,  $[N II] \lambda \lambda 6548, 6584$ , соответственно. Объект можно отнести ко второму типу.

- 1139 — В спектре, полученном в красной и зеленой областях, наблюдаются только абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса.
- 1142 — В красной области линий не наблюдается. В сине-зеленой области наблюдаются в поглощении H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub> и линии H и K Ca II.

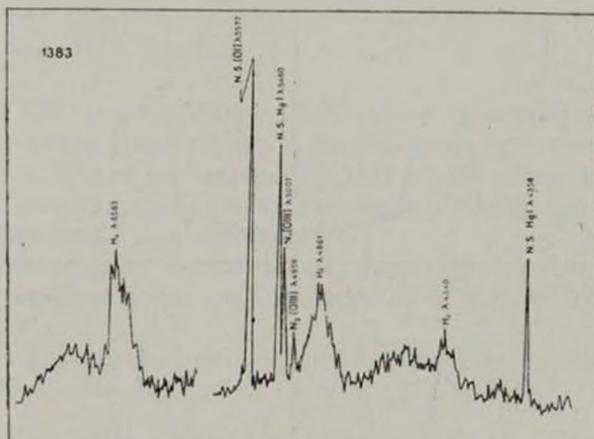


Рис. 2. Регистрограмма спектра галактики № 1383, полученного с помощью системы ОМА.

- 1143 — Спектр получен в красной области. Наблюдаются сильные H<sub>α</sub> и [N II] λ 6584, умеренной интенсивности [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731.
- 1144 — В спектре наблюдаются очень сильная H<sub>α</sub>, умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731. Составляет физическую пару с Марк. 1143.
- 1161 — В красной и синей областях эмиссионные линии не обнаружены. Наблюдаются абсорбционные линии бальмеровской серии H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub>, а также H и K Ca II и D-линия Na.
- 1162 — Спектры, полученные в красной и синей областях, напоминают спектры галактики № 1161. Красное смещение измерено по абсорбционным линиям H и K Ca II.
- 1163 — Спектр получен в красной области, в нем наблюдается умеренной интенсивности протяженная и слегка наклонная H<sub>α</sub>. Намечается малоконтрастная [N II] λ 6584.

- 1164 — На спектрах, полученных в красной и синей областях, эмиссионные линии не обнаружены. Красное смещение измерено по абсорбционным линиям H и K Ca II.
- 1167 — В спектре наблюдаются только абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса. По-видимому, присутствует также H<sub>δ</sub> в поглощении.
- 1168 — Наблюдаются очень сильная H<sub>α</sub> и умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и [S II] λλ 6717, 6731. Линии слегка наклонны.
- 1169 — Спектр немного недодержан. Наблюдаются очень сильная H<sub>α</sub> и слабые [N II] λ 6584 и [S II] λλ 6717, 6731.
- 1170 — В спектре наблюдаются только абсорбционные линии H и K Ca II, G-полоса, H<sub>δ</sub> и Mg Ib.
- 1172 — В спектре эмиссионные линии не обнаружены. В синей области спектра наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II и H<sub>γ</sub>.
- 1174 — Наблюдаются только абсорбционные линии H и K Ca II.
- 1181 — Присутствуют только мало контрастные абсорбционные линии H и K Ca II.
- 1195 — Спектр получен в красной части. Наблюдаются интенсивные, протяженные H<sub>α</sub> и [N II] λ 6584 и слабые [S II] λλ 6717, 6731. Линии слегка наклонны.
- 1196 — Наблюдаются умеренной интенсивности H<sub>α</sub> и слабая [N II] λ 6584. Обе линии наклонны.
- 1197 — В спектре присутствуют слабые линии H<sub>α</sub> и [N II] λ 6584.
- 1198 — Присутствуют слабые линии H<sub>α</sub> и [N II] λλ 6548, 6584, расположенные несимметрично по отношению к непрерывному спектру. По-видимому, это вызвано наличием эмиссии у спутника.
- 1199 — Спектр получен в красной области. Наблюдаются сильная H<sub>α</sub>, умеренной интенсивности [N II] λλ 6584 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731.
- 1200 — В спектре наблюдаются слабые эмиссионные линии H<sub>α</sub> и [N II] λ 6584.
- 1201 — Спектр получен в красной области. Наблюдаются сильная H<sub>α</sub>, умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731.
- 1202 — Спектр немного недодержан. Наблюдается слабая H<sub>α</sub>.

- 1203 — В спектре присутствуют только абсорбционные линии H и K Ca II.
- 1204 — Спектр немного недодержан. Наблюдаются протяженные H<sub>1</sub> и [N II]  $\lambda$  6584.
- 1205 — Спектр получен в красной области. Наблюдаются протяженные диффузные и наклонные H<sub>1</sub> и [N II]  $\lambda$  6584. H<sub>2</sub> блендируется с линией ночного неба.
- 1206 — Наблюдаются протяженные, диффузные и наклонные H<sub>2</sub> и [N II]  $\lambda$  6584. Имеется сходство с галактикой № 1205.
- 1208 — Наблюдаются умеренной интенсивности H<sub>2</sub> и слабая [N II]  $\lambda$  6584.
- 1209 — Спектр немного недодержан. Наблюдается мало контрастная протяженная H<sub>2</sub>. [N II]  $\lambda$  6584 — намечается.
- 1210 — В спектре присутствуют умеренной интенсивности H<sub>2</sub> и слабые [N II]  $\lambda$  6584 и [OI]  $\lambda$  6300.
- 1211 — Наблюдаются умеренной интенсивности H<sub>2</sub> и [N II]  $\lambda$  6584, [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 — намечаются.
- 1212 — В спектре, полученном в красной области, наблюдаются сильные и протяженные H<sub>2</sub> и [N II]  $\lambda$  6584. [N II]  $\lambda$  6548 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 — намечаются. H<sub>2</sub> и [N II]  $\lambda$  6584, по-видимому, уширены. Необходимы дальнейшие наблюдения.
- 1218 — В недодержанном спектре наблюдается очень широкая эмиссионная линия H<sub>2</sub> с полной шириной не менее 130 А. Возможно, что она имеет узкое ядро. Мы относим объект к сейфертовскому типу 2, в случае реальности ядра линии его следует отнести к промежуточному типу.
- 1220 — В спектре присутствуют сильная H<sub>2</sub>, умеренной интенсивности [N II]  $\lambda$  6584; [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 — намечаются. Линии как будто уширены.
- 1221 — По-видимому, галактика состоит из двух неразрешимых на Паломарских картах компонентов. В спектре, полученном в красной области, с высоким угловым разрешением, наблюдается двухкомпонентная структура эмиссионных линий, очень протяженная и сильная H<sub>2</sub> главного компонента и еще более интенсивная, но менее протяженная H<sub>2</sub> второго компонента. В спектре главного компонента наблюдаются также умеренной интенсивности протяжен-

- ные [N II]  $\lambda$  6584 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731. В спектре второго компонента намечаются [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 и как будто [N II]  $\lambda\lambda$  6584, 6548. Линии главного компонента слегка наклонны. Объект несомненно интересный, желательны дальнейшие исследования.
- 1222 — В спектре наблюдаются довольно сильная  $H_\alpha$  и умеренная [N II]  $\lambda$  6584. Намечаются слабые, малоконтрастные [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731.  $H_\alpha$  и [N II]  $\lambda$  6584 слегка наклонны.
- 1224 — Тесная система, состоящая из нескольких сфероидальных галактик. Получен спектр главного компонента. В спектре наблюдаются сильная  $H_\alpha$ , умеренной интенсивности [N II]  $\lambda\lambda$  6584 и слабые [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731. Все линии имеют очень протяженную и сильно искривленную структуру, вызванную, по-видимому, динамикой системы.
- 1229 — Наблюдаются умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и слабая [N II]  $\lambda$  6584. [N II]  $\lambda$  6548 — намечается.  $H_\alpha$  и [N II]  $\lambda$  6584 слегка наклонны.
- 1230 — В спектре присутствуют протяженная интенсивная  $H_\alpha$  и слабая [N II]  $\lambda$  6584. [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 — намечаются.
- 1236 — Наблюдаются протяженные эмиссионные линии: очень сильная  $H_\alpha$ , слабые [N II]  $\lambda\lambda$  6584, 6548, [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731, He I  $\lambda$  5876, [Ar III]  $\lambda$  7139. Непрерывный спектр очень слаб.
- 1237 — В спектре наблюдаются малоконтрастные  $H_\alpha$  и [N II]  $\lambda$  6584.
- 1239 — Спектр получен в красной части, в нем наблюдаются  $H_\alpha$ , [N II]  $\lambda$  6584, 6548, [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731, [O I]  $\lambda\lambda$  6300, 6363. Сейфертовская природа этого объекта не вызывает никакого сомнения. Крылья у  $H_\alpha$  наблюдаются уверенно. Полная ширина на уровне непрерывного спектра  $H_\alpha +$  [N II]  $\lambda\lambda$  6548, 6584 равна 140 А. Спектр передержан, однако наличие крыльев и присутствие заметных запрещенных линий [N II], [S II] и [O I] позволяет предположить, что это объект промежуточного типа.
- 1243 — Сейфертовская природа объекта не вызывает никакого сомнения. Наличие крыльев у  $H_\alpha$  наблюдается уверенно. Полная ширина  $H_\alpha$  на уровне непрерывного спектра равна 100 А. Линии [N II]  $\lambda$  6548, 6584, по-видимому, очень слабы. Объект можно отнести к сейфертовскому типу 1.
- 1246 — В недодержанном спектре наблюдаются умеренная  $H_\alpha$  и слабая [N II]  $\lambda$  6584.

- 1259 — В спектре наблюдаются протяженные линии: сильная  $H_2$  и  $[N II] \lambda 6584$ , умеренной интенсивности  $[S II] \lambda\lambda 6717, 6731$  и  $HeI \lambda 5876$ .
- 1298 — На двух недодержанных спектрах наблюдается широкая эмиссионная линия  $H_1$ . В связи с практическим отсутствием непрерывного спектра затруднительно говорить о ширине линии, во всяком случае она более 60 А. Учитывая высокую абсолютную светимость, объект можно отнести к сейфертовскому типу 1.
- 1302 — Спектр недодержан, тем не менее в нем наблюдается умеренной интенсивности  $H_1$ .
- 1308 — Наблюдаются очень сильная и протяженная  $H_1$ , умеренной интенсивности  $[N II] \lambda 6584$  и слабые  $[N II] \lambda 6548$  и  $[S II] \lambda\lambda 6717, 6731$ .
- 1310 — Спектр немного передержан. Наблюдаются сильные  $H_2$  и  $[N II] \lambda\lambda 6548, 6584$ . Полная ширина бленды  $H_2 + [N II] \lambda\lambda 6548, 6584$  на уровне непрерывного спектра равна 100 А. Отношение интенсивностей  $H_2/[N II] \lambda 6584 \approx 1$ . Объект можно отнести к сейфертовскому типу 2.
- 1320 — Спектр получен в зеленой области. Наблюдаются эмиссионные линии умеренной ширины  $N_1, N_2, N_3, N_7$  и  $[O II] \lambda 3727$ . Объект на прямых снимках не отличается от звезд; по светимости и по спектру он может рассматриваться как близкий QSO или как далекая сейфертовская галактика. Объект необычен, нуждается в дополнительном исследовании.
- 1344 — В спектре наблюдаются сильная протяженная  $H_2$ , умеренной интенсивности  $[N II] \lambda 6584$  и слабые  $[S II] \lambda\lambda 6717, 6731$ .
- 1347 — В спектре присутствуют сильные  $H_2$  и  $[N II] \lambda\lambda 6548, 6584$ . Полная ширина бленды  $H_2 + [N II] \lambda\lambda 6548, 6584$  на уровне непрерывного спектра равна 60 А. Линии  $H_2$  и  $[N II]$  уширены умеренно. Объект можно отнести к сейфертовскому типу 2.
- 1352 — В спектре наблюдаются протяженные линии: умеренной интенсивности  $H_2$  и  $[N II] \lambda 6584$ .
- 1354 — Спектр получен в красной области. Наблюдаются сильная  $H_2$  и слабая  $[N II] \lambda 6584$ .
- 1355 — Присутствуют слабая  $H_2$  и  $[N II] \lambda 6584$ .
- 1365 — Наблюдаются умеренной интенсивности  $H_2$  и  $[N II] \lambda 6584$  и

слабые  $[N II] \lambda 6548$  и  $[S II] \lambda \lambda 6717, 6731$ .  $[S II] \lambda 6717$  блендируется с линией ночного неба.

- 1379 — Спектр получен в красной и голубой областях. Наблюдаются сильная  $H_\alpha$ , умеренной интенсивности  $[N II] \lambda 6584$  и слабые  $[N II] \lambda 6548$ ,  $[S II] \lambda \lambda 6717, 6731$  и  $H_\beta$ . У спутника наблюдается сильная  $H_\alpha$  с таким же значением  $z$ .
- 1382 — В спектре наблюдается умеренной интенсивности  $H_\alpha$ .
- 1383 — Спектр получен на 2.6-м телескопе с помощью системы ОМА, с дисперсией 200 А/мм, в красной и синей областях. В спектре наблюдаются широкие разрешенные линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и узкие запрещенные линии  $N_1$ ,  $N_2$  и  $[N II] \lambda \lambda 6548, 6584$ . Полная ширина на уровне непрерывного спектра равна 180, 180 и 100 А у  $H_\alpha$ ,  $[N II] \lambda \lambda 6548, 6584$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ , соответственно. Объект уверенно можно отнести к сейфертовскому типу 1.
- 1387 — Спектр недодержан, тем не менее в нем наблюдается умеренной интенсивности  $H_\alpha$ , а  $[N II] \lambda 6584$  — намечается.
- 1391 — В спектре наблюдаются умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и слабая  $[N II] \lambda 6584$ .

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. II

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

The results of spectroscopic observations of 69 objects from the XII—XIV lists of galaxies with UV-continuum are presented. The presence of emission lines in red and sometimes in green parts of spectra is established for the overwhelming majority of investigated galaxies. The redshifts and luminosities of galaxies are determined as well. In twelve out of 69 objects Seyfert characteristics were found. Ten of them Mark. 1127, 1133, 1218, 1239, 1243, 1298, 1310, 1320, 1347 and 1383 doubtlessly relate to Seyfert type. The remainder Mark. 1212, 1220 need further examination.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 15, 201, 363, 549, 1979.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 5, 1980.
3. F. Zwicky *et al.*, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Switzerland, 1960—1970*.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Письма АЖ*, 5, 505, 1979.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрон. цирк.*, (в печати).

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

### СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХЪЯДЕРНОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 266

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 4 марта 1980

Принята к печати 14 июля 1980

Приводятся результаты кинематического и динамического исследования двухъядерной галактики Марк. 266. Измерения спектральных линий показывают, что ядра этой галактики вращаются со скоростями 132 км/с (ядро „а“) и 286 км/с (ядро „b“), причем в разные стороны. Разница лучевых скоростей самих ядер составляет примерно 280 км/с. Массы ядер равны  $7 \cdot 10^9 M_{\odot}$  („а“) и  $3.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  („b“). Принимая, что Марк. 266 образовалась вследствие распада единичного тела, рассмотрены два пути развития после ее распада: а) ядра вращаются вокруг общего центра тяжести, б) они разлетаются в диаметрально противоположные стороны. Для случая а) вычислены орбитальная масса и угловой момент системы. Показано, что сумма индивидуальных масс ядер составляет менее половины их орбитальной массы. Для случая б) вычислены угловой момент, энергия распада и возраст системы ( $8.4 \cdot 10^{72}$  г см<sup>2</sup>/с,  $8 \cdot 10^{75}$  эрг и  $10^7$  лет соответственно). Отмечается также, что оба ядра Марк. 266 показывают некоторые признаки сейфертовских галактик второго типа.

1. *Введение.* Маркарян 266, вошедшая в список галактик с UV-избытком с двумя и кратными ядрами [1], имеет давнюю «историю». Введенная еще в 1888 г. Дрейером в каталог NGC под номером 5256 [2], она описана им как маленькое пятно с возрастанием яркости к центру. На Паломарских картах она выглядит так, как описывает ее Воронцов-Вельяминов [3]: «К ромбовидной (N) касательно расположена туманная полоса». Впервые двухъядерную структуру галактики выявил Цвикки [4]. Им она описывается как галактика с двумя ядрами и с «перьями». Известная уже под обозначениями NGC 5256, МКГ 8-25-31, I Zw 67, она вошла в третий список Маркаряна [5] и охарактеризована как пара неразрешенных сфероидальных галактик  $d3 + d3$ . Позже Марк. 266 вошла в каталог «Изо-

лированных пар галактик» Караченцева под номером 388 [6] как пара спиральных галактик в общей оболочке.

В 1969 г. Барбон, впервые получив спектр Марк. 266 [7], определил красные смещения обоих ядер галактики и подробно описал их спектры. Результаты электрофотометрических измерений галактики в цветах U, B, V, R приведены в диссертации Хакра [8], а в цветах H, K, L и на 8.4 мкм в [9].

Радиоизлучение Марк. 266 впервые было обнаружено в 1968 г. Галактика вошла в Кембриджский обзор радиоисточников [10] на 408 МГц и получила обозначение ВР 173. Ее радиоспектр описан в работе [11], а совсем недавно в работе [12] были приведены данные радиоинтерферометрических наблюдений этой галактики.

В настоящей работе приведены результаты детального кинематического и динамического исследований галактики Марк. 266, первое описание морфологии и спектра которой приведено в [1] и [13].

2. *Наблюдательный материал, обработка и результаты.* Спектры Марк. 266 были получены в первичном фокусе шестиметрового телескопа САО АН СССР 19/20 декабря 1977 г. Использован спектрограф СП-160 с контактным электроннооптическим преобразователем с волоконным выходом М9ЦВ. Спектры получены на пленке Kodak 103а-О при двух углах дифракционной решетки, охватывающих спектральный диапазон примерно от 3500 до 7200 Å. Дисперсия на выходе ЭОП равна  $\sim 85$  Å/мм, а масштаб перпендикулярно дисперсии равен 20"/мм. Экспозиция снимка для каждого спектрального поддиапазона равнялась 27 мин. Источником спектра сравнения служила лампа с полым катодом (Fe+Ne). Измерения выполнены на «Аскорекорде».

На рис. 1 приведена картина изоденс снимка Марк. 266, полученного в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории 25/26 февраля 1977 г. на нагретой пластинке Kodak 11а-О с экспозицией 25 мин. Изоденсы построены с помощью микроденситометра АМД-1 и ЭВМ САО АН СССР. На рис. 1 плотность фона соответствует 0.9, а каждый шаг изоденс соответствует изменению плотности на 0.1.

На картине четко выделяются оба ядра. Кроме этого хорошо заметно протяженное гало со сверхассоциацией на юго-западе. На рис. 2 приведен участок спектра Марк. 266 у линии  $H_\alpha$ . Как видно из рисунка, спектральные линии галактики в направлении перпендикулярной дисперсии имеют интересную структуру: эмиссионные линии ядер галактики наклонены и притом в разные стороны. Это указывает на то, что сами ядра вращаются в противоположные стороны, причем их соприкасающиеся области от нас удаляются.

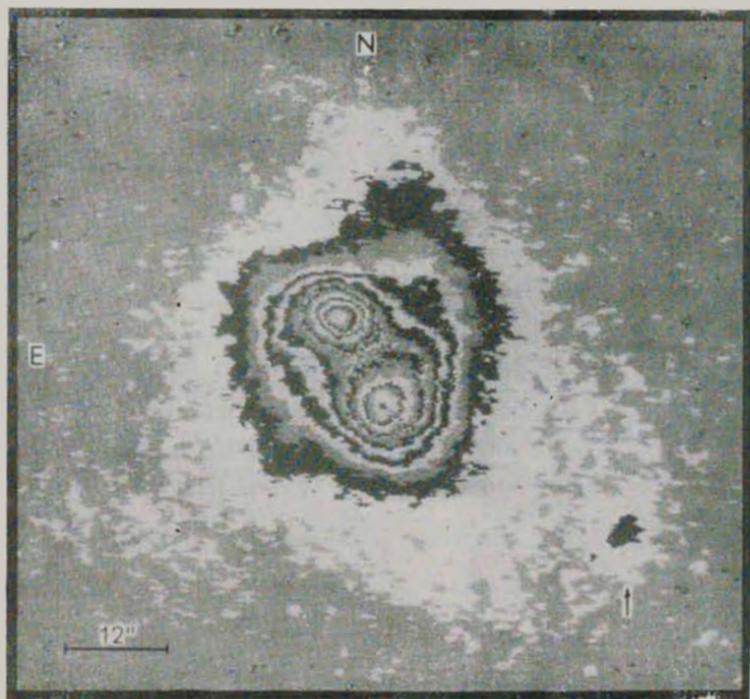


Рис. 1. Картина изоденс Марк. 266. Стрелкой указана сверхассоциация.

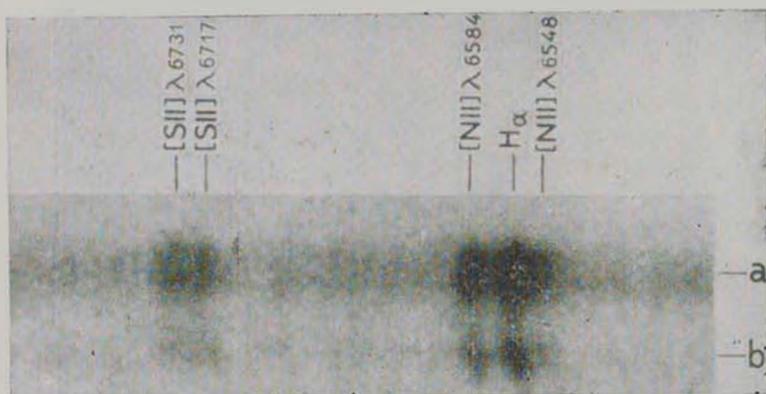


Рис. 2. Спектр Марк. 266 в области  $H_{\alpha}$ . Первичный фокус БТА. оригинальная дисперсия  $\sim 85$  А/мм.

К ст. А. Петросян, К. Саакян, Э. Хачикян

Для учета ошибок, вводимых спектрографом и ЭОП в структуру линий, был получен спектр сравнения по всей высоте щели спектрографа. Измерение формы линий спектра сравнения вдоль всей высоты щели дало возможность внести с достаточной точностью поправку за кривизну изображения щели при определении лучевых скоростей различных областей галактики.

Средние лучевые скорости центров ядер Марк. 266 были вычислены на основе измерения положения девяти различных линий в спектре. Полученные значения  $v$ , исправленные за вращение Солнца вокруг центра Галактики по [14], соответственно для „а“ и „b“ ядер равны 8551 км/с с  $\sigma^a = 49$  км/с и 8424 км/с с  $\sigma^b = 68$  км/с (здесь и ниже  $\sigma$  ошибка одного измерения).

Кроме этого, по измерениям четырех линий [N II]  $\lambda$  6584, H<sub>1</sub>, [O III]  $\lambda$  5007 и H<sub>2</sub> получена картина распределения лучевых скоростей по галактике вдоль высоты щели. Данные приведены в табл. 1. В первом столбце приведено расстояние от геометрического центра галактики на се-

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 266  
ОТНОСИТЕЛЬНО ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

Расстояние от геометрического центра	Разница лучевых скоростей относительно лучевой скорости геометрического центра					
	H <sub>2</sub>	[N II]	[O III]	H <sub>1</sub>	$\Delta v_r$	$\sigma$
Северо-восток +10"	-100	-116	-139	-143	-125	22
	8	-77	-92	-133	-195	53
	6	-83	-35	-94	-118	35
	4	-43	-14	-70	-56	24
	+2	+8	-37	+90	0	54
Юго-запад -2"	+47	-95	-119	-31	-50	74
	4	-10	-46	-119	-25	48
	6	-129	-155	-224	-154	41
	8	-303	-238	-303	-133	80
	-10	-395	-349	-398	-108	138

веро-восток и юго-запад вдоль высоты щели в секундах дуги. В последующих четырех столбцах приведены разницы лучевых скоростей относительно скорости геометрического центра галактики для ее разных точек вдоль высоты щели, вычисленные по вышеотмеченным линиям. В шестом столбце дано среднее значение для этой разницы, а в седьмом — величина ошиб-

ки. Для наглядности, на рис. 3 приведена кривая распределения лучевых скоростей в галактике относительно лучевой скорости геометрического центра. На рисунке вертикальными черточками указаны ошибки одного измерения. Указаны также центры ядер галактики.

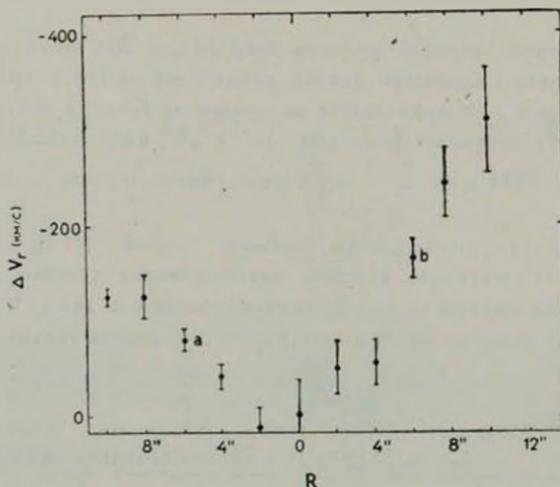


Рис. 3. Поле скоростей Марк. 266.

3. *Обсуждение.* Расстояние между центрами ядер в проекции равно  $\sim 12''$ , что, при  $H = 75$  км/с Мпс, соответствует  $R_{оп} = 6.5$  кпс. Диаметры обоих ядер равны примерно  $6''$  или в линейных единицах  $d_a = d_b = 3.2$  кпс. Вычисленная по девяти линиям разница лучевых скоростей ядер Марк. 266 равна  $127$  км/с с  $\sigma = 84$  км/с, а скорости вращения „а“ и „б“ ядер вокруг своих осей на расстоянии  $1.6$  кпс от их центров, выведенные из измерений четырех линий, соответственно равны:  $v^a = 50$  км/с с  $\sigma = 58$  км/с и  $v^b = 130$  км/с с  $\sigma = 107$  км/с, причем, как было указано выше, вращение происходит в разные стороны.

По [14] угол наклона галактики Марк. 266 к лучу зрения  $i = 27^\circ$ . Принимая во внимание своеобразие строения галактики это значение трудно считать надежным. Тем не менее, если предположить, что оси собственного вращения „а“ и „б“ ядер перпендикулярны плоскости галактики и их движение относительно друг друга происходит в той же плоскости, то отсюда можем получить следующие пространственные значения для  $\Delta v_r$ ,  $v^a$ ,  $v^b$  и  $R$ :  $\Delta v_r = 280$  км/с,  $v^a = 132$  км/с,  $v^b = 286$  км/с и  $R = 7.3$  кпс.

Если использовать обычную формулу для вычисления массы, то для „а“ и „б“ ядер получаются соответственно следующие значения масс (в пределах радиуса 3''):

$$M_a = 7.0 \cdot 10^9 M_{\odot}, \quad M_b = 3.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}.$$

Авторы придерживаются той точки зрения, что ядра Марк. 266 образовались вследствие распада первоначального единичного тела. Можно рассмотреть два пути развития системы после ее распада:

- а) Ядра вращаются вокруг общего центра тяжести.
- б) Ядра разлетаются в диаметрально противоположные стороны.

При этом в обоих случаях считается, что система остается замкнутой.

Оценим некоторые физические величины системы ядер для случаев а) и б) в отдельности.

Случай а).

*Интегральная масса ядер.* Используя исправленные за эффект проецирования значения величин  $\Delta v_r$  и  $R$ , полученные выше для интегральной массы ядер, получим

$$M_{a+b} = \Delta v_r^2 \frac{R}{G} = 1.4 \cdot 10^{11} M_{\odot}.$$

Если не принимать во внимание значение угла наклона оси галактики к лучу зрения (морфология галактики пекулярна), то

$$M_{a+b} = \frac{32}{3\pi} (\Delta v_r)_{\text{пр}}^2 \frac{R_{\text{пр}}}{G} = 8.2 \cdot 10^{10} M_{\odot},$$

где  $32/3\pi$  — фактор проекции, получаемый из предположения круговых движений ядер вокруг общего центра [15].

Сравнивая сумму индивидуальных масс „а“ и „б“ ядер галактики с их интегральной массой, видим, что сумма индивидуальных масс ядер составляет менее половины их «орбитальной» массы.

«Дефект массы» в данном случае может быть следствием: 1) либо неучета массы материи, окружающей ядра, 2) либо нестационарности самой системы. Однако для выяснения того, какая из этих возможностей играет решающую роль, нужны дополнительные наблюдения.

*Угловой момент.* Как было отмечено выше, сами ядра вращаются. Используя вышеприведенные данные, для собственных угловых моментов „а“ и „б“ ядер галактики получаем соответственно значения:

$$J_a \cong \frac{1}{2} M_a v^2 d_a = 9.1 \cdot 10^{71} \text{ г см}^2/\text{с};$$

$$J_b \simeq \frac{1}{2} \mathfrak{M}_b v^b d_b = 9,3 \cdot 10^{72} \text{ г см}^2/\text{с}.$$

Если ядра движутся по круговым орбитам вокруг центра масс системы со скоростями

$$v_a = \frac{2\pi D_a}{P}, \quad v_b = \frac{2\pi D_b}{P},$$

где  $D_a, D_b$ — расстояние ядер от центра тяжести системы,  $P$ — период вращения, то тогда орбитальный момент вращения системы будет:

$$J_{\text{орб.}} = \mathfrak{M}_a v_a D_a + \mathfrak{M}_b v_b D_b = \frac{2\pi}{P} (\mathfrak{M}_a D_a^2 + \mathfrak{M}_b D_b^2).$$

Если

$$D_a + D_b = R \text{ и } \frac{D_a}{D_b} = \frac{\mathfrak{M}_b}{\mathfrak{M}_a},$$

то

$$J_{\text{орб.}} = \frac{2\pi}{P} R^2 \frac{\mathfrak{M}_a \mathfrak{M}_b}{\mathfrak{M}_a + \mathfrak{M}_b}.$$

С другой стороны, по третьему закону Кеплера

$$\frac{R^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2} (\mathfrak{M}_a + \mathfrak{M}_b),$$

тогда

$$J_{\text{орб.}} = \sqrt{G \cdot R} \frac{\mathfrak{M}_a \cdot \mathfrak{M}_b}{\mathfrak{M}_a + \mathfrak{M}_b}.$$

Используя значения индивидуальных масс ядер и расстояния между ними, получим, что

$$J_{\text{орб.}} = 4,0 \cdot 10^{72} \text{ г см}^2/\text{с}.$$

При этом момент вращения первоначального одиночного тела, вычисленный с помощью формулы  $J_0 = J_{\text{орб.}} + (J_b - J_a)$  (соотношение составлено с учетом направления вращения), получается порядка  $10^{73}$  г см<sup>2</sup>/с. На самом деле действительное значение  $J_0$  больше этого, так как здесь не учитывается момент вращения диффузного вещества, в которое погружены ядра Марк. 266.

Случай б).

*Угловой момент.* Если окружающее ядра вещество образовалось после распада и его угловой момент равен нулю, то угловой момент первоначального одиночного тела переходит в угловой момент собственного вращения обоих ядер галактики. Тогда, используя полученные выше значения угловых моментов собственного вращения ядер, для углового момента первоначального тела получим значение

$$J_0 = J_b - J_a = 8.4 \cdot 10^{22} \text{ г см}^2/\text{с}.$$

Возможно, что окружающее ядра диффузное вещество образуется до начала распада и несет с собой некоторое количество углового момента. Тогда угловой момент первоначального тела должен быть больше приведенного выше значения.

*Энергия распада.* Попытаемся теперь оценить приблизительно то значение энергии, которое необходимо для образования двух ядер Марк. 266 из одного первоначального тела в случае б). Заранее отметим, что здесь не рассматривается вопрос о механизме распада, одним из результатов которого является образование ядер галактики.

Предположим, что энергия распада в основном расходуется на сообщение кинетической энергии ядрам галактики и на преодоление гравитационного притяжения между ними после распада. Предположим также, что массы и размеры ядер не меняются с течением времени и что первоначальная потенциальная энергия, которая противодействовала распаду, выражается следующим образом:

$$U_0 = -G \frac{M_a M_b}{d_a + d_b}.$$

Тогда для энергии распада получим выражение

$$E_{\text{рас.}} = \mu \frac{\Delta v^2}{2} + G M_a M_b \left( \frac{2}{d_a + d_b} - \frac{1}{R} \right),$$

где  $\mu$  приведенная масса:

$$\mu = \frac{M_a M_b}{M_a + M_b}.$$

После подстановки соответствующих значений получим, что

$$E_{\text{рас.}} \approx 8.1 \cdot 10^{57} \text{ эрг.}$$

Ясно, что в действительности значение энергии распада должно быть больше, по крайней мере по двум причинам. Во-первых, по всей вероятности, размеры ядер в первоначальный период были меньше, чем в настоящее время, во-вторых, образующаяся при распаде материя концентрирована не только в ядрах, но и образует, например, гало, явно наблюдаемое вокруг них. Таким образом, нами оценен нижний предел для энергии распада.

*Возраст системы.* Для оценки возраста системы предположим, что в начальный момент распада разница скоростей между ядрами была порядка  $10^3 \div 5 \cdot 10^3$  км/с. Тогда время, прошедшее с начала момента распада, будет порядка  $10^7 \div 3 \cdot 10^6$  лет. Даже в том случае, если разница скоростей между ядрами все время оставалась постоянной и равной наблюдаемой в настоящий момент скорости 280 км/с, возраст системы не будет превышать  $3 \cdot 10^7$  лет. Отсюда можно сделать вывод, что в случае б) система имеет сравнительно небольшой возраст.

Интересно отметить, что оба ядра Марк. 266 показывают некоторые признаки сейфертовских галактик второго типа.

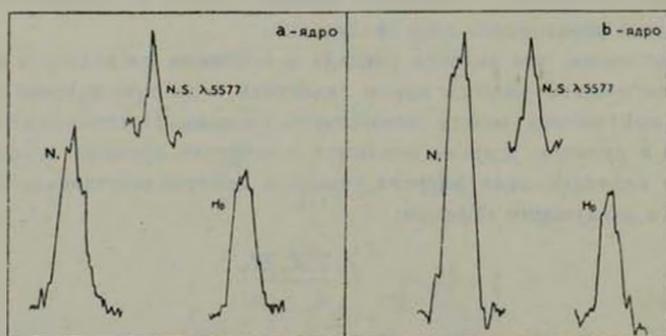


Рис. 4. Профили линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $[O I] \lambda 5577$  в спектре „а“ и „б“ ядер Марк. 266.

На рис. 4 приведены регистрограммы спектральных линий  $N_2$  и  $[O III] \lambda 5007$ , наблюдаемых в спектрах „а“ и „б“ ядер, а рядом, для сравнения, — регистрограммы линий свечения ночного неба  $[O I] \lambda 5577$ . Хорошо видно, что ширина эмиссионных линий ядер намного больше инструментального контура и имеет полуширину более 800 км/с.

Таким образом, по ширине эмиссионных линий оба ядра Марк. 266 могут быть отнесены к классу объектов Sy2 [16].

В дальнейшем, в отдельной статье предполагается привести результаты детальной спектрофотометрии этой галактики, которые в свою очередь говорят в пользу молодости системы ядер и самих ядер галактики.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за дискуссию, а также сотрудникам ВЦ САО АН СССР за помощь в построении изоденс.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF DOUBLE NUCLEUS GALAXY MARKARIAN 266

A. R. PETROSSIAN, K. A. SAHAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of kinematic and dynamic investigations of double nucleus galaxy Markarian 266 are presented. The measurements of spectral lines show that the nuclei of this galaxy rotate in different directions with the velocities 132 km/s („a“ nucleus) and 286 km/s („b“). The difference of radial velocities of nuclei themselves is about 280 km/s. The mass of „a“ nucleus is about  $7 \cdot 10^9 M_{\odot}$  and „b“ —  $3.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ . It is suggested that Markarian 266 was formed as a result of decay of one body. Two possible ways of development after the decay are discussed: a) the nuclei rotate around the center of gravity, b) they fly away diametrically in opposite directions. For the a) case the angular momentum and orbital mass of the system are calculated. It is shown that the individual mass of both nuclei is less than half of the orbital mass of the system. For the b) case angular momentum, energy of decay and age of system are calculated ( $J_0 = 8.4 \cdot 10^{72}$  gcm<sup>2</sup>/s,  $E = 8 \cdot 10^{57}$  erg and  $T = 10^7$  year). It is also noted that both nuclei of Markarian 266 show features of Sy 2 galaxies.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. J. Dreyer, *New General Catalogue*, Mem. RAS., 49, 1888.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. I, М., 1962.
4. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post Eruptive Galaxies*, Switzerland, 1971.
5. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
6. И. Д. Караченцев, *Сообщ. САО АН СССР*, 7, 3, 1972.
7. R. Barbon, *Kitt Peak National Obs. Contr.*, No. 510, 1969.
8. J. P. Huchra, *The Nature of Markarian Galaxies*, Thesis of Diss., Pasadena, 1977.
9. D. A. Allen, *Ap. J.*, 207, 367, 1976.
10. J. A. Bailey, G. G. Pooley, *M. N.*, 138, 51, 1968.
11. G. Kojotan, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. Tovmassian, C. R. Purton, *Ap. J.*, 203, 323, 1976.

12. *J. T. Stocke, W. G. Tifft, M. A. Kaftan-Kassim, A. J.*, 83, 322, 1978.
13. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика*, 15, 209, 1979.
14. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, M. G. Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1976.
15. *T. Page*, Proc. Fourth Berkley Symp. on Mathematical Statistics and Probability, Univ. of California, 1960.
16. *D. W. Weedman*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

### СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 266

А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 2 июня 1980

Принята к печати 30 июня 1980

Представлены результаты обработки спектров ядер галактики Маркарян 266. Спектры получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР. Вычислены эквивалентные ширины и относительные интенсивности наблюдаемых линий и получены распределения непрерывного излучения ядер галактики в абсолютных единицах. Определены электронная температура  $T_e \sim 16\,400$  К и электронная плотность  $n_e \sim 3.0 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup> для юго-западного „b“ ядра галактики. Для северо-восточного „a“ ядра при принятом значении  $T_e$  7000 К получено значение  $n_e \sim 9.0 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup>. Определено содержание некоторых тяжелых элементов в ядрах (O, N, Ne, S). Оценены значения  $T_e$  в переходных зонах HII—H I в ядрах галактики, которые равны 4900 К для „a“ ядра и 6000 К для „b“. Вычислены массы излучающего газа в ядрах  $\sim 5.5 \cdot 10^5 M_\odot$  для „a“ ядра и  $9.5 \cdot 10^5 M_\odot$  — для „b“, а также число ранних звезд ( $2 \cdot 10^4$  звезд типа O7 — в „a“ ядре,  $7 \cdot 10^3$  — в „b“). Делается вывод, что не только по ширине эмиссионных линий [5], но и по ряду других параметров ядра Маркарян 266 можно отнести к типу Sy 2.

1. *Введение и наблюдательный материал.* В настоящей работе приведены результаты спектрофотометрии галактики Маркарян 266, являющейся типичным представителем галактик с УФ-избытком с двумя ядрами [1]. Исследование этой галактики особенно интересно, так как УФ-избыток обоих ядер [2], нетепловое радиоизлучение гало и юго-западного „b“ ядра [3, 4], особенности кинематики системы и большие ширины эмиссионных линий обоих ядер [5] указывают на то, что в ней происходят необычные физические процессы.

Наблюдательный материал получен с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП М9ЦВ в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР с дисперсией около 85 А/мм. звездой сравнения служила 34 Фейджа [6]. Выражение в абсолютных единицах спектрального распределения непрерыв-

ного излучения ядер галактики производилось путем привязки звезды сравнения к звезде  $\alpha$  Лиры [7]. Из-за ограниченных размеров экрана ЭОП исследуемый спектральный диапазон (3500—7200 Å) покрывался двумя снимками. Время экспозиции для каждого снимка было  $27^m$ , а для звезды сравнения —  $20^s$ . При «абсолютизации» для коэффициента Шварцшильда взята величина 0,82, которая получена для использованных пленок Kodak 103a-O.

Так как изображение звезды сравнения на щели было больше, чем ширина щели, то при выражении в абсолютных единицах распределения энергии в ядрах галактики излучение части видимого диска 34 Фейджа, попадающее в щель, экстраполировалось к излучению общего диска звезды (принимая, что диск звезды имеет прямоугольный профиль). Для оценки ошибок, которые возникают при таком подходе к выражению в абсолютных единицах непрерывного излучения объектов, в ту же ночь был получен спектр еще одной стандартной звезды — 15 Фейджа [6]. «Абсолютизация» излучения 15 Фейджа была произведена по спектру 34 Фейджа; полученные данные сравнены с данными, выведенными на основе работ [6, 7]. При этом использовались средние коэффициенты экстинкции для САО, приведенные в [8]. Вычисленные ошибки зависят от длины волны. В красной части спектра внутренние ошибки «абсолютизации» в среднем оказались равными примерно 20%, а в коротковолновой части — 90%.

Так как спектры галактики и стандартной звезды 34 Фейджа получены при близких друг к другу зенитных расстояниях, поправки за атмосферную экстинкцию не вводились.

Регистрация спектров производилась на микрофотометре ИФО-451 с высотой щели, равной  $6''$ .

*2. Редукция наблюдательных данных.* В ходе обработки спектров ядер Маркарян 266 были определены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий (следует отметить, что на спектрах, полученных однокаскадным малолушмящим ЭОП М9ЦВ, спектральные линии можно фотометрировать с точностью порядка 10%). Полученные данные приведены в табл. 1.

На рис. 1 построены кривые распределения непрерывного излучения „a“ и „b“ ядер Маркарян 266. На графике по оси ординат отложены значения  $\lg F_\nu$ , где  $F_\nu$  — энергия для данной частоты в единицах эрг/см<sup>2</sup>с Гц, а по оси абсцисс —  $\nu$  (частота в Гц).

Следует отметить, что данные, приведенные в табл. 1 и на рис. 1, относятся к областям с размерами  $1.2 \times 6''$ , где 1.2 — ширина щели спектрографа, а  $6''$  — высота щели микрофотометра, с помощью которого регистрировались спектры.

Таблица 1

Линии	„a“ ядро		„b“ ядро	
	$\Psi, (\text{A})$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	$\Psi, (\text{A})$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$
[O II] $\lambda$ 3727	129	1.7	50	1.5
[Ne III] $\lambda$ 3869	—	—	11	0.5
H $\delta$	3.3	0.08	—	—
G-полоса	4.7	—	—	—
H $\gamma$	10	0.3	4.9	0.23
[O III] $\lambda$ 4363	—	—	2.9	0.13
H $\beta$	28	1.0	17	1.0
[O III] $\lambda$ 4959	15	0.5	27	1.6
[O III] $\lambda$ 5007	49	1.7	96	5.4
He I $\lambda$ 5876	1.4	0.04	—	—
(D $_1$ + D $_2$ ) Na I	1.6	—	2.3	—
[O I] $\lambda$ 6300	11	0.2	2.8	0.12
[O I] $\lambda$ 6364	3.5	0.07	1.0	0.04
[N II] $\lambda$ 6548	20	0.5	11	0.5
H $\alpha$	111	2.8	56	3.0
[N II] $\lambda$ 6583	61	1.5	32	1.6
[S II] $\lambda$ 6717	23	0.6	9	0.5
[S II] $\lambda$ 6731	27	0.7	8	0.4

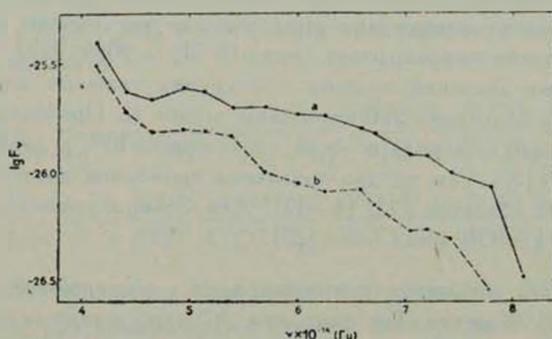


Рис. 1. Кривые распределения непрерывного излучения „a“ и „b“ ядер Маркарян 266.

3. *Электронная температура и электронная плотность.* Присутствие в спектре „b“ ядра эмиссионных линий [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959, 4363 дает возможность вычислить электронную температуру. Используя формулу, приведенную в [9], для  $T_e$  получено значение  $\sim 16400$  К. Так как в спектре

„а“ ядра галактики отсутствуют линии, необходимые для непосредственного определения электронной температуры, то при дальнейших расчетах для  $T_e$  принято значение 7000 К. Оно выбрано на основе рис. 1 работы Аллоэна и др. [10] для  $I([\text{O III}]) / I([\text{N II}]) \sim 1.0$ .

Электронные плотности в ядрах галактики для принятых значений электронных температур определены по отношению интенсивностей эмиссионных линий дублета  $[\text{S II}] \lambda. 6717/31$  [11]. Для „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 они соответственно равны:

$$n_e^a \sim 9.0 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \quad n_e^b \sim 3.0 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}.$$

4. *Содержание тяжелых элементов.* Для вычисления относительного содержания ионов тяжелых элементов воспользуемся уравнениями, приведенными в [12], принимая, что в ядерных H II областях Маркарян 266 флуктуации электронной температуры отсутствуют (см. ниже).

При определении относительного содержания иона серы заметим, что отношение интенсивностей линии  $[\text{N II}]$  к линиям  $[\text{S II}]$  является хорошим индикатором для определения  $\text{N}^+/\text{S}^+$ , а следовательно  $\text{S}^+/\text{H}^+$  [13]. Наличие в спектрах ядер линии  $\text{He I} \lambda. 5876$  возможно указывает на присутствие серы во второй стадии ионизации (потенциалы ионизации  $\text{He}^0$  и  $\text{S}^+$  соответственно равны 24.59 эВ и 23.33 эВ). Тогда при переходе от отношения  $\text{N}^+/\text{S}^+$  к отношению  $\text{N}/\text{S}$  следует употреблять знак неравенства, учитывающий присутствие некоторого количества серы в состоянии  $\text{S}^{++}$ . Таким образом, для „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 получен нижний предел для полного содержания серы, так как мы лишены возможности наблюдать близкие инфракрасные линии  $[\text{S III}] \lambda. 9069, 9532$ .

Полученные значения полного содержания тяжелых элементов для „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 приведены в табл. 2. Причем принято, что количество атомов водорода в обоих ядрах равно  $10^{12}$ , а данные приведены в виде  $\lg N(X)$ . Там же для сравнения приведены значения содержания для других объектов [12, 14—17]. Для Солнца данные взяты из работ [18, 19], а для ОВ звезд — из [20].

5. *Механизм ионизации и нижний предел электронной температуры в ядерных H II областях.* Тот факт, что „b“ ядро и гало галактики излучают в радиодиапазоне [3, 4], и по спектру это излучение нетепловое, дает основание для предположения о присутствии электронов высокой энергии в ядрах. В этих условиях возможно, что ионизация атомов вызывается электронными ударами.

Для солнечной короны, где предполагается, что ионизация атомов происходит вследствие электронных ударов, уравнение равновесия получено Ситоном [21]:

$$\left| \frac{N[X^{+(m+1)}]}{N[X^{+m}]} \right|_{\text{удар.}} = \frac{3.0 - \frac{5040 I_m}{T_e}}{(m+1)^2 I_m^2} \cdot \xi T_e \cdot 10^6 \quad (1)$$

где  $\xi$  — количество электронов во внешней оболочке  $X$  атома,  $I_m$  — ионизационный потенциал, а  $m$  — количество потерянных атомом электронов.

Таблица 2

	O	N	Ne	S
„a“ ядро	8.80	8.04	—	>7.46
„b“ ядро	7.76	7.72	6.85	>6.92
H II области	8.60	7.59	8.10	>7.26
Планетарные туманности	8.83	8.17	7.90	—
II Zw 40	7.97	6.88	7.20	>6.63
Sy 1	7.73	6.97	—	>6.19
Sy 2	8.63	7.98	—	>7.25
Солнце	8.77	7.93	7.97	7.20
OB звезды	8.8	7.9	8.7	—

Предполагая, что однократная и двухкратная ионизация кислорода происходит вследствие электронных ударов, применим эту формулу для  $O^0$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$ .

С другой стороны, используя наблюдаемые интенсивности линии  $\lambda$  6300 [O I],  $\lambda$  3727 [O II],  $\lambda$  5007 [O III], приведенные в табл. 1, согласно [22] можем написать

$$\left| \frac{N(O^0)}{N(O^+)} \right|_{\text{набл.}} = \frac{4}{3} \frac{6300}{3727} \frac{A(O^+)^{12}}{A(O^0)^{12}} \frac{N(O^+)_2}{N(O^+)} \frac{N(O^0)}{N(O^0)_2} \frac{I(6300)}{I(3727)}, \quad (2)$$

$$\left| \frac{N(O^{++})}{N(O^+)} \right|_{\text{набл.}} = \frac{4}{3} \frac{5007}{3727} \frac{A(O^+)^{12}}{A(O^{++})^{12}} \frac{N(O^{++})}{N(O^{++})_2} \frac{N(O^+)}{N(O^+)_2} \frac{I(5007)}{I(3727)}, \quad (3)$$

где  $A_{12}$  — эйнштейновские коэффициенты переходов,  $N(O^+)_2^m$  — общее количество  $m$  раз ионизованных атомов кислорода,  $N(O^+)_2^m$  — количество  $m$  раз ионизованных атомов кислорода во втором состоянии, коэффициент  $4/3$  получен из предположения, что  $I(6300) = 3I(6364)$  и  $I(5007) = 3I(4959)$ . Населенность второго уровня атомов  $O^0$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$  зависит от электронной температуры посредством  $b_{12}$  — вероятности неупругих столкновений первого рода

$$b_{12} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6}}{\omega_1} \tilde{\gamma}_{12}(T_e) e^{-\frac{E_{12}}{kT_e}} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}}, \quad (4)$$

где  $\tilde{\gamma}_{12}(T_e)$  — безразмерное эффективное сечение.

Используя значения эффективного сечения, приведенные в работах [23] для  $O^0$ , [24] для  $O^+$ , [25] для  $O^{++}$ , получим населенности вторых состояний атомов  $O^0$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$  и, следовательно, „чистую“ зависимость  $[N(O^0)/N(O^+)]_{\text{набл.}}$  и  $[N(O^{++})/N(O^+)]_{\text{набл.}}$  от электронной температуры.

Если ионизация атомов происходит вследствие электронных ударов, то согласно [22] при комбинированном решении уравнений (1)—(2) и (1)—(3) должны получаться одинаковые значения для электронной температуры. Но как видно из рис. 2, на котором приведены кривые зависимости  $\frac{[N(O^0)/N(O^+)]_{\text{набл.}}}{[N(O^0)/N(O^+)]_{\text{удар.}}}$  и  $\frac{[N(O^{++})/N(O^+)]_{\text{набл.}}}{[N(O^{++})/N(O^+)]_{\text{удар.}}}$  от электронной температуры для обоих ядер галактики, во всем диапазоне изменения  $T_e$  не существует одного значения температуры для обоих отношений. Следовательно можно сказать, что механизм ионизации в ядерных H II областях Маркарян 266 не ударный, а имеет радиационную природу.

Основываясь на этом выводе и на предположении, что линии  $\lambda 6300$  и  $\lambda 6364$  [O I] образуются на границе зон H I — H II [26], можно получить граничные электронные температуры H II областей из следующих соображений. Количество энергии, излучаемое в  $1 \text{ см}^3$  H I области в линии  $\lambda 6300 + 64$  за 1 с равно

$$I(6300 + 64) = A_{21} N_2(O^0) h\nu_{21}. \quad (5)$$

Если предположить, что в этих областях можно пренебречь переходами из возбужденных состояний атома под воздействием столкновений по сравнению со спонтанными переходами (в H I областях значение  $n_e$  мало) и что  $b_{12} \ll b_{12'}$ , то на основе уравнения стационарности для второго и третьего состояний атома можем написать

$$N_2(O^0) = \frac{N_1(O^0) b_{12'}}{A_{21}}. \quad (6)$$

Используя уравнения (4—6), можно вывести, что

$$N(O^0) n_e(\text{H I}) = \frac{\omega_1 T_e^{1/2} e^{\frac{h\nu_{21}}{kT_e}} I(6300 + 64)}{8.63 \cdot 10^{-6} h\nu_{21} \tilde{\gamma}_{12}(T_e)}, \quad (7)$$

где  $\omega_1 = 9$ ,  $h\nu_{21} = 1.96$  эВ =  $3.14 \cdot 10^{-12}$  эрг, а  $\gamma_{12}(T_e)$  — эффективное сечение можно вычислить для разных  $T_e$  по [23].

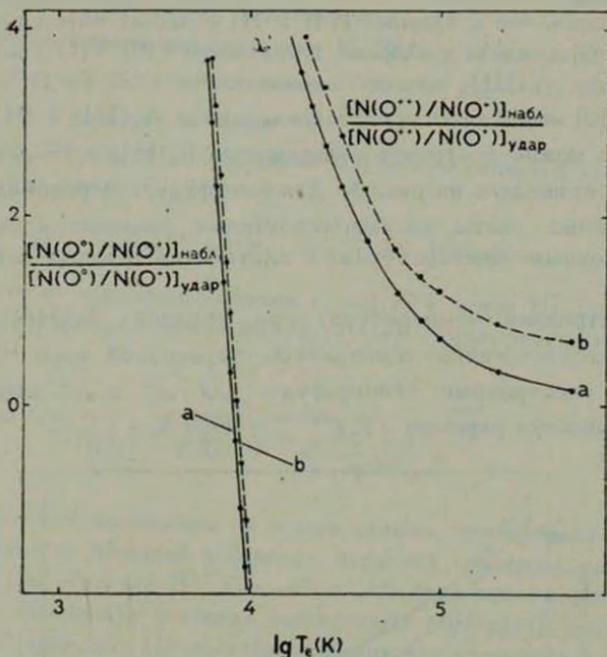


Рис. 2. Кривые зависимости  $\frac{[N(O^0)/N(O^+)]_{набл.}}{[N(O^0)/N(O^+)]_{удар.}}$  и  $\frac{[N(O^{++})/N(O^+)]_{набл.}}{[N(O^{++})/N(O^+)]_{удар.}}$  от электронной температуры для „а“ и „б“ ядер Маркарян 266.

Энергия излучения единичного объема Н II области в линии  $H_\beta$  в 1 с дается выражением

$$I(H_\beta) = n_e^2(H II) \alpha_{H_\beta} h\nu_{H_\beta} \quad (8)$$

так, что

$$n_e^2(H II) = \frac{I(H_\beta)}{\alpha_{H_\beta} h\nu_{H_\beta}} \quad (9)$$

Разделив уравнение (7) на (9), окончательно получим:

$$\frac{N_1(O^0) n_e(H I)}{n_e^2(H II)} = \frac{\omega_1 T_e^{3/2} e^{\frac{h\nu_{21}}{kT_e}} \alpha_{H_\beta} \nu_{H_\beta} I(6300 + 64)}{8.63 \cdot 10^{-6} \nu_{21} \gamma_{12}(T_e) I(H_\beta)}, \quad (10)$$

где отношения интенсивностей линии  $I(6300 + 64)/I(H\beta)$  для „а“ и „б“ ядер будут соответствовать значениям, приведенным в табл. 1, если объемы, излучающие в линиях  $H\beta$  и  $[O I]$ , в ядрах одного порядка.

Предполагая, что в ядерных Н II и Н I областях имеется одинаковое парциальное содержание кислорода, в уравнении (10)  $N(O^0)$  можно легко выразить через  $N(H I)$ , используя значения табл. 2. Тогда левая часть уравнения (10) может быть представлена в виде  $N_1(H I) n_e(H I)/n_e^2(H II)$ . После этого можно построить зависимость  $N_1(H I) n_e(H I)/n_e^2(H II)$  от  $T_e$ , которая приведена на рис. 3. Для коэффициента рекомбинаций  $\alpha_{H\beta}$  при вычислениях взяты интерполированные значения, соответствующие электронным температурам и плотностям в ядрах галактики из работы [27].

Та электронная температура, при которой  $N_1(H I) n_e(H I) = n_e^2(H II)$ , соответствует температуре переходной зоны Н I — Н II в ядрах. Эти электронные температуры для „а“ и „б“ ядер соответственно получаются равными  $(T_e)^{\text{переход.}} \sim 4900$  К и  $(T_e)^{\text{переход.}} \sim 6000$  К.

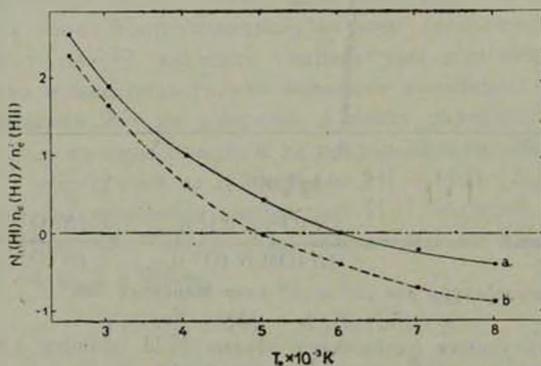


Рис. 3. Кривые зависимости  $\lg [N_1(H I) n_e(H I) / n_e^2(H II)]$  от электронной температуры для „а“ и „б“ ядер Маркарян 266.

Сравнение температур, полученных для переходной зоны Н I — Н II „а“ и „б“ ядер, с электронными температурами зон высокой ионизации ядерных Н II областей косвенно указывает на существование больших температурных флуктуаций в ядерных Н II областях Маркарян 266.

6. *Оценка массы ионизованного водорода.* Как было отмечено выше, данные спектrophотометрии относятся к областям с размерами в  $1.2 \times 6''$ . Считая, что распределение излучения по диску ядер примерно равномерно и пренебрегая вкладом излучения галактического гало, можем подсчи-

тать полное излучение ядер на данной частоте, которое оказывается в 3.9 раза больше, чем наблюдаемое (для получения коэффициента 3.9 использованы значения радиуса ядер, приведенные в [5]).

При эквивалентной ширине линии  $H_{\beta}$  28А и 17А для „а“ и „b“ ядер соответственно получим наблюдаемые потоки  $F_{H_{\beta}}^a \sim 6.5 \cdot 10^{-14}$  эрг/см<sup>2</sup>с и  $F_{H_{\beta}}^b \sim 2.0 \cdot 10^{-14}$  эрг/см<sup>2</sup>с в линии  $H_{\beta}$ .

С учетом расстояния до Маркарян 266 для светимостей ядер в линии  $H_{\beta}$  получим значения

$$L_{H_{\beta}}^a = 1.0 \cdot 10^{12} \text{ эрг/с}, \quad L_{H_{\beta}}^b = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ эрг/с}.$$

Излучение от единичного объема водорода в линии  $H_{\beta}$  определяется уравнением (8), которое можно выразить также нижеприведенной формулой [28]:

$$I(H_{\beta}) = 2.32 \cdot 10^{-19} n_e^2 \frac{b_4(T_e)}{T_e^{3/2}} e^{\frac{9870}{T_e}}, \quad (11)$$

постоянные которой вычислены на основе данных, приведенных в [29], а  $b_4(T_e)$  — параметр Мензела и Бекера, величина которого, интерполированная по [30] (случай В), для „а“ и „b“ ядер равна соответственно 0.105 и 0.388. Используя значения электронных температур и плотностей для „а“ и „b“ ядер, по (11) получим значения для излучения в линии  $H_{\beta}$  от единичного объема:

$$I(H_{\beta}) = 1.4 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/с см}^3, \quad I(H_{\beta}) = 7.0 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/с см}^3.$$

Сравнивая светимости ядер в  $H_{\beta}$  с их значением для единичного объема, для эффективного объема излучающего газа в „а“ и „b“ ядрах галактики получим:

$$V_{\text{эф.}}^a = 7.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^3 = 2.5 \cdot 10^4 \text{ пс}^3, \quad V_{\text{эф.}}^b = 3.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^3 = 1.2 \cdot 10^5 \text{ пс}^3.$$

Массы излучающего газа равны соответственно:

$$\mathcal{M}_a = V_{\text{эф.}}^a n_e^a m_H = 5.5 \cdot 10^5 \mathcal{M}_{\odot}; \quad \mathcal{M}_b = V_{\text{эф.}}^b n_e^b m_H = 9.5 \cdot 10^5 \mathcal{M}_{\odot}.$$

Используя также значения линейных радиусов ядер [5], для факторов объемной скважности в ядрах получим значения:

$$\alpha^a = 1.3 \cdot 10^{-6}, \quad \alpha^b = 3.0 \cdot 10^{-5}.$$

7. *Оценка числа ранних звезд.* Используя полученные выше значения для светимости ядер галактики в линии  $H_{\beta}$ , можно оценить количество лаймановских квантов, излучаемых ядрами [31]:

$$N_{L_a}^a = 2.0 \cdot 10^{53} \text{ квант/с}, \quad N_{L_b}^b = 6.5 \cdot 15^{52} \text{ квант/с},$$

для „а“ и „b“ ядер соответственно.

Такое количество квантов может снабдить  $2 \cdot 10^4$  O7 звезд в „а“ ядре и  $7 \cdot 10^3$  — в „b“ ядре [32]. Сравнивая эти значения с таковыми, полученными в [33] для ядер галактик Серсика—Пасторизы, видим, что они одного порядка.

В В лучах общие абсолютные светимости O7 звезд „а“ и „b“ ядер галактики соответственно равны  $-15^m3$  и  $-14^m1$ , что по сравнению с В абсолютными величинами ядер [1] на 2—3 звездные величины меньше. Таким образом, найденные количества O7 звезд, объясняя светимости ядерных H II областей в линии  $H_{\beta}$ , дают не более чем несколько процентов вклада в непрерывное излучение ядер в В лучах.

8. *Обсуждение.* Как было отмечено в [5], эмиссионные линии обоих ядер Маркарян 266 расширены, имея полуширину порядка 800 км/с. Было также указано, что эта величина характерна для галактик типа Sy2. Но галактики типа Sy2 отличаются от других галактик не только шириной эмиссионных линий. Они обладают также эмиссионным спектром высокой ионизации, в котором наблюдаются мало меняющиеся отношения интенсивностей некоторых эмиссионных линий. Например, линии [OI] достаточно интенсивны и, в среднем,  $I(6300)/I(H_{\beta}) = 0.8$  [34], в то время как в галактиках с узкими эмиссионными линиями линии [OI] отсутствуют или очень слабы [35]. Отношение эмиссионных линий  $I(5007)/I(H_{\beta}) = 8 \div 10$  [34, 36, 37], а в галактиках с узкими эмиссионными линиями оно порядка единицы [37]. Вопрос о содержании тяжелых элементов в ядрах галактик Sy2 мало изучен, однако имеются некоторые данные [17, 38]. Информация же о физических условиях довольно однородная и большая. Считают, что в ядрах галактик типа Sy2 электронная температура меняется в пределах  $(1 \div 2) \cdot 10^4$  К, электронная плотность — в пределах  $10^2$ — $10^5$  см $^{-3}$  [34, 39, 40 и др.]. Полная масса излучающего газа в ядрах галактик типа Sy2 меняется в пределах  $10^3$ — $10^5 M_{\odot}$ , а фактор скважности порядка  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  [35, 41]. Большинство галактик Sy2 имеет заметное нетепловое радиоизлучение.

Сравнивая данные, полученные путем изучения спектров „а“ и „b“ ядер Маркарян 266 друг с другом и с аналогичными средними данными, характерными для сейфертовских галактик второго типа, можно сделать следующие замечания.

В „b“ ядре галактики степень ионизации выше, чем в „a“ ядре [42] (это отмечается и в [43]) и подобна той, которая наблюдается у Sy2. В обоих ядрах присутствуют линии умеренной интенсивности. Отношение эмиссионных линий  $I(5007)/I(H\gamma)$  у „a“ ядра равно 1,7, у „b“ ядра — 5,4, что более близко к значению, встречающемуся в классических галактиках типа Sy2. Электронная температура и плотность такого же порядка, что и у Sy2. Относительное содержание тяжелых элементов в „a“ ядре (при принятой  $T_e$ ) больше, чем в „b“ ядре и по порядку такого же значения, что и у галактик Sy2 в [17]. Отношение N/O такое же, как у Sy2 [17]. В противоположность этому в „b“ ядре наблюдается аномально высокое значение отношения N/O, равное 0,9. Такое высокое значение отношения N/O встречается у некоторых планетарных туманностей [44] и в ядрах некоторых галактик (NGC 3351, M 51) [10]. Совсем недавно в работе [45] были приведены результаты спектрофотометрического исследования галактики типа Sy2, NGC 2992, источника рентгеновского излучения. Если воспользоваться приведенными в статье значениями относительных интенсивностей интересных нас линий, то для приведенной электронной температуры ( $30\,000\text{ K} > T_e > 25\,000\text{ K}$ ) для отношения N/O получим значение порядка 0,9 — значение, которое получается и для „b“ ядра Маркарян 266.

Заметим также, что, как отмечено в [1,5], из обоих ядер Маркарян 266 выходят спиральные рукава, а это значит, что морфологическая структура такова, как и у большинства галактик типа Sy2 [46].

Таким образом, не только большая ширина эмиссионных линий, но и ряд косвенных параметров (содержание соответствующих линий в спектрах ядер, морфология, содержание тяжелых элементов, большое содержание ионизованного водорода и сильная неоднородность его распределения) также указывает на то, что ядра Маркарян 266 имеют сейфертовскую природу. Отметим только, что степень ионизации в ядрах ниже, чем в галактиках типа Sy2. Возможно, это обусловлено бедностью ядер источниками ионизации (количество молодых звезд, оцененное для ядер Маркарян 266, на один-два порядка ниже, чем вычислено для NGC 2992 в [33]).

Во введении настоящей работы было отмечено нетепловое радиоизлучение юго-западного („b“) ядра галактики [4]. Вероятная переменность радиоизлучения Маркарян 266 [47] на 21 см, по всей вероятности, также связана с ним. Это еще раз указывает на то, что оба ядра Маркарян 266, имея сейфертовскую природу, все же отличаются друг от друга.

Автор выражает глубокую благодарность Э. Е. Хачикяну за дискуссию и ценные замечания, а также А. Буренкову за помощь при наблюдениях.

## THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF GALAXY MARKARIAN 266

A. R. PETROSSIAN

The results of spectral investigation of nuclei of Markarian 266 galaxy are presented. Spectra are obtained at the prime focus of the 6 m telescope of SAO. Equivalent widths and relative intensities of observed lines are calculated and the distributions of continuum radiation for nuclei of galaxy in absolute units are obtained. For the south-western nucleus („b“) of the galaxy electron temperature  $T_e \sim 16400$  K and electron density  $n_e \sim 3.0 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$  are derived. For the north-eastern nucleus („a“) using the accepted value of  $T_e$ , 7000 K the value for  $n_e \sim 9.0 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$  is derived. The abundances of some heavy elements (O, N, Ne, S) in the nuclei are estimated. The values of  $T_e$  in transition zones HII—HI in the nuclei of galaxy are estimated to be equal to 4900 K and 6000 K for „a“ and „b“ nuclei respectively. The masses of radiative gas in nuclei „a“ and „b“ are estimated to be equal to  $5.4 \cdot 10^5 M_\odot$  and  $9.0 \cdot 10^5 M_\odot$  respectively as well as the number of early type stars ( $2 \cdot 10^4$  stars of type O7 in „a“ and  $7 \cdot 10^3$  in „b“). It is concluded that not only by widths of emission lines [5] but also by some other parameters too Markarian 266 can be considered to be a Sy 2 galaxy.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
3. G. Kojotan, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. M. Thomasian, C. R. Parton *Ap. J.*, 203, 323, 1976.
4. J. T. Stocke, W. G. Tifft, M. A. Kaftan-Kassim, *A. J.*, 83, 322, 1978.
5. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 16, 621, 1980.
6. R. P. S. Stone, *Ap. J.*, 218, 767, 1977.
7. D. S. Hayes, D. W. Latham, S. H. Hayes, *Ap. J.*, 197, 587, 1975.
8. Т. А. Карташева, Н. М. Чунакова, *Изв. САО*, 10, 44, 1978.
9. M. J. Seaton, *M. N.*, 170, 475, 1975.
10. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. Astrophys.*, 78, 100, 1979.
11. И. В. Носов, *Астрон. циркул.*, № 1050, 1979.
12. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Ap. J.*, 168, 413, 1971.
13. P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert, *Astron. Astrophys.*, 23, 447, 1973.
14. S. A. Hawley, *Ap. J.*, 224, 417, 1978.
15. L. H. Aller, S. J. Czyzak, *IAU Symp. No. 34*, 1968, p. 209.
16. L. Searle, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 25, 1972.

17. *I. T. Petrov*, в сб. «Всесоюзная конференция молодых астрофизиков, посвященная 70-летию В. А. Амбарцумяна», Ереван, 1979, стр. 12.
18. *D. L. Lambert, B. Warner*, *M. N.*, 138, 181, 1968.
19. *L. H. Aller*, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 194, 45, 1972.
20. *L. H. Aller*, *The Abundances of the Elements*, New York. Interscience Publ., 1961, p. 115
21. *M. J. Seaton*, *Observatory*, 82, 111, 1962.
22. *M. Peimbert*, *Ap. J.*, 154, 33, 1968.
23. *P. Pequtgot, S. M. V. Aldrovandt*, *Astron. Astrophys.*, 50, 141, 1976.
24. *A. K. Pradhan*, *M. N.*, 177, 31, 1976.
25. *S. J. Szyszak, T. K. Kruger, P. de A. P. Martins, H. E. Suraph, M. J. Seaton, J. Shemming*, *IAU Symp. No. 34*, 1968, p. 138.
26. *R. E. Williams*, *M. N.*, 164, 111, 1973.
27. *M. Brocklehurst*, *M. N.*, 153, 471, 1971.
28. *D. Menzel*, *Ap. J.*, 85, 330, 1937.
29. *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
30. *А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Головников*, *Изв. Крымской обл.*, 38, 208, 1967.
31. *S. R. Pottasch*, *Vistas in Astronomy*, 6, 149, 1965.
32. *P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell*, *Astron. Astrophys.*, 32, 269, 1974.
33. *P. S. Osmer, M. G. Smith, D. W. Weedman*, *Ap. J.*, 192, 279, 1974.
34. *A. T. Koski*, *Ap. J.*, 223, 56, 1978.
35. *G. Neugebauer, E. E. Becklin, J. B. Oke, L. Searle*, *Ap. J.*, 205, 29, 1976.
36. *E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman*, *Астрофизика*, 7, 339, 1971.
37. *D. W. Weedman*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 69, 1977.
38. *Y. Andriulat, S. Souffrin*, *Astron. Astrophys.*, 11, 286, 1971.
39. *O. E. Osterbrock, R. A. R. Parker*, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
40. *Э. А. Дубай, В. И. Проник*, *Астрон. ж.*, 44, 952, 1967.
41. *И. М. Янкулова*, *Астрон. ж.*, 51, 1208, 1974.
42. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, *Астрофизика*, 15, 209, 1979.
43. *R. Barbon*, *Kitt Peak National Obs. Contr.*, No. 510, 1969.
44. *R. J. Dufour, R. M. Killen*, *Ap. J.*, 211, 68, 1977.
45. *J. E. McClintock, J. van Paradijs, R. A. Remillard, C. R. Contzares, A. T. Koski, P. Veron*, *Ap. J.*, 233, 809, 1979.
46. *T. F. Adams*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 33, 19, 1977.
47. *J. H. Bieging, P. Biermann, K. Kricke, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Wittzel*, *Astron. Astrophys.*, 60, 313, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

## ПРОБЛЕМА КРАТНОСТИ ЯРКИХ ГАЛАКТИК, ПОДОЗРЕВАЕМЫХ В КОМПАКТНОСТИ

Н. Г. КОГОШВИЛИ

Поступила 21 января 1980

Принята к печати 14 июля 1980

Представлена статистическая оценка скученности среди ярких галактик, удовлетворяющих критерию компактности и отобранных в результате исследования МКГ. Показано, что компактные несколько чаще входят в видимые системы, чем произвольные галактики, хотя не исключено, что это расхождение объяснимо неточностью метода анализа данных. Относительное число компактных галактик определенно растет при уменьшении видимого блеска. В системах угловые расстояния от компактной галактики до ближайшего соседа существенно меньше, чем от произвольного члена до его соседа.

1. *Введение.* Существует мнение, что компактные галактики обладают повышенной тенденцией встречаться в парах и кратных системах.

Цвикки [1, 2], Фэрролл [3], И. Д. Караченцев и др. [4] отмечают, что компактные галактики образуют значительное число изолированных пар с «удивительно одинаковыми компонентами». Бертола и др. [5], изучая компактные галактики Цвикки нашли, что 50% из них являются членами двойных и кратных систем, в то время как среди нормальных только 22% галактик встречаются в системах.

С другой стороны, появились работы, в которых ставится под сомнение само существование компактных галактик.

Корменди [6], сравнивая фотографические профили яркости для ряда компактных Цвикки и нормальных E и S0 галактик, приходит к выводу, что компактные по основным своим характеристикам не отличаются от E и S0 галактик. Масси [7], в результате фотометрического исследования галактик, принадлежащих к компактной группе Шахбазян 1, утверждает, что компактные являются обычными эллиптическими галактиками средней светимости. Фэрролл [8] отмечает, что компактность является след-

ствием эффекта карт Паломарского атласа неба (ПА), так как в большинстве исследований критерием компактности служило изображение галактик на ПА.

Однако во всех рассмотренных случаях необъясненным остается видимое распределение компактных галактик, значительно отличающееся от распределения нормальных. Действительно ли существует это различие и если оно реально, то в какой степени вызвано эффектами селекции? Будет ли оно значимым для различных интервалов звездных величин?

В настоящем исследовании предпринята попытка ответить на эти вопросы. Кроме компактных галактик из каталога ССГ Цвикки [2] рассмотрены также галактики, подозреваемые в компактности и выделенные из Морфологического каталога галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова с сотр. [9].

2. *Методы анализа распределения галактик.* Для определения принадлежности индивидуальной галактики к двойным или кратным системам обычно используются количественные критерии [10—12]. Недостатком таких критериев является неуверенность при отнесении отдельных галактик к физическим системам из-за существования оптических пар, а также неизолированных систем, образованных видимыми «верхушками» удаленных групп и скоплений, количественно исследованных И. Д. Караченцевым и Б. И. Фесенко [13].

Известны, однако, методы, которые позволяют статистически оценить долю галактик, входящих в физические системы, и изучить функцию распределения угловых расстояний между компонентами в проекции на небесную сферу.

Один из этих методов был предложен Холмбергом [14], а в применении к звездам подробно разработан Фесенко [15]. Метод Фесенко с различными видоизменениями использован Е. В. Звягиной [16], Караченцевым [17, 18], Л. М. Фесенко [19] при анализе распределений галактик. Этот метод представляется более простым по сравнению с методом Пиблаза [20, 21], использующего для оценки основных характеристик скучивания корреляционные функции и анализ координат с помощью спектра мощности.

Рассмотренный метод анализа данных был применен к различным выборкам галактик, ограниченным по блеску и составленным на основе Каталога ярких галактик на магнитной ленте ЭВМ М-220 [22].

К распределению галактик и их систем на небесной сфере была применена модель равномерно-случайного распределения. Подсчеты галактик производились внутри кругов радиуса  $\theta$  вокруг галактик, а также вокруг случайных центров, не связанных с галактиками. Выборочные распределения для галактик  $P_1(n, \theta)$  и случайных центров  $P_2(n, \theta)$  определялись

путем подсчета случаев, когда в круге определенного радиуса находилось фиксированное число галактик.

Для определения вероятности  $q(i)$  принадлежности галактики к системе кратности  $i$  используются соотношения, выведенные в работе [15]:

$$P_1(n, \theta) = \sum_{i=1}^{n-1} P_2(n-i+1, \theta) q(i), \quad (1)$$

$$q(1) = \frac{P_1(0, \theta)}{P_2(0, \theta)}, \quad (2)$$

где  $q(1)$  — вероятность того, что фиксированная галактика является одиночной.

Нужно отметить, что описанный метод позволяет наиболее надежно оценить относительное число одиночных галактик, в то время как частота двойных и галактик более высокой кратности определяется с большими ошибками. В связи с этим была изучена принадлежность различных совокупностей галактик к кратным системам. Оценивалась величина:

$$\delta = \sum_{i=2}^t q(i) = 1 - q(1) = 1 - \frac{\langle P_1(0, \theta) \rangle}{\langle P_2(0, \theta) \rangle}, \quad (3)$$

где  $t$  — максимальная кратность систем.

Функции  $P_1(0, \theta)$  и  $P_2(0, \theta)$  рассчитывались отдельно для каждой карты ПА, а затем усреднялись по всему каталогу МКГ. Дисперсии величины  $q(1)$  определялись эмпирическим путем — по совокупности значений  $q(1)$ , найденных для 17 однородных областей неба по склонению. Звездные величины исправлялись за поглощение в Галактике в соответствии с равенством:

$$\Delta m = -0.25 \operatorname{cosec} |b''| \quad (4)$$

и приводились к величинам Цвикки согласно [23]. Области с  $|b| \leq 20^\circ$  не рассматривались.

Поля, содержащие скопления Virgo и Coma, не исключались. Считалось, что сглаженная плотность числа галактик неизменна в пределах каждой карты ПА. Заметим, что, согласно Фэроллу [24], не наблюдается роста числа компактных в скоплениях.

Реализация случайных центров осуществлялась машинным способом с помощью генератора псевдослучайных чисел согласно В. Ф. Ляшенко [25].

3. *Результаты подсчетов.* Галактики включались в выборку по принципу ограничения по блеску для четырех интервалов звездных величин:

ярче  $14^m0$ ,  $14^m5$ ,  $15^m0$  и  $15^m5$ . Были составлены также подвыборки:  $K_1$  — яркие компактные галактики Цвикки из ССГ, вошедшие и в МКГ.  $K_2$  — галактики МКГ, подозреваемые в компактности и выделенные в работе [26], и  $G$  — произвольные галактики МКГ.

При определении величины  $\delta$ , введенной выше, различаются случаи двойных и кратных систем, образованных галактиками следующих типов:  $G-G$ ,  $K_1-K_1$ ,  $K_1-G$ ,  $K_2-K_2$ ,  $K_2-G$ . Например, случаю  $K_1-G$  соответствует величина  $\delta(\theta)$ , определяемая как относительное число галактик выборки  $K_1$ , имеющих ближайшего соседа — члена системы из выборки  $G$  не далее расстояния  $\theta$ . Численные результаты приведены в табл. 1.

Данные табл. 1 свидетельствуют, что рассматриваемые выборки галактик обладают различными свойствами. Число галактик в парах и группах среди только компактных галактик типа  $K_2-K_2$  значительно меньше, чем среди произвольных галактик. Компактные галактики образуют более тесные системы. В то же время, доля компактных в смешанных системах ( $K_1-G$ ,  $K_2-G$ ) заметно превышает аналогичную долю среди всех галактик. Галактики выборки  $K_1$  демонстрируют более крутое, чем у нормальных галактик распределение угловых расстояний в системах, удивительно малые значения  $\theta$  и сходную с нормальными галактиками степень скученности.

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СКУЧИВАНИЯ РАССМАТРИВАЕМЫХ  
ВЫБОРОК ГАЛАКТИК

	$G-G$	$K_1-K_1$	$K_2-K_2$	$K_1-G$	$K_2-G$
$\delta$	0.302	0.213	0.088	0.355	0.413
	$\pm 0.015$	$\pm 0.041$	$\pm 0.023$	$\pm 0.046$	$\pm 0.040$
$\theta'_{\max}$	31	6	23	10	27
$n$	15737	255	788		

В табл. 2 приводятся основные характеристики скученности для выборок галактик ярче  $15^m0$ :  $\delta$  — относительное число галактик в системах с числом видимых членов  $\geq 2$ , определяемое по месту в кривой  $\delta(\theta)$ , где она достигает насыщения и начиная с которого рост значений  $\delta$  прекращается;  $\theta'_{\max}$  — максимальное угловое расстояние до ближайшего члена той же системы, определяемое по наименьшему угловому разделению соседних галактик, превышение которого уже маловероятно;  $n$  — число галактик в выборках.

Относительное число всех галактик в системах кратности  $\geq 2$  оказалось несколько заниженным в сравнении с результатом ( $\delta = 0.40$ ), полученным в работе [27] иным методом на основе Ликских подсчетов, что, возможно, связано с неполнотой данных МКГ в рассматриваемом интер-



вале звездных величин, отмеченной, в частности, Т. С. Башариной и др. [28], а также неточностью используемого метода.

Большой процент тесных систем типа  $K_1-K_1$  заставляет предположить, что галактики Цвикки находятся, в среднем, на больших расстояниях, чем все остальные галактики. Однако, как это следует из табл. 3, значения светимости практически одинаковы для галактик всех трех выборок. В чем причина несоответствия между свойствами подвыборок  $K_1-K_1$  и  $K_2-K_2$ ?

Таблица 3

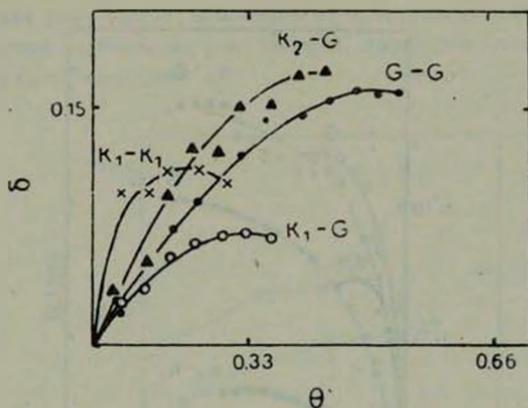
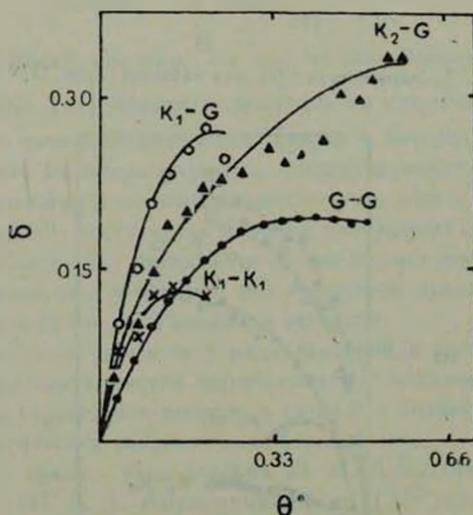
СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ, ВИДИМЫХ И АБСОЛЮТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ЯРЧЕ  $15^m$

	$\langle V \rangle$	$\langle m \rangle$	$\langle M \rangle$	$n$
Произвольные галактики G	3077 + 69	12.9 $\pm 0.03$	-21.0	1392
Компактные Цвикки $K_1$	4973 $\pm 347$	14.0 $\pm 0.10$	-21.0	86
Компактные МКГ $K_2$	5461 + 344	14.0 $\pm 0.08$	-21.2	140

Исследования Сарджента [29] и автора [26] показывают, что галактики  $K_1$  представляют собой очень неоднородный класс объектов с большим разнообразием в структуре и поверхностной яркости. Только 10% галактик  $K_1$  ярче  $15^m$  удовлетворяют критерию компактности. Воронцов-Вельяминов [30] свидетельствует, что часть опубликованных им взаимодействующих галактик Цвикки включил в ССГ в качестве эруптивных галактик. Поэтому представляется малоубедительным высокую степень кратности, найденную у объектов  $K_1$ , среди которых постэруптивные галактики составляют до 90%, распространять на все компактные галактики.

На рис. 1—4 представлены распределения угловых расстояний между соседними компонентами систем рассмотренных выборок галактик для различных интервалов звездных величин. Независимо от предельной величины галактик в выборке все графики показывают сходное распределение с усилением эффектов скучивания при ослаблении предельного блеска. Увеличение процента объектов в системах с ростом звездных величин связано с включением в подсчеты галактик, принадлежащих скоплениям Virgo и Coma, а также является, возможно, следствием различных искажений в используемом материале.

4. *Дискуссия.* Возникает вопрос, реально ли наблюдаемое распределение компактных галактик и в какой степени эффекты селекции могут исказить наблюдаемую картину скученности.

Рис. 1. Зависимость  $\delta(\theta)$  для галактик ярче  $14^m.0$ .Рис. 2. Зависимость  $\delta(\theta)$  для галактик ярче  $14^m.5$ .

Была изучена зависимость относительного числа компактных галактик  $K_1$  и  $K_2$  в каталоге МКГ от видимой звездной величины. С этой целью подсчитывались все галактики, компактные  $K_1$  и  $K_2$  в определенных интервалах звездных величин и находилось отношение:

$$B(m) = N_k(m)/N(m), \quad (5)$$

где  $N_k$  — число компактных, а  $N$  — число всех галактик.

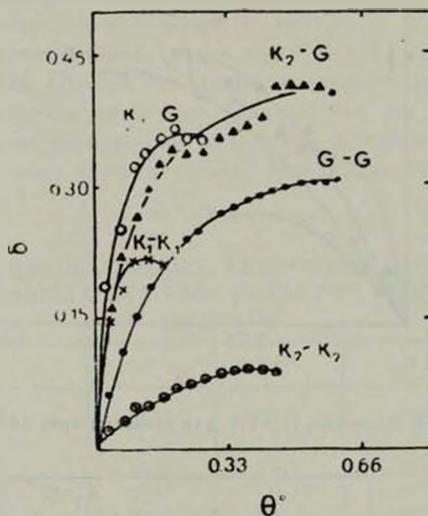
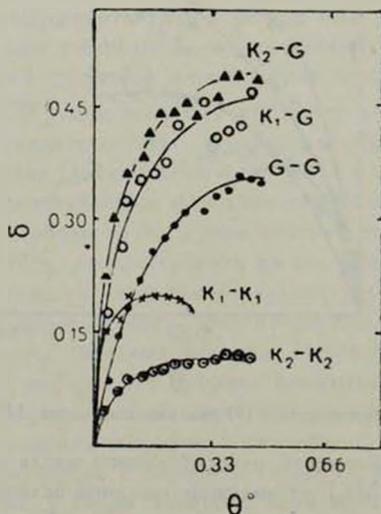
Рис. 3. Зависимость  $\delta(\theta)$  для галактик ярче  $15^m0$ .Рис. 4. Зависимость  $\delta(\theta)$  для галактик ярче  $15^m5$ .

Рис. 5 свидетельствует, что наблюдается систематическое увеличение числа компактных МКГ с ослаблением звездной величины, выраженное менее явно в случае галактик Цвикки.

Чем вызван рост числа компактных: пространственным обилием галактик этого типа на больших расстояниях, примесью «ложных» компактных или эффектами селекции?

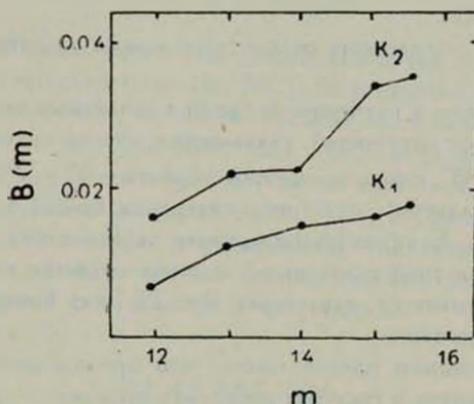


Рис. 5. Зависимость  $V(m)$  для галактик рассматриваемых типов.

Рубин с сотр. [31] обратили внимание на существование систематических ошибок в звездных величинах Цвикки в интервале  $14^m 0 - 14^m 9$  в функции углового диаметра галактик, способствующих завышению яркости галактик с малыми угловыми размерами, что может вести, в свою очередь, к избыточному росту числа далеких компактных галактик.

Нейман и Скотт [32] отмечают, что чем больше вероятность селекции и чем ярче данный тип галактики, тем больше он представлен в каталоге с приближением к предельной звездной величине.

Компактные галактики в силу ряда факторов, а именно, по своей форме, концентрации света, частой встречаемости в видимых парах и группах имеют большую вероятность попасть в каталог в сравнении с галактиками других морфологических типов того же блеска.

В то же время, исследования М. А. Аракеяна, Э. А. Дибая и В. Ф. Есипова [33], В. А. Амбарцумяна и др. [34] указывают на существование среди компактных галактик галактик высокой светимости.

Все это позволяет предположить, что компактные выбираются из большего объема пространства, чем все остальные галактики, и, следовательно, рассмотренные выборки галактик различаются между собой по объему пространства.

Однако основной причиной, возможно, является завышение числа компактных галактик за счет включения «ложных» компактных, т. е. галактик, ошибочно принимаемых за компактные галактики, связанное с ослаблением внешних областей галактик, исчезновением областей с низ-

кой поверхностной яркостью, превращением галактик в более упрощенные круглые объекты с ослаблением величины. Большие систематические ошибки, сопутствующие измерению малых диаметров компактных галактик, были исследованы, в частности, автором [23] при оценке числа компактных в каталоге МКГ.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Впервые к анализу скученности среди компактных галактик применен метод, свободный от трудностей, связанных с учетом оптических пар. Среди галактик ярче  $15^m$  видимые системы образуют  $30 \pm 2\%$  объектов. Среди компактных галактик того же интервала блеска в системы входит  $41 \pm 4\%$  объектов. Если же рассматривать только случаи, когда ближайшим соседом компактной галактики в системе является также компактная галактика, то оказывается, что только  $9 \pm 2\%$  всех компактных галактик объединены в такие пары.

Имеются основания предположить, что приведенный выше процент произвольных галактик в системах несколько занижен.

Наблюдается заметное возрастание относительного числа компактных галактик с ослаблением блеска, которое с большой вероятностью можно объяснить вкладом «ложных» компактных. Поэтому в настоящее время нельзя с уверенностью утверждать, что компактные галактики чаще нормальных входят в видимые системы.

Рост относительного числа компактных галактик с увеличением звездной величины, при условии, что светимости компактных и обычных галактик в среднем одинаковы, вытекающем из рассмотрения объектов с известными лучевыми скоростями, означает, что в рассматриваемых выборках по блеску средняя видимая величина компактных больше, чем у нормальных галактик. Следовательно, компактные объекты находятся дальше и угловые размеры их систем должны быть меньше.

Автор выражает глубокую благодарность Б. И. Фесенко за полезные советы и критические замечания.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

THE PROBLEM OF MULTIPLICITY OF BRIGHT GALAXIES  
WHICH ARE SUSPECTED TO BE COMPACT

N. G. KOGOSHVILI

A statistical estimation of small-scale clustering of bright probable compact galaxies selected from the MCG is presented. It is shown that compact galaxies are met in visible systems more frequently than normal ones while it is not excluded that the disagreement is explained by inaccuracy of the data analysis of the method used. A relative number of compact galaxies increases definitely with the decrease of apparent brightness. The angular separations of the systems between the compact galaxies and their nearest companions are essentially less than those between normal ones and their neighbours.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. Zwicky, *Acta Astronomica*, 14, 151, 1964.
2. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies*, Zürich, 1971.
3. A. P. Fairall, *MNASSA*, 29, 48, 1970.
4. I. D. Karachentsev, V. I. Pronic, K. K. Chuvaev, *Astron. Astrophys.*, 41, 375, 1975.
5. F. Bertola, F. Lucchin, E. Nasti, *Publ. Obs. Astron. Univ. Bologna*, 10, 13, 1971.
6. J. Kormendy, *Ap. J.*, 214, 359, 1977.
7. P. Massey, *P. A. S. P.*, 89, 13, 1977.
8. A. P. Fairall, *Observatory*, 98, 1, 1978.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 1—4. М., 1962—1968.
10. E. Holmberg, *Ann. Lunds Obs.*, 6, 1937.
11. И. Д. Караченцев, *Сообщ. САО*, 7, 3, 1972.
12. E. L. Turner, *Ap. J.*, 208, 20, 1976.
13. И. Д. Караченцев, Б. И. Фесенко, *Астрофизика*, 15, 217, 1979.
14. E. Holmberg, *Ap. J.*, 92, 200, 1940.
15. Б. И. Фесенко, *Уч. зап. ЛГУ*, 323, 146, 1964.
16. Е. В. Звягина, *Астрон. ж.*, 43, 34, 1966.
17. I. D. Karachentsev, *Acta Astronomica*, 21, 237, 1971.
18. И. Д. Караченцев, Р. Л. Царевская, А. Л. Щербановский, *Астрон. ж.*, 52, 999, 1975.
19. Л. М. Фесенко, *Астрофизика*, 11, 651, 1975.
20. P. J. E. Peebles, *Ap. J.*, 185, 413, 1973.
21. P. J. E. Peebles, M. G. Hauser, *Ap. J., Suppl. ser.*, 253, 19, 1974.
22. Н. Г. Кошошвили, *Бюлл. Абастуманской обс.*, 46, 133, 1874.
23. Н. Г. Кошошвили, *Астрофизика*, 13, 639, 1977.
24. A. P. Fairall, *MNASSA*, 35, 53, 1976.
25. В. Ф. Ляшенко, *Программирование для ЭВМ М-220*, М., 1967.

26. Н. Г. Когошвили, Труды III ЕАК, Тбилиси, 1975, стр. 255.
27. Б. И. Фесенко, Н. П. Питьев, Астрон. ж., 51, 736, 1974.
28. Т. С. Башарина, Е. Д. Павловская, А. А. Филиппова, Астрон. ж., 56, 495, 1979.
29. W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.
30. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрон. ж., 54, 254, 1977.
31. V. C. Rubin, W. K. Ford Jr., N. Thonnard, M. S. Roberts, J. A. Graham, A. J., 81, 687, 1976.
32. Д. Нейман, Е. Л. Скотт, Космология, Теория и наблюдения, симп. 63, М., 1978, стр. 173.
33. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 377, 1975.
34. V. A. Ambartsumian, H. C. Arp, A. A. Hoag, L. V. Mirzoyan, Astrofizika, 11, 193, 1975.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

## ОПТИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ И РАДИОСВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 12 марта 1980

Принята к печати 14 июня 1980

Показано, что возрастание относительного количества галактик с высокими радиосветимостями с ростом оптической поверхностной яркости имеет место как среди эллиптических, линзовидных и пекулярных, так и среди спиральных и иррегулярных галактик.

В работе [1] показано, что относительное количество галактик, отождествленных с источниками радиоизлучения, возрастает с ростом средней оптической поверхностной яркости галактик.

В [2] на основании измерений излучения 31 галактики высокой поверхностной яркости из списков [3] на частоте 3.66 ГГц сделан вывод о возрастании относительного количества галактик с радиосветимостями

$L > 10^{23}$  Вт/Гц в интервале поверхностных яркостей  $20.6 < B \leq 21.3$ , по сравнению с интервалом  $21.3 < B \leq 22.0$  (поверхностные яркости даны в системе, близкой к системе Холмберга, в звездных величинах с квадратной угловой секунды), что согласуется с вышеупомянутым результатом работы [1].

С другой стороны, с ростом поверхностной яркости возрастает относительное количество эллиптических и линзовидных, а также пекулярных галактик [3, 4], среди которых, как известно, чаще встречаются объекты, обладающие высокими радиосветимостями. Если это так, то, естественно, можно задать вопрос: не обусловлено ли возрастание доли объектов с высокими радиосветимостями зависимостью между морфологическим типом и поверхностной яркостью галактик?

В [1] не был дан ответ на этот вопрос из-за скудости данных о радиоизлучении галактик высокой поверхностной яркости, в [2] — из-за недостаточности данных о морфологических типах галактик, наблюдавшихся на 3.66 ГГц.

Чтобы попытаться ответить на этот вопрос, мы воспользовались данными измерений радиоизлучения 443 галактик (для 108 объектов измерены плотности потоков, для остальных — верхние пределы плотностей потоков), приведенных в [2] и [5—9]. Для этих галактик известны лучевые скорости [10—14] и определены оптические поверхностные яркости. Для 409 объектов из 443 в литературе имеются данные об их морфологических типах [3, 10].

Для исключения возможного влияния наблюдательной селекции, из-за которого может возникнуть корреляция между радиосветимостью и оптической поверхностной яркостью (что возможно, если оптическая поверхностная яркость коррелирует с оптической светимостью), мы вычислили абсолютные фотографические величины  $M_p$  всех 443 галактик. Для этого использовались видимые фотографические величины галактик из Каталога галактик и скоплений галактик Цвикки и соавторов [15—18]. Вводилась поправка за поглощение в Галактике, равная  $-0.25 \text{ cosec} |b''|$ . Постоянная Хаббла принималась равной  $75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ . После этого 31 галактика с  $M_p > -17.5$  была исключена из дальнейшего рассмотрения.

Средние абсолютные фотографические величины для групп галактик с  $\bar{B} \leq 22.0$  и  $\bar{B} > 22.0$  приведены в первых столбцах табл. 1, 2 и 3, где даются результаты сравнения оптических поверхностных яркостей и радиосветимостей галактик. Отметим, что для учета возможного остаточного эффекта селекции, который может быть обусловлен небольшой разницей в средних абсолютных фотографических величинах двух групп галактик, мы принимали  $\Delta \bar{M}_p = \Delta \bar{M}_r$  (где  $M_r$  — абсолютная радиовеличина) и увеличивали радиосветимости галактик с  $\bar{B} > 22.0$  в 1.45 раза, что соответствует наибольшей разнице  $\Delta \bar{M}_p = 0.4$  для спиральных и irregулярных галактик.

Во втором столбце табл. 1 приведены количества использованных галактик для двух интервалов поверхностных яркостей. Поверхностные яркости для объектов с  $\bar{B} \leq 22.0$  брались из работ [1, 3], а для объектов с  $\bar{B} > 22.0$  мы использовали неопубликованные данные М. А. Аракеяна о поверхностных яркостях галактик. В третьем, четвертом и пятом столбцах таблицы приведены количества галактик с радиосветимостями на частоте 3.66 ГГц больше  $10^{23}$ ,  $10^{24}$  и  $10^{25}$  Вт/Гц соответственно. При переходе на эту частоту для объектов, плотности потоков которых измерены на дру-

гих частотах (преимущественно на 5 ГГц), мы принимали спектральный индекс радиоизлучения 0.75. В этих же столбцах для галактик с  $\bar{B} \leq 22.0$  в скобках приведены ожидаемые количества объектов с радиосветимостями больше  $10^{23}$ ,  $10^{24}$  и  $10^{25}$  Вт/Гц, вычисленные в предположении отсутствия зависимости между поверхностной яркостью и радиосветимостью, на основании данных об объектах соответствующих радиосветимостей среди галактик с  $\bar{B} > 22.0$ .

Таблица 1

## ВСЕ ГАЛАКТИКИ

$\bar{B}$	$N$	$N(L > 10^{23})$	$N(L > 10^{24})$	$N(L > 10^{25})$
$< 22.0$ ( $\bar{M}_p = -20.1 \pm 0.2$ )	70	9 (1±1)	3 (0±1)	1 (0)
$> 22.0$ ( $\bar{M}_p = -19.8 \pm 0.1$ )	342	5	2	0

В табл. 2 приведены аналогичные данные для эллиптических, линзовидных и пекулярных галактик, в табл. 3 — для спиральных и иррегулярных.

Таблица 2

## E, S0 И P ГАЛАКТИКИ

$\bar{B}$	$N$	$N(L > 10^{23})$	$N(L > 10^{24})$	$N(L > 10^{25})$
$< 22.0$ ( $\bar{M}_p = -20.2 \pm 0.2$ )	26	7 (2±1)	3 (1±1)	1 (0)
$> 22.0$ ( $\bar{M}_p = -20.0 \pm 0.1$ )	74	5	2	0

Таблица 3

## S И I ГАЛАКТИКИ

$\bar{B}$	$N$	$N(L > 10^{23})$	$N(L > 10^{24})$	$N(L > 10^{25})$
$< 22.0$ ( $\bar{M}_p = -20.2 \pm 0.2$ )	27	1 (0)	0	0
$> 22.0$ ( $\bar{M}_p = -19.8 \pm 0.1$ )	257	0	0	0

Из табл. 1 видно, что среди галактик с  $\bar{B} \leq 22.0$  существует значительный избыток объектов со светимостями больше  $10^{23}$  и  $10^{24}$  Вт/Гц, по сравнению с их ожидаемым количеством.

Данные табл. 2 указывают на существование подобного избытка для E, S0 и пекулярных галактик. Это не должно было иметь места в случае, если рост доли объектов с высокими радиосветимостями с возрастанием поверхностной яркости был бы обусловлен только возрастанием относительного количества E, S0 и P галактик.

Согласно данным табл. 2 и 3, избыток галактик со светимостями  $10^{23}$  Вт/Гц  $< L \leq 10^{24}$  Вт/Гц обусловлен E, S0 и P галактиками, а также, по-видимому, S и I галактиками. Для галактик с  $L > 10^{25}$  Вт/Гц избыток обусловлен только E, S0 и P галактиками, что и следовало ожидать, так как среди нормальных спиральных и иррегулярных галактик объекты с такими радиосветимостями (радиогалактики) не встречаются.

Факты, изложенные в настоящей заметке, указывают на связь между степенью активности галактик и их поверхностной яркостью.

Автор благодарен М. А. Аракелян и Ю. К. Мелик-Алавердяну за обсуждение и полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## OPTICAL SURFACE BRIGHTNESS AND RADIO LUMINOSITIES OF GALAXIES

V. H. MALUMIAN

It has been shown that the increase of the percentage of the galaxies of high radio luminosities with the increasing of optical mean surface brightness occurs both among the elliptical, lenticular and peculiar galaxies and among the spiral and irregular galaxies.

### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелин, *Астрофизика*, 13, 245, 1977.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 16, 31, 1980.
3. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 3, 1975.
4. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 627, 1977.
5. В. Г. Малумян, *Астрофизика* (в печати).
6. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 16, 425, 1980.
7. G. Colla, C. Fantl, R. Fantl, I. Giola, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, M. H. Ulrich, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 20, 1, 1975.
8. R. Sramek, *A. J.*, 80, 771, 1975.
9. J. Sulentic, *Ap. J., Suppl. ser.*, 32, 171, 1976.
10. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1976.

11. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 15, 377, 1975; 12, 195, 683, 1976.
12. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 11, 631, 1975.
13. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика* 12, 689, 1976.
14. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов (не опубликовано).
15. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. I, 1961.
16. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. II, 1963; III 1966; IV, 1968.
17. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. V, 1965.
18. F. Zwicky, C. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. VI, 1966.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

## СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

М. А. АРАКЕЛЯН, Р. А. КАНДАЛЯН

Поступила 19 декабря 1979

Принята к печати 28 мая 1980

Констатируется корреляция радиосветимостей объектов сейфертовского типа и их средних поверхностных яркостей.

В статье [1] были приведены статистические данные, свидетельствующие о корреляции между средними поверхностными яркостями и мощностью радиоизлучения галактик. Зависимость между рассматриваемыми параметрами, вообще говоря, может быть различной у галактик различных морфологических типов. Вопрос о подобных различиях был рассмотрен Малумян [2]. Имеет смысл также рассмотрение указанной зависимости у различных групп объектов, наделенных какими-либо общими, не чисто морфологическими особенностями. В настоящей заметке рассматривается зависимость между средними поверхностными яркостями и мощностью радиоизлучения на частоте 1.4 ГГц для объектов сейфертовского типа.

Средние поверхностные яркости вычислялись на основе фотометрических данных Каталога галактик и скоплений галактик Цвикки и соавторов [3—8] и размеров, приведенных в Морфологическом каталоге галактик Воронцова-Вельяминова и соавторов [9—11], по формулам, приведенным в [12]. Из известных к настоящему времени сейфертовских галактик параметры, необходимые для вычисления средних поверхностных яркостей в системе [12], известны лишь для 70 объектов. Список тех объектов, для которых опубликованы плотности радиопотоков в каком-либо интервале частот, приведен в первом столбце табл. 1. (Три последних объекта таблицы это галактики высокой поверхностной яркости из списка [12]; под номером 202 в этом списке содержится и Маркарян 705).

Таблица 7

Объект	$V_r$ (км/с)	$\bar{B}$	$S_{1,4}$	$\lg L_{1,4}$	$M_p$	Литература
NGC 1068	1134	23 <sup>m</sup> 2	5.40	23.2	-21 <sup>m</sup> 5	[13]
1275	5361	21.6	12.90	24.9	-22.3	[13]
3227	1005	25.1	0.10	21.3	-18.8	[14]
3516	2701	22.4	0.36	22.8	-20.9	[13]
4051	726	23.9	0.05	20.8	-18.7	[15]
4151	1002	24.5	0.42	22.0	-19.7	[13]
5548	5034	23.5	0.10	22.7	-21.2	[13]
6240	7500	24.3	0.40	23.7	-20.8	[13]
6764	2670	23.0	0.19	22.5	-20.3	[14]
NGC 7469	5102	22.8	0.20	23.0	-21.5	[16]
ЗС 120	9930	22.1	5.36	25.1	-22.0	[14]
Марк. 1	4800	22.9	0.068	22.5	-19.3	[14]
79	6600	22.3	0.0188	22.2	-21.9	[14]
198	7500	23.5	0.0061	21.9	-20.1	[14]
231	12300	21.6	0.26	23.8	-22.3	[14]
270	2700	22.8	0.0136	21.3	-18.9	[14]
273	11400	23.6	0.134	23.6	-21.2	[14]
279	9500	22.7	0.0212	22.6	-21.4	[14]
298	10200	23.0	0.0043	22.0	-20.8	[14]
348	4200	23.9	0.34	23.1	-19.2	[14]
471	10200	23.1	0.033	22.9	-21.4	[17]
533	8700	22.8	0.221	23.6	-22.0	[18]
700	10320	23.1	(0.12)	23.4	-20.7	[19]
705	8460	21.8	(0.082)	23.1	-21.7	[19]
917	7500	22.5	(0.19)	23.4	-21.1	[19]
975	15000	23.1	(0.37)	24.2	-21.5	[19]
1066	3600	22.4	(0.12)	22.5	-20.4	[19]
Марк. 1157	4530	23.1	(0.17)	22.9	-20.5	[19]
МКГ 8-11-11	6150	22.9	(0.25)	23.3	-22.0	[20]
120	9780	21.3	(0.22)	23.7	-21.6	[21]
347	6600	22.0	(0.21)	23.3	-19.6	[22]
564	7620	22.0	0.10	23.1	-21.2	[23]

В последующих столбцах таблицы приведены лучевые скорости, средние поверхностные яркости, плотности потока на частоте 1.4 ГГц, логарифмы светимостей на этой частоте и оптические светимости, соответствующие  $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ . Значения плотности потока, заключенные в скобки, получены из данных, соответствующих какой-либо другой

частоте, в предположении, что спектральный индекс равен — 0.75. (Для МКГ 8—11—11 спектральный индекс вычислен по плотностям потока на 2.7 и 8.1 ГГц).

Зависимость радиосветимости  $M$ , (в шкале Хэнбэри—Брауна и Хазарда [24]) от средней поверхностной яркости  $\bar{B}$  свидетельствует о заметной корреляции между рассматриваемыми величинами — коэффициент корреляции равен  $0.50 \pm 0.13$ . Статистически эти величины связаны соотношением

$$M_r = 1.37 \bar{B} - 52.10 \quad (1) \\ \pm 0.43 \quad \pm 9.94$$

Вследствие независимости поверхностной яркости от расстояния влияние селекции на соотношение типа (1) может быть лишь результатом зависимости радиосветимости от оптической светимости при условии существования зависимости оптической светимости от поверхностной яркости. Вторая зависимость может быть, например, следствием большого вклада ядра в интегральную светимость и среднюю поверхностную яркость галактики. Поэтому необходимо также рассмотрение вопроса, в какой мере соотношение (1) является следствием зависимости радиосветимости от оптической светимости. Для галактик рассмотренной выборки эта зависимость оказалась в виде

$$M_r = 1.60 M_p + 12.68 \quad (2) \\ \pm 0.29 \quad \pm 5.96$$

при коэффициенте корреляции  $0.71 \pm 0.09$ . Зависимость же между оптическими светимостями и средними поверхностными яркостями по 70 галактикам, для которых имеются данные, необходимые при вычислении поверхностных яркостей, имеет вид

$$M_p = 0.37 \bar{B} - 29.50 \quad (3) \\ \pm 0.11 \quad \pm 2.57$$

при коэффициенте корреляции  $0.38 \pm 0.11$ . Если (1) является простым следствием (2) и (3), то, независимо от того, в какой мере (2) обусловлено наблюдательной селекцией, коэффициенты регрессии и корреляции в (1) должны быть равны произведениям аналогичных коэффициентов в (2) и (3).

С другой стороны, превышение коэффициентов в (1) над произведениями соответствующих коэффициентов в (2) и (3) можно рассматривать как оценку меры реальной зависимости радиосветимости от поверхностной яркости. Для коэффициентов регрессии и корреляции этой зависимости получаем

$$K = 0.78 \pm 0.48, \quad \rho = 0.23 \pm 0.16. \quad (4)$$

Хотя коэффициенты (4) ненамного превышают соответствующие ошибки, они представляются значимыми по следующим соображениям. Само соотношение (3) в определенной степени обусловлено зависимостью между радиосветимостью и поверхностной яркостью. В этом можно убедиться, если рассмотреть в отдельности 32 галактики с обнаруженным радиоизлучением и остальные 38 галактики, у которых радиоизлучение не обнаружено, хотя почти все они измерялись с предельным радиопотоком, меньшим чем потоки большинства галактик табл. 1. Соотношение между оптическими светимостями и поверхностными яркостями для объектов первой группы оказалось вида

$$M_p = 0.71 \bar{B} - 37.10 \quad (5) \\ \pm 0.18 \quad \pm 4.15$$

при коэффициенте корреляции  $0.58 \pm 0.12$ . между тем как для объектов второй группы было получено

$$M_p = 0.15 \bar{B} - 24.51 \quad (6) \\ \pm 0.13 \quad \pm 2.97$$

при коэффициенте корреляции  $0.19 \pm 0.16$ .

Поскольку выборки, на которых основаны (5) и (6), составлены по признаку наличия или отсутствия обнаруженного радиоизлучения, то различия между этими соотношениями должны быть отнесены за счет зависимости радиосветимости от средней поверхностной яркости. С учетом этого обстоятельства значения коэффициентов регрессии и корреляции в (4) должны рассматриваться как нижние пределы соответствующих величин. С другой стороны, и различия между коэффициентами регрессии и корреляции в (5) и (6), составляющие соответственно 2.5 $\sigma$  и 2.0 $\sigma$ , также свидетельствуют о реальности рассматриваемой зависимости.

Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну и Ю. К. Мелик-Алавердяну за полезное обсуждение.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE MEAN SURFACE BRIGHTNESSES AND THE RADIO EMISSION OF SEYFERT GALAXIES

M. A. ARAKELIAN, R. A. KANDALIAN

The correlation of the radio luminosities of the Seyfert type objects with their mean surface brightnesses is stated.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 13, 245, 1977.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 16, 657, 1980.
3. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. I, 1960.
4. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. II, 1963.
5. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. III, 1966.
6. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. IV, 1968.
7. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. V, 1965.
8. F. Zwicky, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. VI, 1966.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т. I, М., 1962.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. II, М., 1964.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. III, М., 1963.
12. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 3, 1975.
13. J. Pfliegerer, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 28, 313, 1977.
14. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 53, 93, 1976.
15. J. Lequeux, *Astron. Astrophys.*, 15, 30, 1971.
16. O. de La Beaujardiere, J. Kazes, A. M. Le Squeren, N. Q. Rieu, *Ann. d'Astrophys.*, 31, 387, 1968.
17. T. M. Heckman, B. Balick, W. T. Sullivan, *Ap. J.*, 224, 745, 1978.
18. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
19. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 16, 425, 1980.
20. M. J. Ward, A. S. Wilson, M. J. Disney, M. Elvis, T. Maccacaro, *Astron. Astrophys.*, 59, L19, 1977.
21. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 16, 31, 1980.
22. В. Г. Малумян, *Астрофизика* (в печати).
23. G. Colla, C. Fantti, R. Fantti, J. Gioia, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, M. H. Ulrich, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 20, 1, 1975.
24. R. Hanbury-Brown, C. Hazard, *M. N.*, 122, 479, 1961.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.035.33

## ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ S ЗВЕЗД

А. А. АКОПЯН, В. В. КИРЬЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН,  
Г. М. ТОВМАСЯН

Принята к печати 11 июля 1980

Приводятся результаты наблюдений S звезд в диапазоне 0.98–2.39 мкм. Обнаружено наличие ИК-избытков на 1.75 мкм у некоторых из звезд и поглощение на 2.39 мкм у всех исследованных звезд.

В последние годы в Бюраканской астрофизической обсерватории ведутся инфракрасные наблюдения холодных звезд. Особое внимание уделяется холодным звездам с аномальным химическим составом. В частности, в программу наблюдений были включены и S звезды, то есть звезды с повышенным содержанием тяжелых элементов, таких, как Zr, La.

Звезды класса S сравнительно мало исследованы в ИК-диапазоне. Можно упомянуть, например, работу [1], в которой выполнено отождествление некоторых S звезд с объектами 2-микронного обзора неба [2]. В работе [3] исследовалась переменность S звезд на 1.04 мкм. О спектральных инфракрасных исследованиях S звезд сообщается в работах [4] и [5]. В этих работах отмечена высокая интенсивность полосы CO (3.0) у звезды  $\chi$  Sgr. Кроме того, отмечено отсутствие линии Брекет  $\gamma$  [4] и наличие сильного поглощения излучения парами H<sub>2</sub>O [6] в спектре этой звезды.

Так как многие из S звезд являются переменными, то их цветовые характеристики невозможно определить из фотометрических наблюдательных данных, относящихся к разным фазам блеска. Для определения цвета необходимы наблюдения, выполненные при одной и той же фазе на различных длинах волн. В настоящей работе приводятся результаты та-

ких наблюдений 13 звезд из каталога Стефенсона [7]. Наблюдения проводились на телескопе ЗТА-2.6 м с помощью охлаждаемого углекислотой приемника PbS. Применялись интерференционные фильтры, основные параметры которых (длина волны  $\lambda$ , соответствующая максимуму пропускания, ширина полосы  $\Delta\lambda$  по половине максимального пропускания, пропускание  $\tau$  в максимуме) приводятся в табл. 1. Список исследованных звезд приводится в табл. 2, где указаны дата наблюдений, тип переменности и период [8], а также спектральный класс [9].

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ ФИЛЬТРОВ

$\lambda$ мкм	0.98	1.47	1.54	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
$\Delta\lambda$ мкм	0.03	0.03	0.03	0.04	0.03	0.05	0.05	0.05	0.06	0.04
$\tau$ %	24	42	60	57	34	52	58	62	62	68

Таблица 2

## СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Дата наблюдения	Спектр	Тип переменности	Период (сутки)
S 20 = HR 363	13/14 09 1978	M2S	—	—
S 60 = HR 1105	14/15 09 1978	S5.3	—	—
S 84 = 40 <sup>1</sup> Ori	13/14 09 1978	M3S	—	—
S 98 = HD 35155	4/5 02 1978	S4.1	—	—
S 110 = HD 37536	3/4 02 1978	M2S	—	—
S 156 = DY Gem	2/3 02 1978	S8.5	SRa	—
S 452 = S UMa	8/9 05 1979	S5.9	M	226
S 483 = R Gem	8/9 05 1979	S2.9	M	270
S 616 = R Cyg	10/11 07 1979	S3.9	M	426
S 625 = $\gamma$ Cyg	10/11 07 1979	S7.1	M	407
S 714 = SX Peg	4/5 11 1978	S4.9	M	306
S 718 = HR 8714	2/3 02 1978	S5.1	—	—
S 723 = V 57 Peg	2/3 02 1978	M4S	—	—

Для исследованных звезд были определены показатели цвета [ $V$ ] — [1.54] =  $-2.5 \lg F_\lambda / F_{1.54}$ , где  $F_\lambda$  — спектральная плотность потока на волне  $\lambda$ . Для калибровки фотометра и учета атмосферной экстинкции наблюдались звезды-стандарты, которые выбирались вблизи исследуемых звезд. Полученные таким образом цвета исследованных звезд приводятся в табл. 3 и на рис. 1. В конце табл. 3 приведены среднеквадратичные ошибки, оцененные по всем наблюдавшимся звездам.

Таблица 3

НАБЛЮДАЕМЫЕ ЦВЕТА И СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ ОШИБКИ,  
ОЦЕНЕННЫЕ ПО ВСЕМ НАБЛЮДАВШИМСЯ ЗВЕЗДАМ

Звезда \ $\lambda$ мкм	0.98	1.47	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
S 20	0.38	-0.16	0.14	-0.05	0.51	0.53	0.88	1.04	1.38
S 60	-0.36	-0.10	0.17	-0.13	0.57	0.59	0.94	1.15	1.29
S 84	-0.38	-0.19	0.29	-0.18	0.63	0.64	0.91	0.95	1.58
S 98	-0.34	-0.21	0.08	-0.56	0.61	0.44	0.75	1.14	1.40
S 110	-0.44	-0.25	-0.02	0.01	0.37	0.47	0.73	0.93	1.44
S 156	0.00	-0.09	0.06	-0.14	0.41	0.37	0.66	0.99	—
S 452	-0.25	-0.12	0.12	-0.17	0.44	0.43	0.83	0.94	1.42
S 483	-0.23	0.16	0.26	-0.18	0.81	0.60	0.88	0.89	1.65
S 616	-0.06	0.06	0.09	-0.01	0.49	0.36	0.65	0.77	1.42
S 625	-0.09	-0.09	0.09	-0.06	0.41	0.37	0.51	0.84	1.25
S 714	0.06	-0.36	-0.06	-0.50	0.36	0.70	0.58	0.67	1.08
S 718	-0.30	-0.17	0.04	0.10	0.48	0.55	0.68	0.68	—
S 723	-0.23	0.07	0.23	0.15	0.64	0.63	0.97	1.15	1.74
$\sigma$	0.03	0.08	0.06	0.16	0.04	0.05	0.06	0.09	0.07

Полученные цвета сравнивались с цветами звезд, эквивалентных по температуре спектральных классов и имеющих нормальный химический состав. Эквивалентные спектральные классы были приняты, согласно [11], следующими:

S3	S5	S7	S10
M3	M6	M8	M9-10

Цвета звезд сравнения получены путем экстраполяции результатов широкополосной фотометрии [10] и показаны на рис. 1 пунктирными линиями.

Сравнение наблюдаемых и рассчитанных цветов показывает, что у всех исследованных S звезд имеется недостаток цвета [0.98] — [1.54]. Как видно из рис. 2, этот недостаток цвета коррелирует с видимой звездной величиной  $m$ , соответствующих звезд. Это указывает, по-видимому, на то, что полученные нами цвета искажены межзвездным селективным поглощением. Для учета влияния этого эффекта на полученные значения цветов мы приняли, что свободные от межзвездного селективного поглощения цвета [0.98] — [1.54] исследуемых звезд должны быть равны соот-

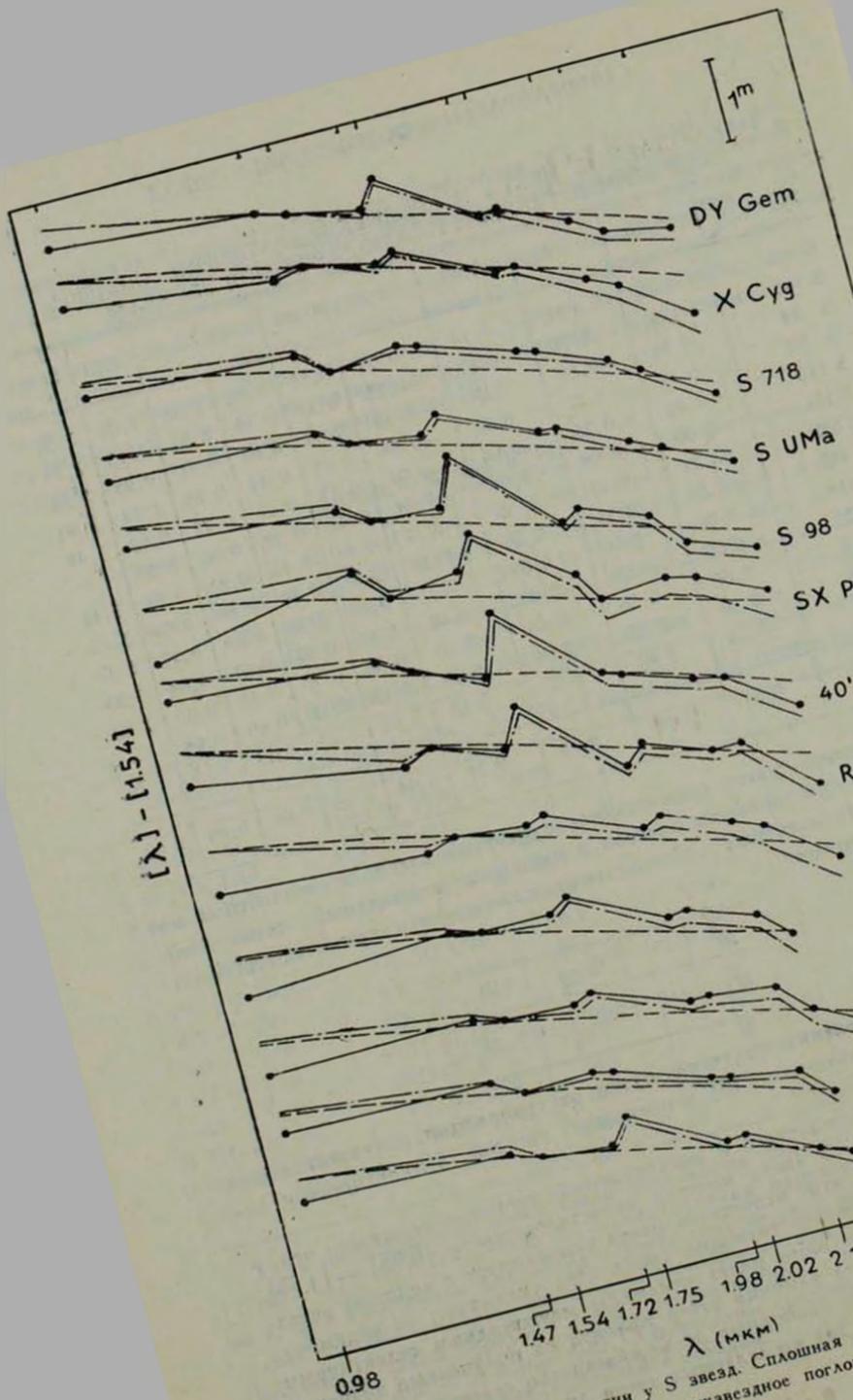


Рис. 1. Распределение энергии у S звезд. Сплошная линия — энергия, исправленные за межзвездное поглощение цвета.

ветствующим значениям для звезд эквивалентных спектральных классов. Тогда для каждой звезды можно найти избыток цвета  $E \{[0.98] - [1.54]\}$ .

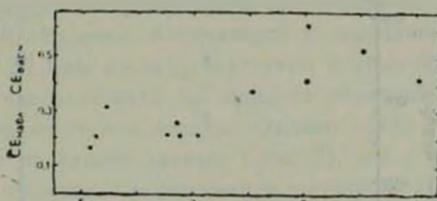


Рис. 2. Зависимость величины  $|[0.98] - [1.54]|_{\text{набл}} - |[0.98] - [1.54]|_{\text{расч.}}$  от визуальной звездной величины  $V$ .

По величине этого избытка  $E \{[0.98] - [1.54]\}$  можно найти избытки в других цветах, приняв закон межзвездного поглощения, согласно [12], в виде

$$\Delta m \sim \frac{1}{\lambda}. \quad (1)$$

Вычисленные согласно (1) отношения  $\frac{E \{[\lambda] - [1.54]\}}{E \{[0.98] - [1.54]\}}$  приводятся в табл. 4. Исправленные таким образом за межзвездное поглощение цвета представлены на рис. 1 вместе с наблюдаемыми цветами и цветами звезд эквивалентных спектральных классов. Сравнение исправленных за межзвездное поглощение цветов с рассчитанными цветами соот-

Таблица 4

$\lambda$ , мкм	ЗНАЧЕНИЯ $\frac{E \{[\lambda] - [1.54]\}}{E \{[0.98] - [1.54]\}}$									
	0.98	1.47	1.54	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
$\frac{E \{[\lambda] - [1.54]\}}{E \{[0.98] - [1.54]\}}$	1.00	0.084	0.00	-0.183	-0.21	-0.388	-0.415	-0.507	-0.542	-0.623

ветствующих звезд показывает, что у большинства звезд имеется явное различие наблюдаемых и рассчитанных цветов на 1.75 мкм и 2.39 мкм. На длине волны 1.75 мкм у звезд SX Peg, 40<sup>1</sup> Ori, S 98, R Cam наблюдается большой избыток. У звезд HR 8714, V 57 Peg, S 110, S 20 цвета близки к рассчитанным. Остальные звезды по величине избытка занимают промежуточное положение между этими двумя группами. У них

избыток есть, но он сравнительно небольшой. На длине же волны 2.39 мкм у всех звезд наблюдается завал в спектре, обусловленный, по всей вероятности, молекулами CO.

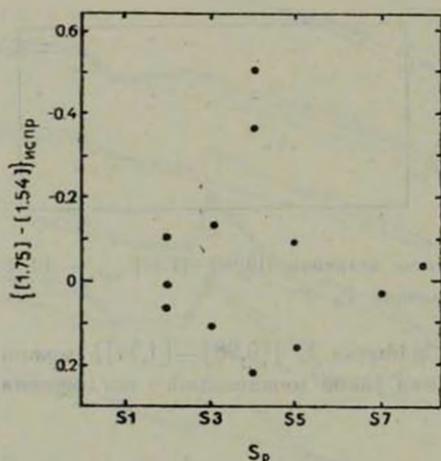


Рис. 3. Зависимость цветов  $[1.75] - [1.54]$ , исправленных за межзвездное поглощение, от температурного подкласса звезд.

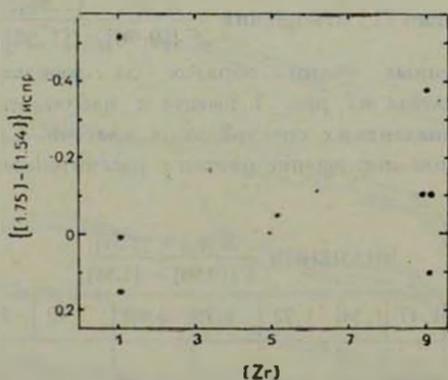


Рис. 4. Зависимость цветов  $[1.75] - [1.54]$ , исправленных за межзвездное поглощение, от содержания циркония.

Интересно, что среди звезд с нормальными показателями цвета  $[1.75] - [1.54]$  не оказалось ни одной переменной звезды, в то время как звезды переменного блеска встречаются только среди звезд с избытком на 1.75 мкм.

Относительно происхождения избытка, наблюдаемого на 1.75 мкм, трудно пока сказать что-либо определенное. Возможно, что наблюдаемые

распределения ИК-излучения S звезд обусловлены особенностями химического состава их атмосфер и — как следствие этого — различиями в зависимости непрозрачности от длины волны в разных звездах. Не исключено также, что наблюдающееся избыточное излучение обусловлено наличием газопылевой оболочки, излучающей в диапазоне  $1.5 \div 2.0$  мкм и поглощающей на 2.39 мкм из-за присутствия в этой оболочке молекул CO. В последнем случае следовало бы ожидать обратной корреляции величины избытка с температурой звезды. Однако такой корреляции, насколько можно судить по нашим данным (рис. 3), нет. Нет также корреляции величины этого избытка с содержанием циркония (рис. 4). Для выяснения причин наблюдаемых особенностей ИК-излучения необходимы, по-видимому, наблюдения на более длинных волнах.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## INFRARED PHOTOMETRY OF S STARS

A. A. AKOPIAN, V. V. KIRIAN, Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN,  
H. M. TOVMASSIAN

Results of observations of S stars in  $0.98-2.39 \mu\text{m}$  region are presented. Infrared excess at  $1.75 \mu\text{m}$  in some of the stars and absorption at  $2.39 \mu\text{m}$  in the spectra of all observed stars is detected.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Wing, S. J. Yorka, M. N., 178, 383, 1977.
2. G. Neugebauer, R. B. Leighton, Two Micron Sky Survey, Prel. Catalog, NASA SP-3047, 1969.
3. G. W. Loockwood, R. F. Wing, Ap. J., 169, 63, 1971.
4. H. L. Johnson, R. I. Thompson, F. F. Forbes, D. L. Steinhilber, P. A. S. P., 85, 179, 1973.
5. D. McCommon, G. Munch, G. Neugebauer, Ap. J., 147, 575, 1967.
6. P. B. Boyce, W. M. Sinton, A. J., 69, 534, 1964.
7. C. B. Stephenson, Publ. Warner and Swasey Obs., 2, 23, 1976.
8. Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. Н. Медведева, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролов, Общий каталог переменных звезд, Изд. АН СССР, М., 1969.
9. P. C. Keenan, R. F. Garrison, A. J. Deutsch, Ap. J., Suppl. ser., 28, 271, 1974.
10. H. L. Johnson, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 193, 1966.
11. P. C. Keenan, W. W. Morgan, Ap. J., 94, 501, 1941.
12. A. E. Winkford, A. J., 63, 201, 1958.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.802

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 13 ноября 1979

Принята к печати 14 июля 1980

На основе нового метода В. А. Амбарцумяна [1], используя хронологию открытия «первых» вспышек и хронологию подтверждений, то есть распределения по времени «вторых» вспышек, определены функция распределения частот вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона и количество звезд, обладающих различными частотами вспышек. Показано, что вспыхивающие звезды с высокой частотой вспышек  $\nu^{-1} < 1000^{\text{н}}$  в скоплении Плеяды в основном являются звездами низкой светимости с  $M_U > 13^{\text{м}}$ . Два независимых метода определения количества вспыхивающих звезд в агрегатах подтверждают, что вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона примерно в 1.5 раза больше, чем в скоплении Плеяды.

Уже первые наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах показали, что частота вспышек у различных звезд различна. Поэтому для характеристики агрегата было бы важно знать не только общее число вспыхивающих звезд в нем, но и распределение их по частотам. Знание этих параметров для агрегатов различного возраста позволит лучше представить направление эволюции вспышечной активности в агрегатах и у карликовых звезд солнечной окрестности.

Определение частоты вспышек отдельных звезд в агрегате непосредственно из наблюдений потребовало бы многие годы слежения за агрегатами. В. А. Амбарцумян разработал метод решения данной проблемы, используя хронологию открытий «первых» вспышек и хронологию подтверждения, т. е. распределения по времени «вторых» вспышек. В частности, таким образом им была определена в первом грубом приближении функция распределения частоты вспышек для скопления Плеяды [1].

В настоящее время наиболее изученной после скопления Плеяды является ассоциация Ориона. Суммарное наблюдательное время равно 1082 часам, число известных вспышек — 447 [2—6]. На основе формул, полученных В. А. Амбарцумяном [1], попытаемся определить в том же приближении функцию распределения частот вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона и количество звезд, обладающих различными частотами вспышек.

1. *Определение величин  $n_1(t)/n_1(0)$  для ассоциации Ориона.* В работе [1] дана формула, связывающая функцию распределения частот вспышек  $f(v)$  в агрегате с долей первых вспышек  $n_1(t)$  среди всех вспышек —  $n_1(0)$ , происходящих в единицу времени:

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{1}{v} \int_0^{\infty} e^{-t \cdot v} f(v) dv. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — наблюдательное время, прошедшее с начала регистрации вспышек. Из данных наблюдений вспышек в ассоциации Ориона, расположенных в хронологическом порядке, составляется отношение  $n_1(t)/n_1(0)$  — процент «первых» вспышек среди всех вспышек за единицу времени. Далее строится зависимость  $n_1(t)/n_1(0)$  от  $z$ , где  $z = n_1(0)t$  приближенно представляет номер последней в промежутке  $(0, t)$  наблюдаемой вспышки. На рис. 1 крестиками нанесены значения  $n_1(t)/n_1(0)$  из наблюдений «первых» вспышек, а сплошная линия является интерполяцией, основанной на тех же значениях, если принять, как это следует из наблюдений, что доля «первых» вспышек среди всех вспышек должна убывать со временем. Функция  $n_1(t)/n_1(0)$ , знание которой необходимо для нахождения из (1) распределения частот  $f(v)$ , может быть найдена как прямо из хронологии «первых» вспышек, так и из формулы:

$$n_1(t) = n_1(0) - \int_0^t \frac{n_2(u)}{u} du, \quad (2)$$

где значение функции  $n_1(t)$  выражено через статистику моментов «вторых» вспышек  $n_2(t)$ , которые независимы от «первых» вспышек [1].

На рис. 1 точками нанесены значения  $n_1(t)/n_1(0)$ , определенные из формулы (2) путем численного интегрирования. Вычисленные таким образом посредством «вторых» вспышек значения  $n_1(t)/n_1(0)$  хорошо согласуются с интерполяционной кривой, вычисленной по наблюдениям «первых» вспышек.

2. Для скопления Плеяды В. А. Амбарцумян [1] нашел, что  $n_1(t)/n_1(0)$  можно представить в виде интерполяционной формулы:

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{1}{(1 + \alpha t)^{2/3}}, \quad (3)$$

откуда решения уравнения (1) можно представить в виде:

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

где параметр  $s$  имеет размерность времени и равен 385 часам.

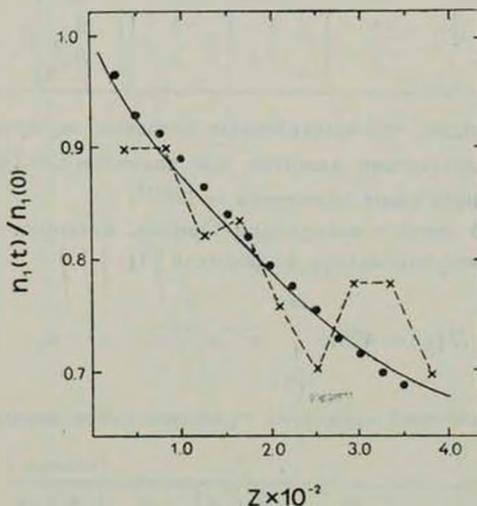


Рис. 1. Зависимость  $n_1(t)/n_1(0)$  от  $z$ . Крестиками обозначены значения  $n_1(t)/n_1(0)$ , полученные из наблюдений. Плавная кривая представляет собой интерполяцию, основанную на наблюдательных данных. Точками обозначены значения, вычисленные по формуле (2) на основе подсчетов «вторых» вспышек.

Из полученной нами кривой (рис. 1) видно, что  $n_1(t)/n_1(0)$  для ассоциации Ориона также можно представить в виде (3), где, однако,  $\alpha = 0.00072$ , в отличие от Плеяд, где  $\alpha = 0.00260$ .

Для ассоциации Ориона получаем параметр  $s = 1/2$ , входящий в функцию распределения частот, равным 1389 часам. Для проверки правильности полученной функции распределения частот для ассоциации Ориона, согласно [1], можно сосчитать значения отношений математических ожиданий числа звезд, вспыхивающих за все время наблюдений  $k$  раз,  $m_k$ , и сравнить их со значениями  $n_k$ , полученными из наблюдений.

В табл. 1 приведены значения  $n_k$  из наблюдений, а также вычисленные значения  $m_k$  при различных принятых значениях параметра  $s$  ( $1082^h$ ,  $1389^h$ ,  $1623^h$ ,  $2000^h$ ).

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $m_k$					
$k$	$n_k$ (набл.)	$1082^h$	$1389^h$	$1623^h$	$2000^h$
1	285	(285)	(285)	(285)	(285)
2	56	47	42	40	33
3	9	13	10	9	6
4	2	4	3	2	1
5	1	1.6	1	0.7	0.4

Из табл. 1 видно, что вычисленные значения  $m_k$  лучше всего согласуются с наблюдательными данными при значении  $s \approx 1400^h$ . Это подтверждает выведенное выше значение  $s = 1389^h$ .

Полное число звезд в ассоциации Ориона, имеющих частоту больше некоторого  $\nu_0$ , можно определить по формуле [1]:

$$N(\nu_0) = 425.6 \int_{1389\nu_0}^{\infty} e^{-x} x^{-4.3} dx, \quad x = s\nu_0. \quad (5)$$

Для различных значений параметра  $s\nu_0$  можно найти значение  $N(\nu_0)$ .

Таблица 2

$s\nu_0$	$P_p$	$N_p(\nu_0)$	$P_0$	$N_0(\nu_0)$
6.0			231	0.06
5.0	77	0.04	278	0.25
4.0	96	0.18	347	0.84
3.0	128	0.7	463	3.50
2.0	192	3.1	694	13.9
1.0	385	17	1389	82
0.30	1280	94	4630	468
0.10	3850	245	13890	1177
0.05	7700	385	27780	1844
0.02	19250	634	69450	2938

В табл. 2 для сравнения приводятся вычисленные таким образом полные числа звезд  $N(\nu_0)$ , имеющих частоту, больше некоторого  $\nu_0$  для Плеяд

[1] —  $N_p(\nu_0)$  и Ориона —  $\dot{N}_0(\nu_0)$ ,  $\Pi$  — средний интервал между вспышками.

Из табл. 2 видно, что звезд со средним интервалом между вспышками  $< 400^h$  в ассоциации Ориона практически нет, тогда как в скоплении Плеяды их количество порядка 20 [1], т. е. скопление Плеяды богаче ассоциации Ориона часто вспыхивающими звездами. Однако, начиная с  $\nu_0^{-1} > 1800^h$ , число вспыхивающих звезд больше в ассоциации Ориона, чем в скоплении Плеяды.

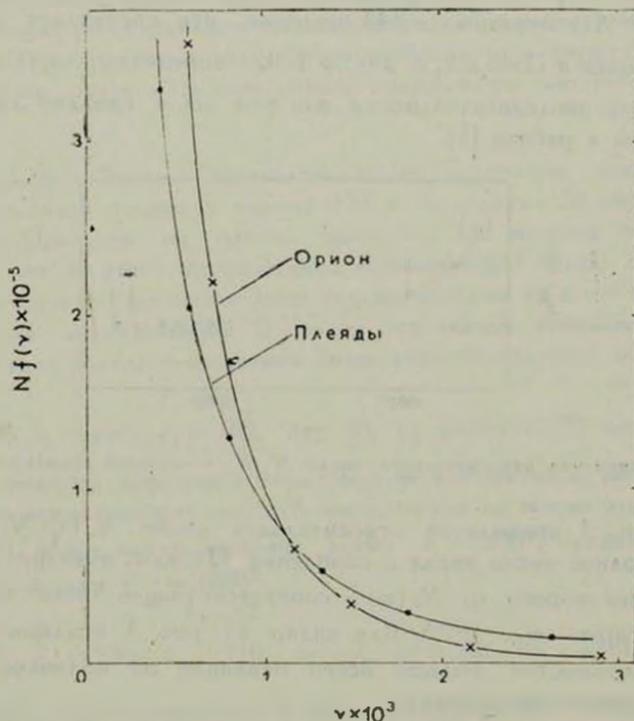


Рис. 2. Зависимости  $Nf(\nu)$  — полного количества вспыхивающих звезда с частотой между  $\nu$  и  $\nu + d\nu$  от  $\nu$ , вычисленные по формуле (6).

Для большей наглядности на рис. 2 приведены зависимости  $Nf(\nu)$  — полного количества вспыхивающих звезд с частотой между  $\nu$  и  $\nu + d\nu$  от  $\nu$ , которые можно вычислить по формуле:

$$Nf(\nu) = NCe^{-x} x^{-4/3} s^{4/3}. \quad (6)$$

3. Возраст скопления Плеяды ( $5 \cdot 10^7$  лет) почти на два порядка больше возраста ассоциации Ориона ( $< 10^6$ ), поэтому естественно ожидать «возрастных» изменений некоторых параметров, характеризующих вспышечную активность звезд.

Для этого постараемся рассмотреть следующий вопрос: имеют ли часто вспыхивающие звезды с  $\nu_0^{-1} \leq 1800^h$  светимость, отличную от светимости остальных вспыхивающих?

Для ответа исключим из списка вспышек, зарегистрированных в скоплении Плеяды [2, 7—12], те вспышки, которые произошли у звезд с  $m_U > 19^m.5$ . Для оставшихся 543 вспышек, что составляет около 2/3 числа вспышек в Плеядах, с  $\Delta m_U > 1^m.0$ , определим  $n_1(t)/n_1(0)$ ,  $s$ ,  $N_p'(\nu_0)$  в той последовательности, как это было сделано для скопления Плеяды в работе [1].

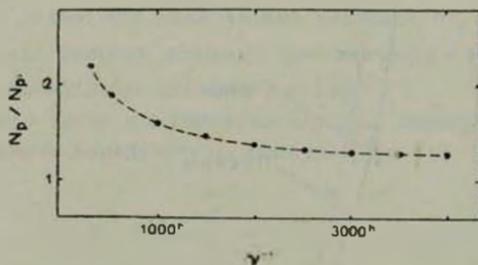


Рис. 3. Изменение относительного числа  $N_p/N_p'$  с частотой вспыхивания  $\nu^{-1}$ .

На рис. 3 приводится относительное число  $N_p(\nu_0)/N_p'(\nu_0)$ , где  $N_p(\nu_0)$  — полное число звезд в скоплении Плеяды, имеющих частоту, большую некоторого  $\nu_0$ ,  $N_p'(\nu_0)$  — соответствующее число звезд Плеяд, у которых  $m_U < 19^m.5$ . Как видно из рис. 3 исключение звезд низких светимостей больше всего повлияло на количество звезд с высокой частотой вспышек.

Это свидетельствует о том, что вспыхивающие с высокой частотой вспышек в скоплении Плеяды в основном являются звездами низкой светимости с  $M_U \geq 13^m$ , вспышки которых на расстоянии Ориона наблюдались бы редко.

Другой причиной отсутствия звезд с высокой частотой вспышек в ассоциации Ориона является, по-видимому, реальное отсутствие в ней вспыхивающих звезд спектральных типов M3—M4.

4. *Общее количество вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона и в скоплении Плеяды.* Для вычисления нижней границы общего количества

вспыхивающих звезд обычно используется формула В. А. Амбарцумяна [13]:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}, \quad (7)$$

где  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  — числа вспыхивающих звезд, вспышки которых еще не наблюдались, наблюдались один раз и два раза, соответственно.

Если отделить группу чаще вспыхивающих звезд, то остальная часть вспыхивающих звезд становится более однородной в смысле частоты вспыхивания. Очевидно, что в этом случае использование формулы (7) дает более точные значения. В этом смысле представляют интерес следующие расчеты.

*Ассоциация Ориона.* Вычислим общее количество вспыхивающих звезд, используя данные о первых 130 и последних 130 обнаруженных вспышках. При этом из группы последних 130 вспышек исключаются вспышки уже до этого обнаруженных вспыхивающих звезд. Таким образом, во вторую группу вошли лишь звезды, которые до этого не были известны как вспыхивающие. Очевидно, что звезды, попавшие в первую группу, будут обладать в среднем более высокой частотой вспышек.

1.  $\sum_{k=1}^{\infty} n_k = 130$ ,  $n_1 = 102$ ,  $n_2 = 10$ , по формуле (7) число вспыхивающих звезд,  $n_0$ , вспышки которых еще не наблюдались, равно 521, общее число вспыхивающих звезд  $N$ , вычисленное на основе этой выборки, равно 634, общее наблюдательное время  $T \sim 350^h$ , средний интервал между вспышками  $\nu^{-1} \sim 1800^h$ .

2.  $\sum_{k=1}^{\infty} n_k = 130$ ,  $n_1 = 116$ ,  $n_2 = 7$ ,  $n_0 = 961$ ,  $N = 1331$ ,  $T \sim 350^h$ ,  $\nu^{-1} \sim 3000^h$ . При вычислении  $N$  были включены также звезды, обнаруженные до начала вспышек второй группы. Число таких звезд равнялось 247. С учетом того, что расстояние ассоциации Ориона относительно велико, можно считать, что общее количество вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона порядка 1500.

*Скопление Плеяды.* В случае скопления Плеяды разделение было проведено несколько иначе: для первых и последних 74 и 240 вспышек.

1.  $\sum_{k=1}^{\infty} n_k = 74$ ,  $n_1 = 59$ ,  $n_2 = 6$ ,  $n_0 = 290$ ,  $N = 356$ ,  $T \sim 189^h$ ,  $\nu^{-1} \sim 945^h$ .

2.  $\sum_{k=1}^{\infty} n_k = 74$ ,  $n_1 = 66$ ,  $n_2 = 4$ ,  $n_0 = 545$ ,  $N = 924$ ,  $T \sim 900^h$ ,  $\nu^{-1} \sim 7500^h$ .

Число вспыхивающих звезд, обнаруженных до начала вспышек второй группы и включенных в общее количество  $N$ , равно 310.

Из приведенных расчетов видно, что в первую группу попали часто вспыхивающие звезды, во вторую — реже вспыхивающие звезды.

Теперь несколько увеличим количество вспышек в двух группах.

1.  $\sum_{k=1}^{\infty} n_k = 240$ ,  $n_1 = 117$ ,  $n_2 = 34$ ,  $n_0 = 201$ ,  $N = 367$ ,  $T \sim 700^h$ ,  $\nu^{-1} \sim 1200^h$ .

2.  $\sum_{k=1}^{\infty} n_k = 240$ ,  $n_1 = 157$ ,  $n_2 = 20$ ,  $n_0 = 616$ ,  $N = 1000$ ,  $T \sim 1700^h$ ,  $\nu^{-1} \sim 7000^h$ .

Число ранее обнаруженных вспыхивающих звезд равно 196. Здесь также в первую группу попали часто вспыхивающие звезды. Оценка общего количества вспыхивающих звезд по второй группе наиболее близка к реальной.

Из приведенных расчетов видно, что общее количество вспыхивающих звезд, способных производить вспышки, с  $\Delta m_U > 1^m 0$ , в Плеядах порядка 1000.

Таким образом, два независимых метода подтверждают, что вспыхивающих звезд в ассоциации Орiona примерно в 1.5 раза больше, чем в скоплении Плеяды.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить В. А. Амбарцумяна за ценные советы при выполнении настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE FREQUENCY — FUNCTION OF STELLAR FLARES IN ORION ASSOCIATION

E. S. PARSAMIAN

Using the chronology of discoveries of new flares and the chronology of confirmation i. e. the time distribution of second flares (Ambartsumian's method [1]), the frequency—function of flares on stars in the Orion association is obtained. A number of stars having different frequencies is also found. It is shown that flare stars with high

flare frequency ( $\nu^{-1} < 1000^h$ ) belonging to the Pleiades cluster are mainly of low luminosity  $M > 13^m$ . The quantities of flare stars in aggregates determined by two independent methods show that the number of flare stars in Orion association is about 1.5 times greater than in the Pleiades cluster.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 14, 3, 367, 1978.
2. G. Haro, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 3, 1971.
3. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 32, 59, 1969.
4. L. Rosino, L. Pigatto, *Contr. Obs. Asiago*, No. 231, 1969.
5. C. Roslund, *Uppsala Astron. Obs. Meddelande*, No. 169, 381, 1969.
6. R. I. Kiladze, *IBVS*, No. 670, 1972.
7. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 31, 23, 1969.
8. В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 6, 7, 1970.
9. В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 7, 320, 1971.
10. В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Кизарян, Г. Б. Оганян, *Астрофизика*, 8, 485, 1972.
11. В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Якович, *Астрофизика*, 9, 461, 1973.
12. А. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацв.лишвили, М. К. Цветков, *Астрофизика*, 13, 205, 1977.
13. В. А. Амбарцумян, *Звезды, туманности, галактики*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.851

## КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ В Т-АССОЦИАЦИЯХ.

### II. Aur T1, Ser T1, Tau T1, Tau T2, Tau T3, Tau T4

Г. Н. САЛУКВАДЗЕ

Поступила 27 мая 1980

Принята к печати 14 июля 1980

На основе просмотра Паломарских карт в шести Т-ассоциациях выявлены 16 кратных систем типа Трапеции. Из них 80% являются физическими системами.

В предыдущей нашей статье приведены результаты поиска кратных систем типа Трапеции в четырех Т-ассоциациях Ориона [1]. Поиск был осуществлен в 10-и Т-ассоциациях. В настоящей статье приводятся результаты поисков для шести ассоциаций, перечисленных в заглавии. Методика работы и критерий исключения оптических систем описаны в статье [1].

Рассмотрим в отдельности результаты поиска в каждой рассматриваемой ассоциации.

В Aur T1 все 7 имеющихся переменных звезд были отождествлены. Одна из них — известная быстролетающая звезда AE Aur, которая не входит ни в какую трапецию. Другая, RW, также не имеет компонентов, хотя есть указание на двойственность этой звезды [2]. Звезды DG и GM являются трапециями, АВ — двойной системой и две — оптическими. Число звезд фона вокруг звезд DG, GM и АВ соответственно равно 102, 105 и 38. При этом математические ожидания числа случайно проектирующихся звезд равны 0.33, 0.34 и 0.12.

В Ser T1 все три звезды были отождествлены, но одна звезда находится в туманности и не поддается измерению. Две звезды, FU и FW, являются двойными. Число звезд фона вокруг FU и FW соответственно равно 18 и 34, а математические ожидания числа проектирующихся звезд — 0.06 и 0.11.

В Тау Т1 были отождествлены все 16 звезд. 4 звезды (FP, CX, RY, DE) входят в трапеции, а 5 звезд (DD, GZ, FM, FS, FR) — в двойные системы. Две звезды являются оптическими, 5 — одиночными. Среднее количество звезд фона равно 26, математическое ожидание числа проектирующихся звезд в среднем для каждой переменной — порядка 0.08.

В Тау Т2 все 9 звезд были отождествлены. Одна звезда входит в трапецию, 2 звезды (HL и XZ) входят в двойные системы. Другие шесть не имеют спутников, удовлетворяющих критерию Эйткена. Количество звезд фона вокруг GG и HL соответственно равно 23 и 7, а математические ожидания числа проектирующихся звезд — 0.07 и 0.02.

В Тау Т3 из 57 звезд отождествлены 53. 9 звезд (DF, DI, DL, GU, GH, HP, HS, DR, DH) входят в трапеции, а 12 (DN, FV, FW, FZ, FY, GX, HI, IT, EZ, FY, GI, CK) — в двойные системы. 10 звезд не имеют спутников, удовлетворяющих критерию Эйткена, а остальные являются одиночными. Среднее количество звезд фона равно 27, а математическое ожидание числа проектирующихся звезд — 0.09.

В Тау Т4 из 3-х звезд были отождествлены 2 звезды (RR и GQ), которые являются трапециями. Количество звезд фона вокруг звезд RR и CQ соответственно равно 54 и 70, а математические ожидания числа проектирующихся звезд — 0.17 и 0.23.

В табл. 1 приведен список перечисленных выше кратных систем типа Трапеции, содержащий 16 систем. Судя по оценкам математических ожиданий числа проектирующихся звезд, не больше чем две или три из них могут оказаться оптическими.

Рассмотрение табл. 1 показывает, что в трапециях № 9 и 14, помимо главной звезды, переменным является и один из компонентов. Учитывая то обстоятельство, что в Т-ассоциациях Ориона это свойство трапеций выражено еще сильнее, можно заключить, что оно является для них характерным свойством.

Как сообщили нам Р. И. Киладзе и Р. Ш. Нацвлишвили, по фотографическим наблюдениям на 70-см менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории ими обнаружена переменность «В»-компонента трапеции NS Ori ( $\alpha_{1900} = 5^h 30^m 32^s$ ,  $\delta_{1900} = -6^{\circ} 05' 24''$ ).

В статье Р. И. Киладзе и Р. Ш. Нацвлишвили [3] компонент «В» значится под номером 39, в известной работе П. П. Паренга [4] имеет номер 2025, а сама звезда NS Ori — 2039. Это обстоятельство еще раз подтверждает наше заключение о необходимости исследования на переменность компонентов всех выявленных нами трапеций.

Результаты подсчетов, произведенных на основе табл. 1, приведены в табл. 2.

Таблица 1

№	Ассоциация	Звезда	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	Звездная величина	Sp	Тип	Компоненты	P	D	V	B-V	Sp	Тип
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	Авр Т1	DG	4 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> 03 <sup>s</sup>	+32° 24.9	13.5—15.0		Ins	AB AC	47° 193	18.1 12.2	17 <sup>m</sup> .1 17.0	0 <sup>m</sup> .5 1.6		
2		GM	4 48 49	+30 12.2	13.1—13.9	d5e (T)	InsT	AB AC	158 22	48.1 34.0	13.5 14.9	0.7 1.1		
3	Тау Т1	DE	4 15 44	+27 40.8	13.8—14.7	dM1e (T)	InT	AB AC	209 12	13.6 25.5	(18.0) 14.9	1.1		
4		CX	4 08 41	+26 33	14.5—15.5	dM1.5e (T)	InT	AB AC	254 204	31.3 34.8	15.4 15.8	0.9 1.3		
5	Тау Т2	RY	4 15 45	+28 12.4	9.3—13.0	dF8edG 5e (T)	InT	AB AC AD AE	221 185 194 128	47.4 23.4 17.7 11.3	15.1 17.0 17.9 18.2	1.5 1.1 1.5 2.0		
6		FP	4 08 40	+26 31.3	15.0—15.8	dM2.5e (T)	InT	AB AC	255 226	30.6 12.6	15.3 18.3	0.3 0.8		
7		GG	4 26 44	+17 18.9	13.4—14.1	dK6e (T)	InT	AB AC AD	206 49 182	13.6 16.1 10.6	16.6 17.6 (19.6)	1.3 0.9		
8		DF	4 20 57	+25 28.8	9.2—15.0	dM1e (T)	InT	AB AC	125 26	34.4 14.6	15.8 18.3	1.3 1.6		
9	Тау Т3	DI	4 23 34	+26 19.6	13.6—15.4	dM0.5e (T)	InsT	AB AC	304 181	15.0 17.0	13.4— —15.0 17.5	2.1	dM0e	Inbs
10		DL	4 27 33	+25 07.9	13.4—15.9	dGe (T)	InT	AB AC	333 65	11.3 8.0	17.2 (19.1)	1.7		

1	2	3	4	5	6
11		GU	4 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup>	+25°54.0	12.5—14.3
12		GH	4 27 04	+23 56.8	13.2—16.2
13		HP	4 29 53	+22 42.0	14.9—17.2
14		HS	4 31 00	+23 19	14.2—15.4
15	Tau T4	CQ	5 29 50	+24 41	8.7—12.6
16		RR	5 33 17	+26 19	10.2—14.2

Таблица 1 (окончание)

7	8	9	10	11	12	13	14	15
M2ea	Ins	AB	308°	10.6	15 <sup>m</sup> 3	1 <sup>m</sup> 8		
		AC	160	13.1	(17.3)			
	Inb	AB	14	21.4	11.9	1.4		
		AC	176	27.4	17.1			
e	In	AB	60	15.2	(10.4)			
		AC	116	20.5	(12.4)			
	In	AD	143	16.8	(17.0)			
		AB	116	13.4	15.0— —16.0			
A1—F5IVe	Inas	AC	281	11.6	18.2	0.9		
		AB	50	38.1	15.6			
	Inas	AC	139	31.7	15.8	1.8		
		AD	168	42.8	16.2			
B8—B9e	Inas	AB	190	18.5	16.8	1.2		
		AC	87	13.4	17.5			

Как было отмечено, к Т-ассоциациям мы отнесли следующие типы эруптивных переменных звезд: Ia, In, Ina, Inb, InT, а также UVn и UV [1].

Таблица 2

Ассоциация	Общее число переменных	Количество звезд				Число звезд в трапециях
		просмотренных	двойных	кратных	трапеций	
Aur T1	7	6	1	2	2	2
Sep T1	3	2	2	—	—	—
Tau T1	16	16	4	4	4	4
Tau T2	9	9	1	1	1	1
Tau T3	57	53	10	7	7	9
Tau T4	3	2	—	2	2	2

Объединим звезды типа UVn и UV и назовем их звездами типа UV, а все остальные звезды — типа RW Возничего.

На основе наших списков трапеций проанализируем, как часто встречаются звезды типа UV среди главных звезд отобранных нами трапеций. В каждой ассоциации в отдельности и для всех ассоциаций в целом оценим отношение

$$\frac{n_{UV}}{n_{UV} + n_{RW}} = K.$$

В табл. 3 приведены результаты последних вычислений.

Таблица 3

№	Название ассоциаций	Количество трапеций	Тип переменности		K %
			UV	RW	
1	Ori T1	9	0	9	0
2	Ori T2	54	26	28	49
3	Ori T3	15	2	13	13
4	Ori T4	14	1	13	7
5	Tau T1	4	0	4	0
6	Tau T2	1	0	1	0
7	Tau T3	7	0	7	0
8	Tau T4	2	0	2	0
9	Aur T1	2	0	2	0
Всего		108	29	79	27

Как видно из табл. 3, звезды типа UV встречаются только в Т-ассоциациях Ori T2, Ori T3 и Ori T4. Причем в Ori T2 — довольно большое количество.

Отношение количества звезд типа UV к полному числу переменных звезд для всех ассоциаций составляет 27%.

Поскольку в настоящее время известно, что переменные звезды типа RW Возничего в основном принадлежат к карликам и, по-видимому, находятся в ранней стадии развития, а деятельность звезд типа UV начинается тогда, когда эволюционная фаза RW заканчивается (хотя и есть перекрытие), то установленный нами факт значительного преобладания звезд типа RW над звездами типа UV в рассматриваемых ассоциациях говорит о молодости кратных звезд типа Трапеции, выявленных нами в Т-ассоциациях.

Рассмотрим распределение кратных систем типа Трапеции в исследуемых Т-ассоциациях по величине максимального расстояния между компонентами.

Гистограмма распределения для трапеций в Т-ассоциациях Ориона дана на рис. 1.

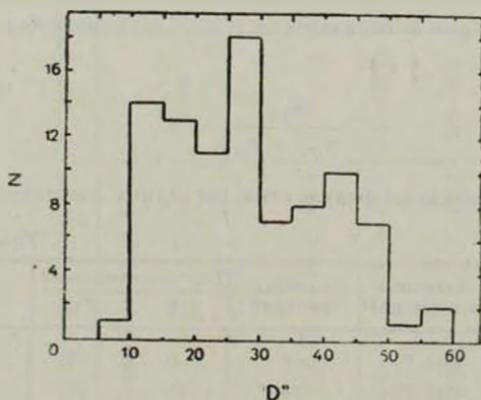


Рис. 1.

Как видно из рис. 1, максимальное расстояние между компонентами в 15 трапециях (Ori T2, BU, HL, PS, V347, V380, V684, V741, V806, V748, Ori T3, V603, Ori T4, QR, V628, V629, V632, V638) лежит в пределах от 2-х до 6-и тысяч астрономических единиц, а в большинстве трапеций — до 12 тысяч астрономических единиц, при расстоянии до ассоциации 400 пс.

Особенно надо выделить трапецию V 380 — наиболее тесную трехкратную систему. Данные о трапеции:  $A = 9^m7-10^m3$ ,  $B = 13^a$ ,  $C =$

$= 14''$ ,  $AB \sim 3''$ ,  $AC \sim 5''$ , максимальное расстояние между компонентами — 2000 астрономических единиц.

Гистограмму распределения для трапеций в Т-ассоциациях Тельца и Возничего мы не построили из-за малого количества трапеций.

Заметим, что в восьми из 16 трапеций в Т-ассоциациях Тельца и Возничего (Aur T1: DG, GM; Tau T2: GG; Tau T3: DI, DL, GU, HS; Tau T4: RR) максимальное расстояние между компонентами лежит в пределах от 2-х до 4-х тысяч астрономических единиц при расстоянии до ассоциаций 200 пс.

Если придерживаться определения [8] о том, что двойные или кратные системы являются тесными, если расстояние между компонентами не превышает 3—4 тысяч астрономических единиц, то восемь трапеций в Тельце и Возничем и одна в Орионе — V 380 полностью удовлетворяют определению тесных систем. Во всех указанных девяти тесных системах главная звезда принадлежит к типу RW Возничего (а не UV).

Учитывая названные обстоятельства, можно заключить, что вышеперечисленные трапеции являются более молодыми, чем остальные трапеции наших списков.

Следует отметить, что главные звезды 5-и более широких трапеций (Ori T1: CO, V450, V548, V649; Ori T4: V636) и системы (Ori T4: V 632) являются соответственно тесными двойными и тесной тройной звездами. Главные звезды 6-и двойных и обыкновенных кратных систем (Ori T1: V463, V549; Ori T2: OV, V381, AV и BO) являются тесными парами.

Изучение вышеназванных систем представляет большой интерес, поскольку они, по-видимому, находятся на самой ранней стадии развития.

Сравнение нашего каталога трапеций и двойных систем со списками, данными в работе [5], показало следующее. Из 34 трапеций списка [5] в Т-ассоциациях Ori T2 8 трапеций (VW, BT, BH, BU, HL, NS, PS, V550) входят в наш каталог, EZ и AT являются двойными системами. Общими являются и 12 двойных и кратных систем (SU, SV, UZ, BB, HH, IT, OZ, V366, V381, V500, V589, V659). Следует отметить, что две звезды (AT, NS) в указанной работе неправильно отождествлены. Звезда Ori HH является трапецией, но она в списке [5] числится как двойная система, причем для расстояния от главной звезды до компонента „В“ дается неправильное значение:  $8''$  вместо  $17.6''$ .

Наши определения звездных величин компонентов трапеций и двойных систем в Ori T2 значительно отличаются от определений М. М. Закирова. Как отмечалось в работе [1], для определения звездных величин мы пользовались стандартными звездами, расположенными в ассоциации Ori T2 [6], а в статье [5] использована зависимость между диаметрами

изображений и звездными величинами, данными в работе [7], что привело к заниженным результатам. Сказанное подтверждается еще тем, что для компонентов трапеций и двойных систем, которые входят в список [4], наши определения близки к определениям П. П. Паренаго.

Из 12 трапеций списка [5] в Т-ассоциациях  $\tau$  T1,  $\tau$  T2,  $\tau$  T3 7 трапеций (CX, FP, GG, DF, GH, DL, HP) входят в наш каталог, DN и EZ являются двойными, BP — оптической. Общими являются также 9 двойных систем (DD, FM, FS, FV, FW, FZ, FI, GI, HL). Три двойные системы из списка [5] — RY, DE и HS по нашим измерениям являются трапециями. Тем не менее, определения звездных величин, а также результаты определения расстояния и позиционных углов для систем в Т-ассоциациях Ориона и Тельца настоящей работы и работы [5] находятся в удовлетворительном согласии.

Поскольку наш критерий исключения оптических систем является более жестким, чем критерий М. М. Закирова, то, естественно, многие компоненты, входящие в списки [5], по нашим определениям отнесены нами к числу оптических. Статистический критерий, применяемый в статье [5], допускает существование слабых компонентов 20-й звездной величины до расстояния 60" от главной звезды, тогда как наш критерий исключает существование компонентов такой яркости в системе V, если расстояние от звезды превышает 6".

В заключение приношу глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интерес к работе и ценные советы.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

## TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS IN T-ASSOCIATIONS.

II. Aur T1, Cep T1, Tau T1, Tau T2, Tau T3, Tau T4

G. N. SALUKVADZE

On the basis of the Palomar Charts Survey 16 Trapezium type multiple systems are revealed in 6 T-associations. 80% of them are physical systems.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Салуквадзе, *Астрофизика*, 16, 505, 1980.
2. П. Н. Холопов, *ПЗ*, 10, 6, 390, 1955.
3. Р. И. Киладзе, Р. Ш. Нацвлишвили, (в печати).
4. П. П. Паренаго, *Труды ГАИШ*, 25, 1954.
5. М. М. Закиров, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Ташкент, 1975.
6. A. D. Andrews, *TTV*, 34, 5, 195, 1970.
7. J. Dorschner, J. Curtler, R. Schieltcke, K. H. Schmidt, *Astron. Nachr.*, 289, 51, 1966.
8. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 15, 1954.

УДК 523.035

О ЦВЕТОВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОБЪЕКТОВ  
С ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ

В. В. СОБОЛЕВ

Принята к печати 20 марта 1980

Определяется поток излучения, выходящего из фотосферы при постоянном отношении коэффициента электронного рассеяния к коэффициенту истинного поглощения. Задача решается точным и приближенным методами. Найден спектрофотометрический градиент в зависимости от параметров, характеризующих фотосферу. Показано, что электронное рассеяние может как повышать, так и понижать цветовую температуру.

1. *Введение.* Как известно, большую роль в образовании спектров некоторых типов астрофизических объектов играет рассеяние излучения свободными электронами. К таким объектам относятся звезды спектральных классов O и WR, сверхновые звезды, рентгеновские источники и др. Разумеется, электронное рассеяние не влияет на полную энергию, излучаемую данным объектом, то есть не меняет его эффективную температуру. Однако под действием электронного рассеяния происходит изменение относительного распределения энергии в спектре, то есть меняется цветовая температура.

Задача о влиянии электронного рассеяния на непрерывные спектры различных объектов рассматривалась в ряде работ [1—5]. Ее решение зависит от соотношения между коэффициентом истинного поглощения  $\alpha$  и коэффициентом электронного рассеяния  $\sigma$  на разных глубинах.

Впервые упомянутая задача была решена В. А. Амбарцумяном [1] при допущении, что коэффициент истинного поглощения не зависит от частоты (то есть  $\alpha_\nu = \alpha$ ). Им рассматривалось два случая: 1) чисто электронный слой расположен над фотосферой, 2) отношение  $\sigma/\alpha$  постоянно в фотосфере. В результате было показано, что вследствие электронного рассеяния цветовая температура возрастает. Это явление представляет собой разновидность «покровного эффекта».

Позднее С. Г. Слюсарев [2] при рассмотрении той же задачи считал, что коэффициент истинного поглощения зависит от частоты и принял  $\alpha_\nu \sim \nu^{-3}$ . При предположении о постоянстве отношения  $\sigma/\alpha_\nu$  и изотермичности фотосферы, он получил, что с ростом этого отношения цветовая температура убывает. Такой результат объясняется возрастанием пути фотона в фотосфере, а значит и вероятности истинного поглощения. Поэтому поток выходящего излучения в фиолетовой части спектра уменьшается сильнее, чем в красной.

В дальнейшем А. Ф. Илларионов и Р. А. Сюняев [3] определили поток выходящего излучения в разных частотах при допущении о преобладании электронного рассеяния над истинным поглощением (то есть при  $\sigma \gg \alpha_\nu$ ) и при степенной зависимости температуры и плотности от глубины.

В перечисленных работах [1—3] задача решалась приближенно методом Эддингтона. В статьях автора [4, 5] дано решение задачи точными методами, причем считалось, что вероятность выживания фотона, то есть величина  $\lambda_\nu = \sigma/(\sigma + \alpha_\nu)$ , меняется с оптической глубиной  $\tau_\nu$ . В первой из этих статей задача решена для случая, когда функция Планка линейно возрастает с оптической глубиной, а величина  $\lambda_\nu$  убывает с ростом  $\tau_\nu$  по экспоненте. Во второй статье это сделано для случая изотермической фотосферы с изменением плотности по барометрическому закону.

В настоящей статье задача решается как точно, так и приближенно. При этом считается, что отношение  $\sigma/\alpha_\nu$  постоянно в фотосфере, а функция Планка возрастает с оптической глубиной по обычной формуле для фотосфер. В результате определена цветовая температура в зависимости от поверхностной температуры  $T_0$  и от величины  $\sigma/\alpha_\nu$  как функция от частоты  $\nu$ .

2. *Исходные уравнения.* Для определения интенсивности излучения, выходящего из фотосферы, необходимо построить модель фотосферы, то есть найти распределение в ней плотности  $\rho$  и температуры  $T$ . После этого может быть найдена оптическая глубина  $\tau_\nu$  в зависимости от  $T$ . Это позволяет определить интенсивность излучения, выходящего из фотосферы под углом  $\arccos \eta$  к нормали, по формуле

$$I_\nu(\eta) = \int_0^\infty B_\nu(T) e^{-\frac{\tau_\nu}{\eta}} \frac{d\tau_\nu}{\eta}, \quad (1)$$

где  $B_\nu(T)$  — планковская интенсивность при температуре  $T$ .

В приближенной теории фотосфер температура представляется в виде

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{3}{2} \tau \right)^{1/4}, \quad (2)$$

где  $\tau$  — оптическая глубина, соответствующая среднему коэффициенту поглощения  $\bar{\kappa}_v$ , а оптическая глубина  $\tau_v$  предполагается равной  $\tau_v = a_v \tau / a$ , где отношение  $a_v/a$  считается постоянным в фотосфере.

Формула (1) относится к случаю, когда электронное рассеяние отсутствует. При наличии же электронного рассеяния, интенсивность излучения, выходящего из фотосферы, дается формулой

$$I_v(\eta) = \int_0^{\infty} S_v(\tau_v) e^{-\frac{\tau_v}{\eta}} \frac{d\tau_v}{\eta}, \quad (3)$$

где функция  $S_v(\tau_v)$  определяется из уравнения

$$S_v(\tau_v) = \frac{\lambda_v}{2} \int_0^{\infty} E_1(|\tau_v - \tau'_v|) S_v(\tau'_v) d\tau'_v + (1 - \lambda_v) B_v(T), \quad (4)$$

а оптическая глубина  $\tau$ , равна

$$\tau = \int_r^{\infty} (\kappa + a) dr, \quad (5)$$

где  $r$  — расстояние от центра звезды.

Для решения уравнения (4) надо знать зависимости величин  $\lambda_v$  и  $T$  от  $\tau_v$ , даваемые моделью фотосферы. Если температура  $T$  представляется формулой (2), то должна быть задана связь между  $\tau_v$  и средней оптической глубиной  $\tau$ , равной

$$\tau = \int_r^{\infty} (\kappa + a) dr. \quad (6)$$

В теории фотосфер уравнение (4) решается обычно численными методами (см. книгу Д. Михаласа [6]). После этого интенсивность излучения  $I_v(\eta)$  находится по формуле (3), а поток выходящего из фотосферы излучения по формуле

$$H_v = 2\pi \int_0^1 I_v(\eta) \eta d\eta. \quad (7)$$

Ниже получены точные и приближенные значения потока излучения  $H_v$  для случая  $\lambda_v = \text{const}$ .

3. Точное решение. Решения уравнения (4) с последующим применением формулы (3) не являются единственной возможностью для нахождения интенсивности излучения  $I_*(\eta)$ . Как показано ранее [4, 5], можно получить уравнения, определяющие непосредственно функцию  $I_*(\eta)$  при произвольной зависимости  $\lambda_*$  от  $\tau_*$ .

Рассматривая здесь случай  $\lambda_* = \text{const}$ , мы применим к нему метод, употреблявшийся в [5]. Первоначально он и был предложен автором [7] именно для данного случая.

Действуя упомянутым методом, для нахождения функции  $I_*(\eta)$  получаем следующее интегральное уравнение:

$$I_*(\eta) \left( 1 - \frac{\lambda_*}{2} \eta \ln \frac{1+\eta}{1-\eta} \right) - \frac{\lambda_*}{2} \int_0^1 \frac{\eta' I_*(\eta')}{\eta' - \eta} d\eta' + (1 - \lambda_*) I_*'(\eta), \quad (8)$$

где  $I_*'(\eta)$  — интенсивность излучения при отсутствии электронного рассеяния, то есть определяемая формулой (1).

Поскольку однородное уравнение, соответствующее уравнению (8), имеет решение (представляющее собой решение «проблемы Милна»), к уравнению (8) надо присоединить некоторое дополнительное условие. Его можно получить, полагая в (8)  $\eta = 1/k_*$ , где  $k_*$  — корень уравнения

$$\frac{\lambda_*}{2k_*} \ln \frac{1+k_*}{1-k_*} = 1. \quad (9)$$

Делая это, в качестве дополнительного условия находим

$$\frac{\lambda_*}{2} \int_0^1 \frac{\eta' I_*(\eta')}{1 - k_* \eta'} d\eta' = (1 - \lambda_*) \frac{1}{k_*} I_*' \left( \frac{1}{k_*} \right). \quad (10)$$

Уравнение (8) легко решается численно (хотя можно получить и аналитическое решение). Путем численного решения уравнения (8) были найдены интенсивности излучения  $I_*(\eta)$ , а затем по формуле (7) и потоки излучения  $H_*$ . При этом принималось, что температура определяется формулой (2). Часть полученных результатов приведена в табл. 1, относящейся к случаю, когда коэффициент истинного поглощения не зависит от частоты, то есть  $\alpha_* = \alpha$  и  $\lambda_* = \lambda$ . В таблице содержатся значения величины  $H_*/\pi B_*(T_0)$  для разных значений параметров  $\lambda$  и  $x = hv/kT_0$ , где  $T_0$  — поверхностная температура.

Следует отметить, что при малых значениях  $k_*$  поток излучения может быть найден без предварительного решения уравнения (8). Полагая в соотношении (10)  $k_* \ll 1$  и пользуясь выражением (1) для  $I_*'(\eta)$ , получаем

$$H = 4\pi(1 - \lambda_0) \int_0^{\infty} B_0(T) c^{-k, \tau_0} d\tau_0 \quad (11)$$

Эта асимптотическая формула тем точнее, чем меньше  $k_0$  (или чем ближе к единице  $\lambda_0$ ).

Таблица 1  
ВЕЛИЧИНА  $H_0/\pi B_0(T_0)$  (ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ)

$x$	1	2	3	4	5
0.5	1.13	1.29	1.50	1.78	2.16
0.7	1.03	1.19	1.41	1.72	2.15
0.9	0.81	0.97	1.21	1.58	2.06
0.95	0.63	0.84	1.08	1.44	1.98
0.99	0.42	0.56	0.78	1.13	1.69

4. *Приближенное решение.* Хотя мы и имеем точное решение задачи, но найдем также и приближенное решение в явном виде. Последнее обладает тем преимуществом, что над ним можно производить нужные математические операции.

Применяя метод Эддингтона к дифференциальному уравнению, соответствующему уравнению (8), получаем следующее выражение для потока излучения:

$$H = \pi B_0(T_0) \frac{4k_0}{3 + 2k_0} R(x, y), \quad (12)$$

где

$$R(x, y) = (e^x - 1) \int_0^{\infty} \frac{e^{-z} dz}{f(z)}, \quad (13)$$

$$f(z) = e^{x(1 + \frac{3z}{2y})^{-1/4}} - 1, \quad (14)$$

$$y = k_0 \frac{a_0 + \sigma}{a_0 + \sigma} \quad (15)$$

и

$$k_0 = \sqrt{3(1 - \lambda_0)} = \sqrt{3 \frac{a_0}{a_0 + \sigma}} \quad (16)$$

В случае, когда  $\alpha_v = \alpha$ , формула (12) переходит в выражение, полученное ранее [1]. Так как для данного случая в табл. 1 приведены точные значения потока излучения, то целесообразно для сравнения вычислить поток излучения и по формуле (12). Результаты таких вычислений содержатся в табл. 2 (где принято во внимание, что  $k = \sqrt{3(1-i)}$ ).

Таблица 2

ВЕЛИЧИНА  $H_{\lambda}/\pi B_{\lambda}(T_0)$  (ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ)

$\lambda \backslash x$	1	2	3	4	5
0.5	1.18	1.33	1.54	1.82	2.19
0.7	1.07	1.23	1.45	1.76	2.17
0.9	0.83	0.99	1.24	1.59	2.09
0.95	0.69	0.85	1.10	1.46	2.00
0.99	0.43	0.57	0.79	1.14	1.70

Сравнение между собой табл. 1 и 2 показывает, что при  $\alpha_v = x$  точные и приближенные значения потока излучения близки друг к другу. Особенно это справедливо при значениях  $\lambda$  близких к 1 (т. е. при малых  $k$ ). Последнее обстоятельство объясняется тем, что приближенная формула (12) при  $k, \ll 1$  совпадает с асимптотической формулой (11).

В дальнейшем при определении цветовых температур мы будем пользоваться формулой (12) при произвольной зависимости  $\alpha_v$  от частоты.

5. *Цветовая температура.* Как известно, цветовая (или спектрофотометрическая) температура  $T_c$  определяется из условия, что спектрофотометрический градиент

$$G = 3 - \frac{\nu}{H_{\nu}} \frac{dH_{\nu}}{d\nu}, \quad (17)$$

находимый по распределению энергии в спектре данного объекта, равен спектрофотометрическому градиенту при распределении энергии по закону Планка, то есть величине

$$G = \frac{x_c}{1 - e^{-x_c}}, \quad (18)$$

где  $x_c = \frac{h\nu}{kT_c}$ .

Найдем спектрофотометрический градиент для случая, когда распределение энергии в спектре дается формулой (12). Будем при этом считать,

что  $a_\nu \sim \nu^{-p}$ , где  $p$  — некоторый параметр. Подставляя (12) в (17), после несложных преобразований получаем

$$G(x, y, \lambda_\nu) = C(x, y) + pD(x, y, \lambda_\nu), \quad (19)$$

где

$$C(x, y) = \frac{8y}{3} \left| 1 - \frac{1}{R(x, y)} \right| + 4A(x, y), \quad (20)$$

$$D(x, y, \lambda_\nu) = \frac{3}{2} \frac{\lambda_\nu}{3 + 2\sqrt{3(1 - \lambda_\nu)}} - \left(1 - \frac{\lambda_\nu}{2}\right) A(x, y), \quad (21)$$

$$A(x, y) = -\frac{y}{R} \frac{\partial R}{\partial y} = \frac{N(x, y)}{R(x, y)} - 1 \quad (22)$$

и

$$N(x, y) = (e^x - 1) \int_0^\infty \frac{e^{-z} z dz}{f(z)}. \quad (23)$$

Входящие в приведенные формулы величины  $x$  и  $y$  уже были определены раньше. Напомним, что  $x = h\nu/kT_0$ , а величина  $y$ , согласно (15) и (16), может быть записана в виде

$$y = \frac{\sqrt{3(1 - \lambda_\nu)}}{\frac{2}{\alpha_\nu} (1 - \lambda_\nu) + \lambda_\nu}. \quad (24)$$

Таким образом, спектрофотометрический градиент  $G$  определяется формулой (19) в зависимости от частоты  $\nu$ , поверхностной температуры  $T_0$ , параметров  $\lambda_\nu$ ,  $\alpha_\nu/\alpha$  и  $p$ .

6. *Вспомогательные функции.* Для применения формулы (19) надо вычислить значения функций  $C(x, y)$  и  $D(x, y, \lambda_\nu)$ . Результаты этих вычислений приведены в табл. 3 и 4.

В табл. 3 даны значения функции  $C(x, y)$ . Как легко видеть, с возрастанием  $y$  эта функция стремится к спектрофотометрическому градиенту при поверхностной температуре  $T_0$ , то есть к величине

$$G_0 = \frac{x}{1 - e^{-x}}. \quad (25)$$

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ  $C(x, y)$ 

$x \backslash y$	0.1	1	2	3	4	5	10
0.1	1.02	1.29	1.61	1.96	2.32	2.69	4.56
0.2	1.03	1.34	1.73	2.15	2.58	3.03	5.25
0.5	1.04	1.41	1.89	2.42	2.98	3.55	6.33
1	1.04	1.46	2.01	2.64	3.29	3.96	7.25
5	1.05	1.54	2.21	2.99	3.83	4.70	9.16
10	1.05	1.56	2.26	3.07	3.94	4.86	9.58

В табл. 4 содержатся значения функции  $A(x, y)$ , определенной формулой (22). При больших значениях  $y$  эта функция приближенно дается формулой

$$A(x, y) = \frac{3}{8y} G_0. \quad (26)$$

Знание функции  $A(x, y)$  позволяет легко определить функцию  $D(x, y, \lambda_0)$  по формуле (21).

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ  $A(x, y)$ 

$x \backslash y$	0.1	1	2	3	4	5	10
0.1	0.22	0.28	0.36	0.44	0.52	0.61	1.07
0.2	0.21	0.27	0.35	0.44	0.54	0.64	1.18
0.5	0.17	0.23	0.31	0.41	0.52	0.63	1.26
1	0.13	0.18	0.26	0.35	0.46	0.57	1.22
5	0.05	0.08	0.12	0.16	0.21	0.27	0.62
10	0.03	0.05	0.07	0.10	0.13	0.16	0.35

7. Частные случаи. Прежде чем рассматривать формулу (19) в общем виде, остановимся на некоторых частных случаях.

1) Допустим сначала, что электронное рассеяние отсутствует, то есть  $\lambda_e = 0$ . В этом случае формула (18) принимает вид

$$G(x, y, 0) = C(x, y) - \rho A(x, y), \quad (27)$$

где  $y = \frac{\alpha_e}{\alpha} \sqrt{3}$ . С этим выражением надо сравнивать выражение (19) для выяснения влияния электронного рассеяния на цветовую температуру.

2) Предположим, что коэффициент истинного поглощения не зависит от частоты, то есть  $\alpha_\nu = \alpha$ . Тогда мы имеем

$$G(x, y, i_\nu) = C(x, y), \quad (28)$$

где  $y = \sqrt{3(1-i_\nu)}$ . Значения величины  $G$  для этого случая можно взять из табл. 3. При отсутствии электронного рассеяния  $y = \sqrt{3}$ , а с возрастанием его роли параметр  $y$  убывает. При этом, как видно из данной таблицы, происходит убывание спектрофотометрического градиента, а значит, возрастание цветовой температуры. Такой вывод был сделан раньше В. А. Амбарцумяном [1], рассмотревшим случай, когда  $\tau \gg \alpha$ .

3) Пусть фотосфера изотермична, а коэффициент истинного поглощения  $\alpha_\nu$  зависит от частоты. Поток излучения в этом случае дается формулой (12) при  $R = 1$ . Подставляя величину  $H_\nu$  в формулу (17), находим

$$G = G_0 + \frac{3}{2} p \frac{i_\nu}{3 + 2\sqrt{3(1-i_\nu)}}. \quad (29)$$

Легко видеть, что выражение (29) получается из формулы (19) при  $y \rightarrow \infty$ . Это выражение имеет смысл и в случае, когда температура возрастает с глубиной, для тех участков спектра, в которых  $\alpha_\nu/\alpha \gg 1$ .

Из формулы (29) следует, что при  $p > 0$  с ростом  $i_\nu$  величина  $G$  также растет. Это означает, что с возрастанием роли электронного рассеяния цветная температура убывает. Как уже было сказано, такой результат был получен ранее в работе [2].

8. Роль электронного рассеяния. Выше мы видели, что в одном частном случае электронное рассеяние повышает цветовую температуру, а в другом понижает. В действительности влияние электронного рассеяния на непрерывный спектр является весьма сложным и зависит от ряда параметров. Задав эти параметры, мы можем определить спектрофотометрический градиент с помощью формулы (19) и табл. 3 и 4.

В табл. 5 содержатся значения спектрофотометрического градиента, найденные по формуле (19) для разных значений параметров  $i_\nu$ ,  $x$  и  $p$ . При этом принималось, что в данном месте спектра  $\alpha_\nu/\alpha = 1$ . Как видно из формулы (24), величина  $y$  не сильно зависит от  $\alpha_\nu/\alpha$ , особенно при значениях  $i_\nu$  близких к 1 (если только  $\alpha_\nu/\alpha$  не очень мало). Если величина  $G$  найдена, то цветная температура  $T_c$  определяется по формуле (18).

В первой строке табл. 5 приведены значения величины  $G$  при отсутствии электронного рассеяния (то есть при  $i_\nu = 0$ ). Как видно из таблицы, с возрастанием  $i_\nu$  величина  $G$  меняется различным образом при разных  $p$ . При  $p=0$ , как и следовало ожидать, спектрофотометрический градиент убывает (то есть цветная температура возрастает). При  $p=3$  величина  $G$  сначала возрастает, а затем убывает (то есть цветная темпера-

тура сначала уменьшается, а потом растет). С помощью табл. 5 величина  $G$  может быть легко определена и при других значениях  $p$ , так как она является линейной функцией от  $p$ .

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ГРАДИЕНТА  $G$

$\lambda_v$	$p=0$			$p=3$		
	$x=1$	$x=3$	$x=5$	$x=1$	$x=3$	$x=5$
0	1.50	2.78	4.27	1.05	1.91	2.83
0.5	1.48	2.66	4.07	1.51	2.33	3.26
0.7	1.46	2.61	3.93	1.73	2.55	3.45
0.8	1.44	2.55	3.80	1.86	2.67	3.50
0.9	1.42	2.45	3.60	2.02	2.75	3.54
0.95	1.39	2.34	3.40	2.14	2.82	3.52
0.99	1.32	2.09	2.94	2.25	2.75	3.33
0.997	1.29	1.96	2.69	2.30	2.71	3.14

Следует отметить, что при  $\lambda_v \rightarrow 1$  величина  $G$  стремится к значению

$$G = 1 + \frac{3}{8} p, \quad (30)$$

получаемому из (12) и (17) при  $y \rightarrow 0$ . Величина  $G$  принимает значения, близкие к (30), при  $xy^{1/4} \ll 1$ .

9. *Возможные применения теории.* Влияние электронного рассеяния на непрерывный спектр (и, в частности, на цветовую температуру) является существенным тогда, когда величина  $\sigma/\alpha_v$  оказывается порядка единицы и больше. Если считать, что истинное поглощение вызывается атомами водорода, а свободные электроны возникают при ионизации этих атомов, то мы имеем

$$\frac{\sigma}{\alpha_v} = \frac{b_v(T)}{n_e}, \quad (31)$$

где  $b_v(T)$  — некоторая функция от температуры, а  $n_e$  — концентрация свободных электронов. Величина  $b_v(T)$  для длины волны 5000 Å при  $T = 10\,000^\circ$  равна  $4 \cdot 10^{12}$ , при  $T = 25\,000^\circ$  равна  $3 \cdot 10^{13}$  и при  $T = 100\,000^\circ$  равна  $4 \cdot 10^{14}$ . Поэтому величина  $\sigma/\alpha_v$  тем больше, чем меньше концентрация свободных электронов и чем выше температура.

Из стационарных звезд наибольшей ролью электронного рассеяния в фотосферах отличаются звезды типа O. Принимая  $T = 50\,000^\circ$  и

$n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , для величины  $\sigma/\alpha$ , получаем значения порядка единицы. Однако эта величина довольно быстро убывает с ростом оптической глубины (см. [8]).

В протяженных фотосферах, образующихся при выбрасывании вещества из звезды, концентрация свободных электронов мала, вследствие чего величина  $\sigma/\alpha$ , велика. В частности, для фотосфер звезд типа WR, приняв для них  $T \approx 50\,000^\circ$  и  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , находим, что величина  $\sigma/\alpha$ , имеет значения порядка 20 (подробнее см. [9]).

Особенно велики значения величины  $\sigma/\alpha$ , в протяженных оболочках сверхновых звезд. Принимая для эпохи максимума блеска  $T \approx 10\,000^\circ$  и  $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (см., например, [10]), имеем  $\sigma/\alpha \approx 400$ .

Таким образом, при интерпретации непрерывных спектров всех перечисленных типов объектов необходимо принимать во внимание электронное рассеяние. Однако изложенная выше теория может претендовать лишь на качественное объяснение этих спектров, так как в ее основу положены два предположения: 1) фотосфера состоит из плоскопараллельных слоев и 2) величина  $\sigma/\alpha$ , постоянна в фотосфере. Частичный отказ от этих предположений уже был сделан раньше в работах [4, 5, 11], но в дальнейшем желательно рассмотреть проблему в общем виде.

Автор выражает благодарность Ю. Я. Бедненко за вычисления, сделанные для настоящей статьи.

Ленинградский государственный  
университет

## ON COLOUR TEMPERATURES OF OBJECTS WITH ELECTRON SCATTERING

V. V. SOBOLEV

The emergent radiation flux is determined assuming that the ratio of electron scattering coefficient to true absorption coefficient is constant in the photosphere. The problem is solved by exact and approximate methods. The spectrophotometric gradient is found as a function of characteristics of the photosphere. It is shown that electron scattering can both enhance and reduce the colour temperature.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Труды Астрон. обс. ЛГУ, вып. 4, 1938.
2. С. Г. Слюсарен, ДАН СССР, 45, 741, 1954.
3. А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев, *Astrophys. Space. Sci.*, 19, 47, 1972.
4. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 11, 499, 1975.
5. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 14, 383, 1978.
6. D. *Mihalas*, *Stellar Atmospheres*, San Francisco, 1970.
7. В. В. Соболев, ДАН СССР, 61, № 5, 1948.
8. D. *Mihalas*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 9, No. 92, 1965.
9. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, М., 1963.
10. R. P. *Kirshner*, *J. Kwan*, *Ap. J.*, 197, 415, 1975.
11. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 10, 185, 1974.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.038

### О СТРУКТУРЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Поступила 7 декабря 1979

Принята к печати 7 апреля 1980

На основании статистического анализа данных мер вращений для 176 внегалактических радиисточников и 43 пульсаров изучена структура магнитного поля Галактики. Оказывается, что крупномасштабное магнитное поле Галактики параллельно спиральной ветви и имеет противоположные направления в южном и северном полушариях. При этом Солнце находится приблизительно на 70 пс южнее поверхности перемены знака магнитного поля. Такая картина соответствует дипольной модели магнитного поля Галактики. Для южного полушария найдена зависимость напряженности магнитного поля от расстояния до плоскости Галактики.

В результате анализа данных о конфигурации магнитных полей в галактике М 82 Грейбером [1] была впервые высказана гипотеза о возможном существовании дипольного магнитного поля галактического масштаба. Возникновение такого поля трудно понять на основе классической конденсационной теории образования галактик. С другой стороны, вопрос о происхождении галактических магнитных полей в рамках космогонической концепции Амбарцумяна был рассмотрен в работе [2]. Согласно этой работе наблюдаемое в настоящее время галактическое магнитное поле является остатком дипольного магнитного поля протогалактики-суперадрона, и естественно предположить существование дипольных магнитных полей во всех галактиках, что наиболее ясно проявляется при изучении магнитных полей активных «хвостатых» радиогалактик, движущихся в скоплениях галактик (см., например, [3]). При таких магнитных полях деформация силовых линий из-за дифференциального вращения галактик и уплотнения материи в спиральных рукавах приводит к тому, что магнитные поля почти параллельны спиральным рукавам и имеют противоположные направления выше и ниже плоскости галактик.

Настоящая работа посвящена изучению конфигурации магнитного поля нашей Галактики. Существуют несколько методов изучения магнитного поля Галактики. Один из них основан на эффекте фарадеевского вращения. При прохождении через магнитоионную среду плоскость поляризации линейно поляризованной волны поворачивается. Поворот в данном интервале длин волн определяется мерой вращения  $RM$ , которая дается выражением

$$RM = \frac{d\psi}{d(l^2)} = 8.1 \cdot 10^5 \int N_e B_L dl, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\psi$  — угол поворота плоскости поляризации,  $N_e$  — электронная концентрация в среде,  $L$  — длина пути, пройденная излучением, в парсеках,  $B_L$  — продольная составляющая магнитного поля в гауссах. Знак меры вращения зависит от направления магнитного поля. Знак плюс указывает, что поле направлено к наблюдателю.

Ряд авторов, используя эффект фарадеевского вращения, оценили напряженность и форму магнитного поля Галактики. В первых работах [4—6], где использовалось распределение мер вращений внегалактических радиосточников по галактическим координатам, было показано, что магнитное поле имеет противоположные направления в северном и южном полушариях Галактики. Были предложены несколько моделей и оценена напряженность магнитного поля, величина которой оказалась порядка  $2-3 \cdot 10^{-6}$  гс, а направление — почти параллельно спиральной ветви Галактики ( $l=90^\circ$ ) и ( $l=270^\circ$ ).

Однако в последнее время дополнительные данные о мерах вращений внегалактических радиосточников [7, 8] и пульсаров [9, 10] как будто свидетельствуют о том, что нет перемены знака магнитного поля при пересечении плоскости Галактики. Некоторые же несогласия данных в северном полушарии с моделью крупномасштабного магнитного поля, направленного к  $l=90^\circ$ , связываются с Северным Полярным Выступом.

В настоящей работе на основе данных о мерах фарадеевского вращения внегалактических радиосточников и пульсаров изучается зависимость эффективного направления  $l_0, b_0$  магнитного поля Галактики в окрестностях Солнца в зависимости от галактической широты тех объектов, по которым оно определяется.

Здесь мы не пользуемся какой-либо предвзятой моделью крупномасштабного магнитного поля Галактики. Однако при обработке наблюдательных данных считаем, что в первую очередь следует учитывать зависимость поля от координаты  $z$ , а также, что при истолковании наблюдений высокоширотных объектов можно пренебречь изменениями поля  $B$  в

зависимости от координат  $x$  и  $y$ . Поскольку проекция напряженности магнитного поля на луч зрения дается формулой

$$B_L = B(z) \cos(l - l_0) \cos b, \quad (2)$$

где  $l$  и  $b$  — галактические координаты источника, и учитывая, что  $dL = \frac{dz}{\sin b}$ , из формулы (1) можно получить, что

$$RM = K \frac{\cos(l - l_0)}{\operatorname{tg} b}, \quad (3)$$

где обозначено

$$K = 8.1 \cdot 10^5 \int_0^{\infty} N_e(z) B(z) dz. \quad (4)$$

Если считать заданным распределение электронной плотности  $N_e(z)$ , то магнитное поле Галактики можно описать величинами  $K$  и  $l_0$ . В частности, если функции  $B(z)$  и  $N_e(z)$  представить в виде

$$B(z) = B_0 e^{-cz}, \quad N_e(z) = N_0 e^{-dz}, \quad (5)$$

то для величины  $K$  получим выражение

$$K = 8.1 \cdot 10^5 \frac{B_0 N_0}{c + d}. \quad (6)$$

Для нахождения значений величин  $K$  и  $l_0$  используется формула (3). Таковую формулу можно написать для каждого источника. При этом получается система  $n$  уравнений с двумя неизвестными ( $n$  — число источников), которую можно решить методом наименьших квадратов.

В работе используются данные о мерах вращения 301 внегалактического радиосточника. Из них 251 взяты из работы [7], а остальные 50 из [11]. С целью улучшения статистики некоторые из этих данных были исключены из рассмотрения. Известно (см. [7]), что мера вращения в Галактике, вообще говоря, не должна превышать  $100 \text{ рад/м}^2$ , если, конечно, источник не находится на очень низкой галактической широте. Поскольку наблюдаемые меры вращений складываются из вращений, обусловленных прохождением излучения в самом источнике, в межгалактическом пространстве и, наконец, в Галактике, то очень большие меры вращений ( $|RM| > 100 \text{ рад/м}^2$ ) могут быть внегалактического происхождения. Поэтому мы исключаем из статистики данные тех источников, у которых  $|RM| > 100 \text{ рад/м}^2$  при  $75^\circ > |b| > 15^\circ$ .

Кроме того, очень малые меры вращений определяются с большими относительными ошибками, и мы исключаем из статистики также данные для тех источников, у которых  $|RM| \leq 8$  рад/м<sup>2</sup>. Такие меры вращений должны встречаться на очень больших галактических широтах ( $|b| > 75^\circ$ ). После указанных исключений остаются данные для 176 радиоисточников. Эти данные были разделены на несколько групп по галактической широте. Затем вышеуказанным методом была проанализирована каждая из этих групп, а также комбинации, составленные из них. В табл. 1 приведены значения величин  $K$  и  $l_0$  для некоторых групп. Оказывается, что во всех подобластях южнее  $15^\circ$  северного полушария значения  $K$  и  $l_0$  в интервале вероятных ошибок совпадают, а в подобластях  $b \geq 15^\circ$  направление поля  $l_0$  изменяется почти на  $180^\circ$ .

Таким образом, о структуре крупномасштабного магнитного поля Галактики в окрестности Солнца можно сказать следующее. Прежде всего оно параллельно плоскости Галактики. В южном полушарии Галактики  $K = -24.4 \pm 3.4$  рад/м<sup>2</sup>,  $l_0 = 98.8 \pm 21^\circ$ , а в северном полушарии  $K = -10.2 \pm 5.5$  рад/м<sup>2</sup> и  $l_0 = 272.2 \pm 47^\circ$ . То обстоятельство, что значения  $K$  и  $l_0$  одинаковы в подобластях от  $75^\circ$  южной широты до  $15^\circ$  северной широты, по-видимому, можно объяснить тем, что Солнце находится южнее поверхности перемены знака магнитного поля, а слой, содержащий магнитное поле, ограничен в некоторых направлениях так, что луч зрения в направлениях  $b < 15^\circ$  в основном проходит через слой, магнитное поле которого имеет то же направление, что и в южном полушарии.

Таблица 1

	$n$	$K$ рад/м <sup>2</sup>	$l_0$
$-75^\circ < b < -45^\circ$	21	$-26.3 \pm 9.1$	$80.2 \pm 33$
$-75^\circ < b < -30^\circ$	55	$-26.0 \pm 4.2$	$96.0 \pm 25$
$-75^\circ < b < -15^\circ$	73	$-24.4 \pm 3.4$	$98.8 \pm 21$
$-75^\circ < b < 0^\circ$	97	$-21.1 \pm 2.6$	$88.4 \pm 26$
$-75^\circ < b < 15^\circ$	116	$-19.1 \pm 2.3$	$87.6 \pm 25$
$-75^\circ < b < 45^\circ$	153	$-12.1 \pm 2.7$	$85.4 \pm 31$
$-75^\circ < b < 75^\circ$	176	$-12.6 \pm 2.8$	$83.9 \pm 30$
$-45^\circ < b < -15^\circ$	52	$-25.7 \pm 3.6$	$106.2 \pm 17$
$-45^\circ < b < 0^\circ$	76	$-19.3 \pm 2.7$	$86.8 \pm 25$
$-45^\circ < b < 15^\circ$	96	$-17.4 \pm 2.3$	$85.4 \pm 24$
$15^\circ < b < 45^\circ$	37	$-15.5 \pm 10$	$241.7 \pm 30$
$15^\circ < b < 60^\circ$	52	$-11.2 \pm 5.5$	$272.2 \pm 47$

Приступим теперь к обработке данных для пульсаров, взятых из [12]. Меры вращений известны всего для 43 пульсаров. В [12] приведены так-

же меры дисперсий  $\left( DM = \int N_e dL \right)$  и расстояния от плоскости Галактики  $z$ , для вычисления которых было предположено, что электронная концентрация дается формулой (5) с параметрами  $N_0 = 0.03 \text{ см}^{-3}$  и  $d = 0.001 \text{ пс}^{-1}$ . Поскольку пульсары являются галактическими объектами, то их меры вращения в основном обусловлены галактическими магнитными полями, и следовательно при изучении магнитного поля Галактики статистика данных мер вращения пульсаров должна давать лучшие результаты.

Если в формуле (1) вывести среднее значение напряженности магнитного поля из-под знака интеграла, то получим

$$\bar{B}_L = 1.23 \cdot 10^{-6} \left( \frac{RM}{DM} \right) \text{ Гс.} \quad (7)$$

$\bar{B}_L$  дается также формулой (2), где вместо  $B(z)$  надо взять усредненное по  $z$  значение  $B$ :

$$\bar{B}_L = B \cos(l - l_0) \cos b. \quad (8)$$

Построим диаграмму, по оси абсцисс которой отложены значения галактической долготы  $l$ , а по оси ординат — расстояния от плоскости Галактики  $z$  для соответствующего пульсара (рис. 1). Пульсары отмечаются стрелками, длины которых пропорциональны значению  $B_l = B \cos(l - l_0)$ ,

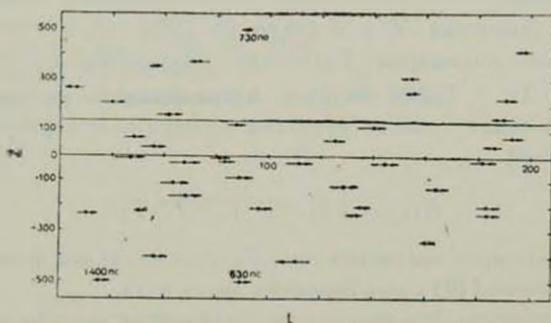


Рис. 1.

вычисленному по формулам (7) и (8). Для положительных значений  $B_l$  стрелки направлены налево. Так как наилучшее совпадение значений  $B_l$  с функцией  $B \cos(l - l_0)$  получается, когда  $l_0 \approx 110^\circ$ , диаграмма построена для области  $20^\circ \leq l \leq 200^\circ$ . Из рисунка видно, что на расстоянии примерно 70 пс от плоскости Галактики существует поверхность перемены знака

магнитного поля. Действительно, на расстояниях  $z > 140$  пс в северном полушарии усредненные по  $z$  значения  $B_i$  в основном (8 из 11) имеют положительный знак, тогда как значения  $B_i$  для объектов, находящихся на расстояниях  $z < +140$  пс, в основном (28 из 32) отрицательны.

Эти результаты хорошо согласуются с результатами, полученными выше при использовании данных о мерах вращения внегалактических радиосточников. При этом нужно допустить, что Солнце находится на расстоянии  $z_0 = 70$  пс южнее поверхности перемены знака магнитного поля. Из статистического анализа данных пульсаров для южного полушария Галактики получается  $B = 2.4 \cdot 10^{-6}$  Гс и  $l_0 = 100^\circ$ , а результаты северного полушария качественно совпадают с результатами, вытекающими из анализа рис. 1.

Отметим, что одновременное использование данных для пульсаров и внегалактических источников дает возможность найти параметры распределения магнитного поля  $B_0$  и  $c$  (см. формулу (5)). Подставляя (5) в формулу (1) и интегрируя по  $z$  от нуля до  $z$ , получим

$$RM = K \frac{\cos(l - l_0)}{\operatorname{tg} b} [1 - e^{-z(c+d)}], \quad (9)$$

где  $K$  дается формулой (6). Если воспользоваться значениями  $K$  и  $l_0$ , полученными из обработки данных внегалактических источников, то из последней формулы можно найти значения  $(c + d)_i$  для отдельных пульсаров. За истинное же значение параметра  $(c + d)$  можно принять среднее значение от всех  $(c + d)_i$ , после чего из (6) находится величина  $N_0 B_0$ , и далее  $c$  и  $B_0$  (значения  $N_0$  и  $d$  взяты из [12]).

Для южного полушария Галактики получается  $c = 0.0016$  пс $^{-1}$  и  $B_0 = 2.71 \cdot 10^{-6}$  Гс. Таким образом, напряженность магнитного поля в окрестностях Солнца, судя по объектам южного полушария, можно представить формулой

$$B(z) = 2.71 \cdot 10^{-6} e^{-0.0016z} \text{ Гс.} \quad (10)$$

В северном полушарии магнитное поле Галактики нельзя представить формулой, аналогичной (10) из-за перемены знака поля.

Следует отметить, что результаты, полученные нами на основе анализа данных о мерах вращения, хорошо согласуются с той картиной, которая наблюдалась бы, если бы магнитное поле нашей Галактики в начальной стадии его развития было бы дипольным.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну и М. А. Мнацаканяну за обсуждение результатов и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE STRUCTURE OF THE GALACTIC MAGNETIC FIELD

R. R. ANDREASSIAN

Rotation measures of 176 extragalactic radio sources and 43 pulsars are used for the study of the structure of galactic magnetic field. It is shown that the large scale magnetic field of the Galaxy is directed approximately parallel to the local spiral arm and have opposite directions in the Northern and Southern hemispheres. The Sun lies approximately 70 pc to the south from the surface of the change of the magnetic field sign. Such a picture corresponds to the dipole model of the galactic magnetic field. Dependence of the magnetic field tension on the distance from the galactic plane is obtained for the Southern hemisphere.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Greyber Howard, A. J.*, 68, 8, 536, 1963.
2. *Р. М. Мурадян*. *Астрофизика*, 14, 439, 1978.
3. *W. J. Jaffe, G. C. Perola*, *Astron. Astrophys.*, 26, 423, 1973.
4. *G. L. Berge, G. A. Setelstad*, *Ap. J.*, 148, 367, 1967.
5. *R. D. Davies*, *Radio Astron. Galact. Syst.*, London—New York, Acad. Press. 1967, p. 391.
6. *R. D. Davies*, *Nature*, 218, No. 5140, 435, 1968.
7. *P. I. Vallec, P. P. Kronberg*, *Astron. Astrophys.*, 43, 233, 1975.
8. *А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. В. Коваленко*, *Астрон. ж.*, 55, 692, 1978.
9. *R. N. Manchester*, *Ap. J.*, 172, 43, 1972.
10. *R. N. Manchester*, *Ap. J.*, 188, 637, 1974.
11. *P. Hayes*, *M. N.*, 173, 553, 1975.
12. *I. H. Taylor, R. N. Manchester*, *A. J.*, 80, 749, 1975.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 524.338.2

## К ВОПРОСУ ОБ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЕ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД КЛАССА Ве В БАЛЬМЕРОВСКОМ КОНТИНУУМЕ

Я. Н. ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 3 октября 1979

Принята к печати 14 июля 1980

Обсуждены спектральные и фотометрические особенности известных автору Ве-звезд с аномально большими бальмеровскими скачками. Оказалось, что большинство таких объектов классифицированы как „shell“ звезды. Результаты анализа наблюдательных фактов говорят о том, что в исследуемых „shell“ звездах газовые оболочки значительно непрозрачны в бальмеровском континууме.

1. *Введение.* Наличие газовой оболочки приводит к значительным изменениям в непрерывном спектре Ве-звезд. Результаты спектрофотометрических исследований [1—4], а также многоцветной фотометрии [5—8] характеризуют в целом изменения следующим образом:

а) Ве-звезды, по сравнению с В-звездами тех же подклассов, имеют малые значения бальмеровского скачка.

б) Судя по В—V показателям цвета Ве-звезды кажутся более красными, а по U—B — более голубыми.

Поэтому на двухцветной диаграмме Ве-звезды располагаются правее главной последовательности и над линией нарастающего покраснения (рис. 1) [6].

Мендоза был первым, обратившим внимание на то, что некоторые Ве-звезды, в отличие от большинства, локализируются ниже линии покраснения, однако объяснения этому он не дал [6].

Норд и Олофсон, исследовав характер изменения показателей цвета, установили, что в некоторых Ве-звездах при увеличении блеска растет не только показатель В—V, но и U—B [8]. (В таком случае легко показать, что звезды будут находиться ближе к линии покраснения или даже ниже нее).

Для объяснения описанного ими явления Норд и Олофсон предположили, что в указанных Ве-звездах дефицит ультрафиолетового излучения происходит из-за большой оптической толщины оболочек в бальмеровском континууме [8, 9].

Подробно вопрос о прозрачности оболочек Ве-звезд был рассмотрен А. А. Боярчуком, который пришел к выводу, что оболочки практически прозрачны для излучения за пределом бальмеровской серии [10].

С другой стороны, В. Г. Горбачкий, анализируя феномен узколинейчатого „shell“ спектра на примерах  $\gamma$  Cas и Плейоны, приходит к выводу, что оптическая толщина оболочек этих звезд в период „shell“ фазы должна быть порядка 0.10—0.50 [11].

Исходя из вышесказанного следует, что в вопросе о прозрачности оболочек Ве-звезд в бальмеровском континууме имеются неясности.

В настоящей работе мы рассматриваем известные в литературе наблюдательные данные, которые, по нашему мнению, имеют непосредственное отношение к проблеме степени непрозрачности оболочек Ве-звезд в бальмеровском континууме.

2. Ве-звезды с аномальными значениями бальмеровского скачка. В табл. 1 дается список Ве-звезд с аномальными значениями бальмеровского скачка, в том смысле, что по величине они больше, чем скачки нормальных В-звезд тех же подклассов, в то время как в большинстве Ве-звезд ситуация обратная. Ясно, что такое видоизменение ультрафиолетового излучения не может не привести к тому, что Ве-звезды с аномальными скачками на двухцветной диаграмме будут располагаться иначе, чем Ве-звезды. Поэтому в табл. 1 приведены оценки независимого от межзвездного покраснения параметра  $Q(UBV)$ . Фотометрические данные взяты из работ [6, 12—14];  $Q^*$  — аналогичный параметр обычных В-звезд [15];  $D$  — наблюдаемые значения бальмеровского скачка;  $D^*$  — верхний предел скачка В-звезд тех же подклассов [16].

Рассмотрим вкратце некоторые характеристики звезд, перечисленных в табл. 1.

1. HD 217050 (EW Lac) — типичный представитель „shell“ звезд. На рис. 2, заимствованном из работы [17], приведена спектрограммa EW Lac. Примечателен дополнительный бальмеровский скачок  $D_1$ , который по сравнению со «звездным»  $D_0$  скачком смещен к пределу бальмеровской серии.

По мнению Шалонжа и др., дополнительный скачок явно «shell» происхождения, т. е. его наличие вызвано поглощением бальмеровского континуума в протяженной газовой оболочке [17].

По величине  $D_1$  скачка оценим оптическую толщину оболочки в бальмеровском континууме  $\tau$  для  $\lambda = 3646$  А. Будем считать, что соотношение

$$\tau \approx 2.303 D_1 \quad (1)$$

справедливо. Судя по рис. 2,  $D_1 \approx 0.10 - 0.12$ , тогда  $\tau = 0.25$ . С другой стороны, Озерме по методу Унзольда определила, что  $\lg N_2 = 16.3$  [18], где  $N_2$  — число водородных атомов на втором энергетическом уровне на  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды, чему соответствует  $\tau$  порядка 0.10. Так как метод Унзольда дает заниженное значение числа водородных атомов, то обе оценки хорошо согласуются между собой. Последнее обстоятельство подтверждает мнение о том, что в оболочке EW Lac имеет место непрерывное поглощение излучения с длиной волны меньше 3646 Å.

Таблица 1

№	Звезда	Спектральный класс	$D$	$D^*$	$-Q$	$-Q^*$
1	HD 217050	B3e III-IV	0.30 [17]	0.21	0.47	0.56-0.61
2	HD 37702	B2e IV	0.18 [2]	0.14	0.48-0.67	0.69
3	HD 5394	B0e IV	0.11 [11]	0.08	—	—
4	HD 206697	sdBe+dG	0.30 [17]	—	—	—
5	HD 25940	B3e IV-V	0.22 [2]	0.21	0.51-0.58	0.56-0.59
6	HD 51585	B0pe	0.11 [24]	—	—	—
7	HD 23862	B8e (B7)	0.467 [27]	0.38	0.22	0.26
8	NGC 581-G	B0e	0.40 [5]	0.08	0.64	0.86
9	NGC 7654-4	B6e	0.288 [5]	—	0.46	0.39
10	HD 202904	B2e	0.53 [2] 0.10 [16]	0.14	0.75	0.69
11	HD 190073	A0pe	0.84 [32]	0.51	—	—
12	HD 142983	B3e IV-V	—	0.21	0.07-0.46	0.56-0.59
13	HD 35439	B1e V	0.27 [2]	0.10	0.75	0.75
14	HD 4180	B2e IV	0.27 [2]	0.14	0.46-0.49	0.67

2. HD 37702 ( $\zeta$  Tau) — хорошо известная „shell“ звезда. В период 1969—73 гг. Норд и Олофсон обнаружили увеличение величины бальмеровского скачка на 0.20 [9]. С другой стороны, в период 1972—73 гг. ультрафиолетовые наблюдения с борта спутника позволили установить понижение уровня непрерывного спектра за пределом бальмеровской серии [19]. Каппс и др. по поляризационным наблюдениям констатируют уменьшение степени поляризации в ультрафиолете [20]. На основе вышеперечисленных данных авторы [9, 19, 20] заключают, что в оболочке  $\zeta$  Тау имеет место поглощение излучения в бальмеровском континууме.

К сказанному об этой звезде добавим, что Барбье и Шаленж в 1939 г. зафиксировали наличие двухступенчатого бальмеровского скачка, то есть «звездного» скачка плюс смещенного к пределу серии дополнительного

„shell“ скачка [21]. Картина аналогична той, которая наблюдается в EW Lac.

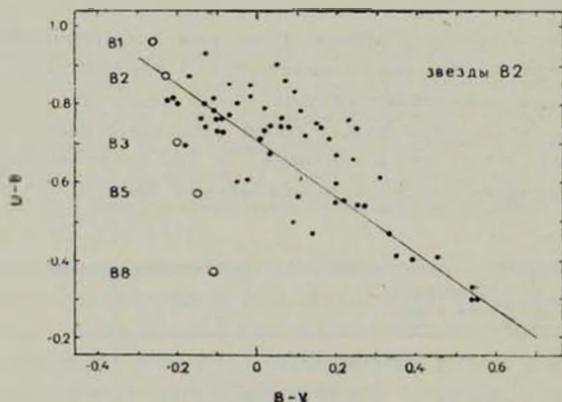


Рис. 1. Двухцветная диаграмма для звезд класса B2e. Кружки — звезды главной последовательности, точки — звезды класса B2e, сплошная линия — вектор покраснения [6].

3. HD 5394 ( $\gamma$  Cas). Наблюдательные данные, относящиеся к периоду активного состояния  $\gamma$  Cas в 1936—40 гг., говорят о следующем. Падение яркости, наступившее после максимума в 1936 г., сопровождалось уменьшением эмиссии, увеличением спектрофотометрической температуры и бальмеровского скачка (в максимуме блеска величина скачка была отрицательной) и, что важно, усилением интенсивности „shell“ спектра водорода. В момент минимума блеска в 1940 г. температура звезды была максимальной —  $T = 30\,000$  K, „shell“ спектр достиг наибольшей интенсивности и величина бальмеровского скачка стала 0.11. Такая величина скачка, по словам В. Г. Горбацкого, «...была гораздо больше предсказываемой теорией для звезды данного типа» [11].

Из проведенного В. Г. Горбацким анализа вышеперечисленных и последующих событий следует, что в период 1939—40 гг. в оболочке  $\gamma$  Cas населенность второго уровня водорода из-за диффузии L<sub>1</sub>-квантов должна была сильно возрасти. Это, естественно, вызвало как усиление линии „shell“ так и возникновение непрерывного поглощения в бальмеровском континууме [11].

4. HD 206697 (SS Cyg). Спектральные наблюдения SS Cyg во время вспышки в 1966 г. показали, что при возрастании блеска звезда полностью потеряла эмиссионные черты. На середине восходящей ветви SS Cyg характеризовалась чисто абсорбционным спектром, высокой спектрофотометрической температурой и аномально большим бальмеровским скачком [17].

Примечательно, что скачок двухступенчатый (рис. 2). Шалонж и др. считают, что картина аналогична той, которая наблюдалась в „shell“ звезде EW Lac, то есть при вспышке обширная газовая оболочка SS Cyg вызвала дополнительное поглощение излучения звезды в бальмеровском континууме [17].

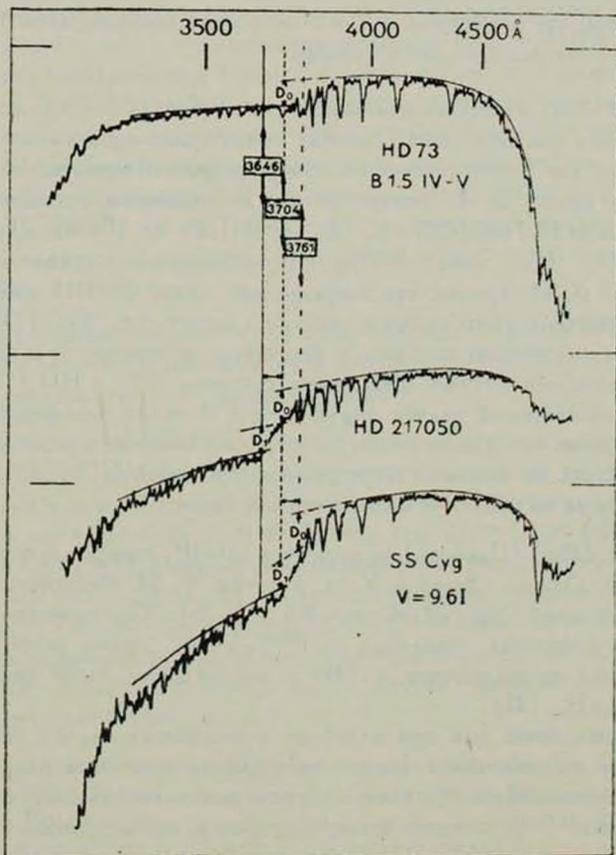


Рис. 2. Спектрорегиограммы EW Lac и SS Cyg [17]. (HD 73 нормальная звезда класса B1.5 IV,  $D = 0.10$ ).

5. HD 25940 (MX Per). Согласно [2, 16] бальмеровский скачок равен  $+0.22$ . Звезда классифицируется как B3 IV—V. По сравнению с нормальной звездой класса B3 IV—V различие в скачках небольшое, что можно объяснить малой мощностью непрерывного излучения газовой оболочки. Однако MX Per характеризуется интенсивными эмиссионными линиями.

ми водорода, которые прослеживаются до  $H_{12}$  [22], а спектрофотометрические градиенты, исправленные за межзвездное поглощение, показывают заметные изменения за счет влияния непрерывного излучения оболочки [2]. Исходя из сказанного следует, что неизменное значение скачка должно объясняться поглощением оболочкой непрерывного излучения звезды за пределом бальмеровской серии.

Отметим, что эмиссионные линии водорода двойные, хотя  $\text{MX Per}$  не классифицировалась как „shell“ звезда.

6. HD 51585. Известна как звезда типа  $\text{P Cyg}$  [22]. Звезду классифицируют также как  $\text{Ver}$  „shell“, между тем, по составу богатого эмиссионного спектра она более похожа на планетарную туманность, чем на обычную звезду класса  $\text{Ve}$ . В спектре звезды наблюдаются интенсивные эмиссионные линии  $\text{H}$ ,  $\text{HeI}$ ,  $[\text{OI}]$ ,  $[\text{O II}]$ ,  $[\text{O III}]$ ,  $\text{Fe II}$ ,  $[\text{Fe II}]$ ,  $[\text{Fe III}]$  и др. Линии  $\text{H}$  и  $\text{HeI}$  типа  $\text{P Cyg}$ . В поглощении триплетная линия  $\text{HeI}$  3888.65 Å. Интересно, что запрещенные линии  $[\text{O III}]$  двойные [23].

Из характера эмиссионного спектра следует, что HD 51585 должна была также интенсивно излучать в непрерывном спектре и, в частности, в бальмеровском континууме. Между тем, согласно [24], у HD 51585 наблюдается положительный скачок порядка  $+0.11$  около бальмеровского предела. Это более чем удивительно, и вряд ли возможно предположить, что наличие скачка не вызвано поглощением оболочкой HD 51585 непрерывного излучения за пределом бальмеровской серии.

7. HD 23862 (Плейона) — типичная „shell“ звезда со спектральным классом  $\text{B8}$ . Однако Осава и Хата, а также Т. М. Рачковская считают, что спектральный класс Плейоны —  $\text{B7}$  [25, 26]. Как известно, в период активного состояния оболочки, в 1939—51 гг., линии „shell“ достигли максимальной интенсивности, в 1944 г. водородные „shell“ линии прослеживались до  $H_{12}$  [22].

К сожалению, как нам известно, в указанный период спектрофотометрические наблюдения с целью определения величины бальмеровского скачка не проводились. Однако имеются фотозлектрические оценки блеска в системе  $\text{UVG}$ , которые были получены в период 1940—44 гг. Стеббинсом и Уитфордом [27]. На основе этих данных Барбье оценивает, что величина бальмеровского скачка была равна  $+0.46$  [28]. Если считать, что у звезды класса  $\text{B8}$  величина скачка не больше 0.38, то увеличение скачка у Плейоны в период 1940—44 гг. явно было связано с большой оптической толщиной оболочки в бальмеровском континууме. Считая, что „shell“ скачок  $D_1 > D - D^*$ , находим, что в 1940—44 гг. оптическая толщина Плейоны по формуле (1) порядка 0.20. Согласно В. Г. Горбачкову, в этот период  $\tau$  должна была быть порядка 0.10 [11]. По данным Шилад

в 1977 г. скачок был равен 0.396 [5], что также больше, чем можно было ожидать у звезды класса В8 и тем более В8е. Эквивалентная ширина эмиссионной линии  $H_\alpha$  в 1977 г. была равна 16.2 А [5].

8. NGC 581-G, согласно Шилду, имеет аномально большой бальмеровский скачок порядка +0.40 [5]. Сравнивая исправленное за межзвездное поглощение распределение энергии с теоретическими моделями, Шилд обнаружил, что теоретическая модель с  $T_{\text{эф.}} = 20\,000$  К хорошо описывает ход наблюдаемых кривых в пашеновском и в бальмеровском континуумах. Но значительное различие обнаруживается в бальмеровских скачках. Чтобы его устранить, Шилду пришлось допустить, что NGC 581-G значительно меньше подвержена поглощению, чем остальные звезды скопления и эффективная температура равна 13 000 К [5].

Однако можно привести некоторые аргументы в пользу того, что NGC 581-G является В-звездой раннего подкласса с аномально большим бальмеровским скачком:

а) Эквивалентная ширина эмиссионной линии  $H_\alpha$  равна 38.3 А, и такая величина эмиссии в большей мере характерна для В-звезды раннего подкласса, чем для звезды с  $T_{\text{эф.}} = 13\,000$  К.

б) Допустим, что NGC 581-G — карликовая звезда класса В6—В7 с газовой оболочкой, которая, судя по скачку, практически не излучает в бальмеровском и тем более в пашеновском континуумах, тогда  $Q$ -параметр должен быть порядка  $-0.35 \div -0.40$ . Между тем,  $Q = -0.64$  ( $B-V = 0.16$ ,  $U-B = -0.53$  [14]). Поэтому невозможно подыскать одиночную звезду известного нам типа, чтобы она имела одновременно следующие характеристики:  $B-V = 0.16$ ,  $U-B = -0.53$ ,  $D = 0.40$ ,  $W(H_\alpha) = 38$  А и незначительное межзвездное поглощение, если не допускать, что NGC 581-G — звезда раннего подкласса В с оптически толстой газовой оболочкой в бальмеровском континууме.

9. NGC 7654-4, согласно [5], имеет аномальный скачок. Однако мы считаем, что NGC 7654-4 — обычная Ве-звезда класса В6е, так как у нормальной звезды класса В6 бальмеровский скачок не меньше 0.30 [16]. То, что NGC 7654-4 нормальная В6е-звезда, доказывается ее положением на двухцветной диаграмме: судя по  $Q$ -параметру ( $Q = -0.46$ , а  $Q_{B6} = -0.33$ ), звезда находится над линией нарастающего покраснения. Ниже будет рассмотрен график зависимости  $\Delta Q$  от  $\Delta D$ . Судя по значениям  $\Delta Q = -0.07$ ,  $\Delta D = -0.04$ , NGC 7654-4 располагается в той части графика, в которой локализируются нормальные Ве-звезды.

10. HD 202904 известна как „pole-on“ звезда. Однако Когуре, принявшая во внимание наличие двойных эмиссионных линий в бальмеровской

и пашеновской сериях и то обстоятельство, что линия  $H_{\gamma}$  гораздо шире остальных линий бальмеровской серии, считает, что по перечисленным признакам HD 202904 более похожа на „shell“ звезду [29].

11. HD 190073 — эмиссионная звезда класса A0ep с пекулярным „shell“ спектром водорода и особенно Ca II [22, 30]. Известно также, что звезда обладает мощной пылевой оболочкой [31]. Примечательной особенностью звезды является аномально большой бальмеровский скачок, равный, согласно Струве,  $+0.84!$  [32]. С другой стороны, по данным многоцветной фотометрии [31] находим, что бальмеровский скачок порядка  $+0.50$ ,  $B-V = -0.12$  и  $U-B = +0.10$ .

Обращает на себя внимание не совсем обычное сочетание вышеуказанных параметров. Судя по величинам скачка и  $U-B$  показателя, HD 190073 может быть звездой класса A0 IV—V с избытком  $E(U-B) \sim 0.10 - 0.15$ , но при этом получаем, что  $(B-V)_0 = -0.24 \div -0.30$ . Такой показатель цвета характеризует звезду класса B1—B3 IV—V, а не звезду A0. С другой стороны, допустим, что звезда незначительно подвержена межзвездному поглощению. В таком случае, чтобы объяснить реальность сочетания величины скачка с показателями цвета, приходится предположить, что HD 190073 является звездой класса B8—B9 с дефицитом ультрафиолетового излучения, который возникает из-за поглощения в бальмеровском континууме, так как звезда обладает мощной газовой-пылевой оболочкой. О малой величине межзвездного поглощения можно судить по слабым линиям межзвездного натрия [30].

12. HD 142983 (48 Lib) — хорошо известная „shell“ звезда. Она классифицируется как звезда класса B3 (B5 III). Показатели цвета подвержены сильным изменениям: параметр  $Q$  изменяется от  $-0.46$  до  $-0.07$ . Примечательно, что в 48 Lib наблюдается двухступенчатый бальмеровский скачок. Согласно данным Диван дополнительный „shell“ скачок несколько меньше «звездного»:  $D_1 \approx 3/4 D_0$  [33].

Отметим также, что добавочную информацию о дефиците ультрафиолетового излучения в исследуемых звездах можно извлечь из UVV данных.

Рассмотрим рис. 3, на котором дана зависимость  $\Delta Q = Q - Q^*$  от  $\Delta D = D - D^*$ , для оценок которых были использованы данные работ [2, 5, 12—14, 16]. Как видно из рис. 3, нормальные Be-звезды характеризуются отрицательными значениями  $\Delta Q$  и  $\Delta D$ . Сказанное иллюстрирует известное свойство Be-звезд: при наличии газовой оболочки бальмеровские скачки уменьшаются, и по  $Q$ -параметру Be-звезды кажутся более ранними, чем они есть на самом деле.

В отличие от нормальных Be-звезд исследуемые звезды с аномальными бальмеровскими скачками имеют положительные значения  $\Delta Q$ . Хотя

даты определения величин бальмеровских скачков и фотометрических данных не совпадают, между тем ощутимая корреляция между  $\Delta Q$  и  $\Delta D$  наблюдается, это подтверждает реальность дефицита излучения в бальмеровском континууме не только в моменты, когда наблюдались anomalously большие скачки, но и в периоды получения оценок блеска.

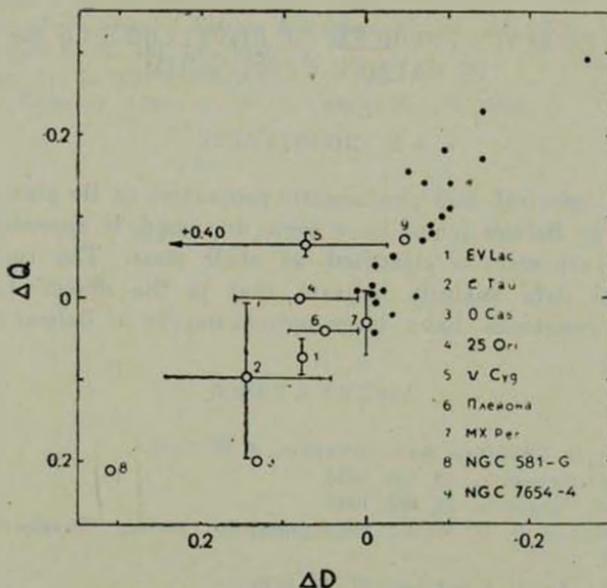


Рис. 3. Зависимость  $\Delta Q = Q - Q^*$  от  $\Delta D = D - D^*$ . Точки — звезды класса Ве, кружки — звезды с аномальными бальмеровскими скачками.

3. *Выводы.* Обнаружение дополнительных „shell“ скачков у звезд EW Lac,  $\zeta$  Tau, SS Cyg и 48 Lib доказывает, что в оболочках этих звезд бесспорно имело (или имеет) место ощутимое поглощение водородом излучения в бальмеровском континууме.

К аналогичному заключению приводят примеры  $\gamma$  Cas и Плеяды, у которых аномальные скачки наблюдались в период усиления линии „shell“ водорода.

Между тем, очень важно, что как EW Lac,  $\zeta$  Tau,  $\gamma$  Cas, 48 Lib и Плеяды, так и почти все остальные объекты с аномальными бальмеровскими скачками классифицируются как „shell“ звезды или имеют признаки таковых.

И, наконец, аномально большие бальмеровские скачки характерны для Ве-звезд с интенсивными линиями поглощения «shell» являются веским аргументом в пользу предположения, что увеличение бальмеровских скачков в рассматриваемых звездах имеет одну и ту же природу, а именно свя-

зано с большой оптической толщиной газовых оболочек в бальмеровском континууме.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE OPACITY PROBLEM OF ENVELOPES OF Be- STARS IN BALMER CONTINUUM

I. N. CHIKHVAZDE

Known spectral and photometric properties of Be stars with anomalously large Balmer jumps have been discussed. It appeared that the majority of such stars is classified as shell stars. The results of the observational data analysis indicate that in the objects investigated the gaseous envelopes have large optical depths in Balmer continuum.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Barbier, D. Chalonge*, *Ann. Astrophys.*, 4, 30, 1941.
2. *О. Цой Дяй*, *Астрон. ж.*, 33, 506, 1956.
3. *О. Цой Дяй*, *Астрон. ж.*, 33, 467, 1956.
4. *Б. Г. Горбачкий, И. Н. Минин*, *Нестационарные звезды*, Фазматгиз, М., 1963, стр. 232.
5. *R. E. Schild*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 37, 77, 1978.
6. *E. E. Mendoza*, *Ap. J.*, 128, 207, 1958.
7. *А. А. Боярчук, И. И. Проник*, *Изв. Крымской обс.*, 33, 195, 1956.
8. *H. L. Nord, S. G. Olofsson*, *Astron. Astrophys.*, 56, 117, 1977.
9. *H. L. Nord, S. G. Olofsson*, *Stocholm Obs. Report*, N 7, 1974.
10. *А. А. Боярчук*, *Астрон. ж.*, 34, 193, 1957.
11. *В. Г. Горбачкий*, *Астрон. ж.*, 31, 412, 1954.
12. *W. Buscombe*, *MK Spectral Classification. III General Catalogue*, Northwestern University, Evanston, 1977.
13. *P. M. Kennedy, W. Buscombe*, *MK Spectral Classification. Publ. since Jaschek's La Plata Catalogue*, Northwestern University, Evanston, 1974.
14. *А. А. Hoag, et al.*, *Publ. US Naval Obs.*, 17, 2, 1962.
15. *В. Страйжис*, *Многоцветная фотометрия звезд*, изд. «Моклас», Вильнюс, 1977, стр. 106.
16. *D. Chalonge, L. Divan*, *Ann. Astrophys.*, 15, 201, 1952.
17. *D. Chalonge, D. Divan, L. W. Mirzoyan*, *Astrofizika*, 4, 603, 1968.
18. *K. Özeme*, *Ann. Astrophys.*, 30, 495, 1967.
19. *F. Beeckmans*, *Astron. Astrophys.*, 49, 2, 269, 1976.
20. *R. W. Carrs, G. V. Coyne, H. M. Dyck*, *Ap. J.*, 184, No., 1, 173, 1973.
21. *D. Barbier, D. Chalonge*, *Ap. J.*, 93, 627, 1935.
22. *P. W. Merrill, G. G. Burruel*, *Ap. J.*, 78, 87, 1935; 110, 387, 1945.

23. *M. Klutz, J. R. Swings*, *Astron. Astrophys.*, 56, 143, 1977.
24. *Y. Andrillat, L. A. Houztax*, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 5, 377, 1973.
25. *K. Ozawa, S. Hata*, *Ann. Tokyo Obs.*, 6, 148, 1960.
26. *Т. М. Рачковский*, *Изв. Крымской обс.*, 39, 96, 1969.
27. *J. Stebbins, A. E. Whitford*, *Ap. J.*, 102, 318, 1945.
28. *D. Barbier*, *Ann. Astrophys.*, 15, No., 2, 113, 1952.
29. *T. Kogure*, *P. A. S. Japan*, 20, 2, 178, 1966.
30. *T. Surdej, J. P. Swings*, *Astron. Astrophys.*, 47, 121, 113, 1977.
31. *D. A. Allen*, *M. N.*, 161, 145, 1973.
32. *O. Struve*, *Ap. J.*, 106, 3, 358, 1947.
33. *L. Divan*, *Ricerche Astronomiche*, 9, Special No., 247, 1979.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.877+537.312.62

## ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 12 ноября 1979

Принята к печати 7 апреля 1980

Рассмотрена двухкомпонентная сверхтекучая нейтронно-протонная ферми-жидкость, находящаяся в «пре»-фазе нейтронной звезды. Показано, что учет взаимодействий между компонентами приводит к «увлечению» протонов нейтронами. Получены уравнения для температурных функций Грина и «аномальных» средних двухкомпонентной ферми-жидкости. При помощи функций Грина получены выражение для сверхпроводящего протоинного тока и уравнение для магнитного поля внутри звезды. Показано, что учет вращения приведет к возникновению в местах нахождения нейтронных вихревых нитей протонных вихревых нитей. Магнитное поле, которое в центре вихря равно  $10^{11}$  Гс, быстро спадает на расстоянии  $10^{-11}$  см. Кроме того, вращение приведет к возникновению слабого однородного постоянного магнитного поля.

1. В некоторых моделях нейтронных звезд [1] основная по размерам фаза представляет собой ядерную жидкость, состоящую из нейтронов, протонов и электронов. Плотность протонов на два порядка меньше плотности нейтронов [1]. Так как средняя плотность нуклонов в этой фазе порядка ядерной плотности, то протоны и нейтроны участвуют в сильном взаимодействии, имеющем характер притяжения. Это взаимодействие приводит к спариванию нейтронов в куперовские пары [2] и к появлению сверхтекучести нейтронного газа [3, 4]. В работах [5—8] рассматривалась также возможность спаривания протонов. Имеющиеся оценки [6, 8] температур перехода нейтронов в сверхтекучее состояние и протонов в сверхпроводящее состояние показывают, что критическая температура для протонов может на порядок превышать критическую температуру для нейтронов. При температурах меньше нижней критической в «пре»-фазе имеется сверхтекучая двухкомпонентная (нейтронно-протонная) ферми-жид-

9—884

кость. Так как критическая температура нейтронов порядка  $10^9 \div 10^{10}$  К, то такая ситуация может реализоваться в нейтронных звездах.

До сих пор рассматривали сверхтекучие свойства только нейтронной компоненты. Одним из проявлений сверхтекучести нейтронов являются квантовые вихревые нити, появляющиеся при вращении нейтронной звезды. Метастабильностью решетки нейтронных вихревых нитей объясняется самопроизвольное ускорение вращения пульсаров [9, 12]. Замечательно, что в работах [10—13] было моделировано вращение пульсаров — вращением сосуда со сверхтекучим гелием. В частности получены экспериментальные результаты, позволяющие качественно объяснить все характерные особенности наблюдаемого немонотонного замедления периодов вращения пульсаров PSR 0833—45 и NP 0532. Эти опыты довольно веско говорят в пользу существования нейтронной вихревой сети в пульсарах.

Для появления довольно густой нейтронной вихревой сети достаточно вращение звезды с угловыми скоростями  $\sim 200$  с<sup>-1</sup>. Что касается протонных вихревых нитей, то их появление, если не учитывать взаимодействие с нейтронами, практически невозможно из-за наличия заряда у протонов. В действительности, вращение для протонов равносильно наличию однородного магнитного поля порядка  $2m_p c \Omega / e \sim 10^{-2}$  Гс, которое обеспечивается мейсснеровскими токами и настолько слабо, что не может создать токовые вихревые нити. Поля, необходимые для создания протонных вихревых нитей, порядка  $10^{13}$  Гс. Однако, как будет показано ниже, учет сильного взаимодействия между нейтронами и протонами приведет к появлению протонных вихрей в местах, где расположены нейтронные вихри. Это связано с эффектом «увлечения» протонного конденсата нейтронами, предложенного нами в работе [7].

2. Сначала рассмотрим поведение протонного конденсата в «пре»-фазе с учетом взаимодействия с нейтронным конденсатом. Предположим, что нейтронный конденсат движется со скоростью  $v_{n3}$ . Как было показано в работе [14], учет взаимодействия конденсата He<sup>3</sup> с движущимся конденсатом He<sup>4</sup> приводит к изменению энергетического спектра He<sup>3</sup>:

$$\varepsilon(p) = \frac{p^2}{2m^*} + \frac{\delta m}{m^*} p v_{n3}, \quad (1)$$

где  $\delta m$  — изменение массы атомов He<sup>3</sup> из-за взаимодействия с He<sup>4</sup>,  $v_{n3}$  — скорость движения конденсата He<sup>4</sup> и  $m^*$  — эффективная масса атомов He<sup>3</sup>. Следуя этому результату, можно записать энергию протонной квазичастицы в следующем виде:

$$\varepsilon(p) = \frac{1}{2m^*} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + \frac{\delta m}{m^*} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \vec{v}_{ns}, \quad (2)$$

где  $\delta m$  — изменение массы протона из-за взаимодействия с нейтронами,  $m^*$  — эффективная масса протона,  $\vec{A}$  — векторный потенциал электромагнитного поля,  $\vec{v}_{ns}$  — скорость конденсата нейтронов. Появление в формуле (2) вектора  $\vec{A}$  обусловлено наличием заряда у протонов. Отметим также, что выражения (1) и (2) получены в линейном приближении по  $v_2$  и  $\vec{v}_{ns}$ . Учитывая последнее замечание, формулу (2) можно переписать в следующем виде:

$$\varepsilon(p) = \frac{1}{2m^*} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2, \quad (3)$$

где  $\vec{A}' = \vec{A} - \frac{c\delta m}{e} \vec{v}_{ns}$ .

Формула (3) описывает энергию сверхтекучей частицы с массой  $m^*$  и зарядом  $e$  во внешнем электромагнитном поле  $\vec{A}'$ . Учет вращения звезды приводит к замене векторного потенциала  $\vec{A}'$  на величину  $\vec{A}^*$  [15, 16]:

$$\vec{A}^* = \vec{A}' + \frac{m_p c}{e} \vec{U}.$$

Здесь  $m_p$  — масса свободного протона,  $\vec{U} = [\vec{\Omega} \vec{r}]$  — линейная скорость вращения звезды,  $\vec{\Omega}$  — угловая скорость вращения звезды. Согласно теории Лондонов сверхтекучий ток протонов  $\vec{j}_p$  связан с векторным потенциалом  $\vec{A}^*$  следующим образом:

$$\vec{j}_p = - \frac{e^2 N_{ps}}{m^* c} \vec{A}^*, \quad (4)$$

где  $N_{ps}$  — плотность сверхтекучих протонов без учета их взаимодействия с нейтронами. Подставляя значение  $\vec{A}^*$  в формулу (4), получаем:

$$\vec{j}_p = - \frac{e^2 N_{ps}}{m^* c} \left( \vec{A} + \frac{m_p c}{e} \vec{U} \right) + \frac{e N_{ps} \delta m}{m^*} \vec{v}_{ns}. \quad (5)$$

Далее из уравнения Максвелла для стационарных токов имеем:

$$\frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_p. \quad (6)$$

Подставляя (5) в (6) и действуя оператором вихря на обе части уравнения (6), получим:

$$\vec{H}' + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{H}' = \frac{c\delta m}{e} \text{rot } \vec{v}_{ns}, \quad (7)$$

где

$$\vec{H}' = \vec{H} + \frac{2m_p c}{e} \vec{\Omega} \quad \text{и} \quad \lambda^2 = \frac{m^* c^2}{4\pi e^2 N_{ps}}$$

При отсутствии нейтронных вихрей правая часть уравнения (7) равна нулю и уравнение имеет единственное решение  $\vec{H}' = 0$ . В звезде появляется однородное магнитное поле, равное  $-2m_p c \vec{\Omega}/e$ , которое обеспечивается мейсснеровскими поверхностными токами. Это поле, как уже было отмечено, довольно слабое. При наличии нейтронных вихрей условие квантования импульса нейтрона дает

$$\text{rot } \vec{v}_{ns} = \frac{\pi \hbar}{m_n} e \delta(\vec{r} - \vec{r}_n), \quad (8)$$

где  $\vec{e}$  — единичный вектор в направлении нейтронной вихревой нити,  $m_n$  — масса свободного нейтрона,  $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-27}$  эрг·с — постоянная Планка,  $\vec{r}_n$  — координаты центра этих нитей. Подставляя (8) в (7), получаем уравнение для магнитного поля внутри звезды:

$$\vec{H}' + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{H}' = \frac{\pi \hbar c \delta m}{e m_n} e \delta(\vec{r} - \vec{r}_n). \quad (9)$$

Магнитное поле максимально в центре вихря и на расстояниях  $r \gg \lambda$  экспоненциально спадает. Для «пре»-фазы нейтронных звезд  $\lambda \approx 10^{-11}$  см, поле в точке  $\vec{r} = \vec{r}_n$  зависит от  $\delta m/m_n$  и достигает порядка  $10^{12}$  Гс, при  $\delta m/m_n \sim 1$ . Поток магнитного поля через один вихрь найдем, проинтегрировав уравнение (9) по площади, занимаемой одним вихрем:

$$\int \vec{H}' d\vec{s} = \Phi_1 = \Phi_0 \frac{\delta m}{m_n}, \quad (10)$$

где  $\Phi_0 = \pi \hbar c/e$  — есть квант магнитного потока. Полный магнитный поток будет равен  $N\Phi_1$ , где  $N$  — полное число нейтронных вихрей в звезде. Как видно из формулы (10) значение магнитного потока зависит от  $\delta m/m_n$ . Для подсчета  $\delta m$  необходимо рассмотреть микроскопическую теорию взаимодействия двух конденсатов, состоящих из протонов и нейтронов.

Это довольно трудная проблема и не всегда удается разрешить ее до конца. Ниже мы покажем, что, если температуры перехода в сверхтекучее состояние для протонов и нейтронов близки друг к другу, а температура звезды ниже, но близка к этим температурам, удастся решить задачу до конца и получить  $\bar{j}_p$  для протонов. Предполагается также, что протоны составляют несколько процентов общей ядерной материи, что имеет место в «пре»-фазе нейтронной звезды.

3. В работе [17] был рассмотрен раствор двух сверхтекучих ферми-жидкостей (нейтроны и протоны) методом, развитым в работе [18], и были получены функции Грина и «аномальные» средние с учетом их взаимодействия. Протонный ток выражается через функцию Грина следующим образом [18]:

$$\bar{j}_p = 2 \left\{ \frac{ieh}{2m_p} (\nabla_{\vec{r}} - \nabla_{\vec{r}'} ) G(x, x') - \frac{e^2 \vec{A}(x)}{m_p c} G(x, x') \right\}_{\vec{r}' = \vec{r}, t' = t + 0} \quad (11)$$

Из условия локальной нейтральности имеем

$$T \sum_{\omega} \left\{ 2g_3^2 T^2 [B(\vec{r}, \vec{r}') + C(\vec{r}, \vec{r}') - A(\vec{r}, \vec{r}')] - \int d\vec{m} d\vec{e} \Delta(\vec{e}) \Delta^*(\vec{m}) \tilde{G}_\omega(\vec{r}, \vec{e}) \tilde{G}_{-\omega}(\vec{m}, \vec{e}) \tilde{G}_\omega(\vec{m}, \vec{r}') \right\}_{\vec{r}' = \vec{r}} \quad (12)$$

Кроме того потребуем выполнения условия  $\bar{j}_p = 0$  при  $\Delta = 0$ , так как в противном случае будет существовать сверхпроводящий ток, обусловленный нормальными протонами, находящимися в постоянном магнитном поле. Из этого условия получаем следующее соотношение:

$$2T \sum_{\omega} \left\{ \frac{ieh}{2m_p} (\nabla_{\vec{r}} - \nabla_{\vec{r}'} ) [\tilde{G}_\omega(\vec{r}, \vec{r}') - 2g_3^2 T^2 A(\vec{r}, \vec{r}')] - \frac{e^2 \vec{A}(\vec{r})}{m_p c} \tilde{G}_\omega(\vec{r}, \vec{r}') \right\}_{\vec{r}' = \vec{r}} = 0. \quad (13)$$

Разлагая в (11) функцию  $\tilde{G}_\omega(\vec{e}, \vec{r})$  в ряд по степеням  $\vec{A}(\vec{l} - \vec{r})$ , а  $\Delta(\vec{l})$  и  $\Delta_1(\vec{l})$  — по степеням  $(\vec{l} - \vec{r}) \ll 1$  и учитывая, что  $\Delta$ ,  $\Delta_1$ , и  $\vec{A}$  — малые величины, в первом приближении получаем:

$$\vec{j}_p = \left\{ \frac{i\epsilon\hbar}{m_p} \left( \Delta \frac{\partial \Delta^*}{\partial r} - \Delta^* \frac{\partial \Delta}{\partial r} \right) - \frac{4e^2 \vec{A}(r)}{m_p c} |\Delta|^2 \right\} (C_p + L_p |\Delta_1|^2) + \frac{i\epsilon\hbar}{m_p} M_p |\Delta|^2 \left( \Delta_1 \frac{\partial \Delta_1^*}{\partial r} - \Delta_1^* \frac{\partial \Delta_1}{\partial r} \right), \quad (14)$$

где

$$C_p = \frac{\zeta(3) n_p}{16\pi^2 k^2 T^2} \text{ эрг}^{-2} \cdot \text{см}^{-3},$$

$$L_p = \frac{0.256 g_3^2 m_p m_n^2 p_p^3}{\pi^3 \hbar^3 k^3 T^3} = 3.26 \cdot 10^2 \frac{n_p}{k^3 T^3} \text{ эрг}^{-4} \cdot \text{см}^{-3},$$

$$M_p = \frac{0.1 g_3^2 m_p^2 m_n p_p^3}{\pi^3 \hbar^3 k^3 T^3} = 1.62 \cdot 10^3 \frac{n_p}{k^3 T^3} \text{ эрг}^{-4} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $p_p$  — импульс ферми протонов,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\zeta(3)$  есть  $\zeta$ -функция Римана,  $g_3 = 3.75 \cdot 10^{-43} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ . Значение коэффициента  $C_p$  взято из работы [19]. Если ввести обозначения:

$$\psi = \sqrt{2C_p} \Delta = \sqrt{\frac{n_p}{2}} e^{i\varphi},$$

$$\varphi_1 = \sqrt{2C_n} \Delta_1 = \sqrt{\frac{n_n}{2}} e^{i\theta},$$

$$m_{1p} = \frac{m_p}{1 + \frac{L_p |\varphi_1|^2}{2C_p C_n}},$$

$$C_n = \frac{\zeta(3) n_n}{16\pi^2 k^2 T^2},$$

тогда формула (14) запишется в виде:

$$\vec{j}_p = \frac{e\hbar}{m_{1p}} |\psi|^2 \nabla \varphi - \frac{2e^2}{cm_{1p}} |\psi|^2 \vec{A} + \frac{e\hbar M_p}{2m_p C_p C_n} |\psi|^2 |\varphi_1|^2 \nabla \theta. \quad (15)$$

Если ввести потенциальные сверхтекучие скорости для протонов и нейтронов обычным образом:

$$\vec{v}_{ps} = \frac{\hbar}{2m_p} \nabla \varphi,$$

$$\vec{v}_{ns} = \frac{h}{2m_n} \nabla \theta,$$

то протонный ток примет вид:

$$\vec{j}_p = \frac{em_p n_{ps}}{m_{ip}} \vec{v}_{ps} - \frac{e^2 n_{ps}}{cm_{ip}} \vec{A} + \frac{eM_p m_n n_{ns} n_{ps}}{4C_p C_n m_p} \vec{v}_{ns}. \quad (16)$$

Таким образом, учет взаимодействия протонов с нейтронами приводит к появлению тока увлечения протонов нейтронами (последнее слагаемое формулы (16)). Этот ток пропорционален сверхтекущей скорости нейтронов, а коэффициент перед скоростью дает плотность заряда протонов, движущихся со скоростью нейтронов. Следовательно, плотность протонов, движущихся со скоростью  $v_{ps}$ , уменьшается по сравнению с плотностью невзаимодействующих протонов  $N_{ps}$  на величину плотности увлечения, то есть

$$\frac{m_p n_{ps}}{m_{ip}} = N_{ps} - \frac{M_p m_n n_{ns} n_{ps}}{4C_p C_n m_p}.$$

Отсюда имеем:

$$n_{ps} = \frac{N_{ps}}{\frac{m_p}{m_{ip}} + \frac{M_p m_n n_{ns}}{4C_p C_n m_p}}. \quad (17)$$

Если ввести обозначение:

$$m^* = m_p + \frac{M_p m_n m_{ip} n_{ns}}{4C_p C_n m_p}, \quad (18)$$

то протонный ток (16) можно переписать в виде:

$$\vec{j}_p = \frac{em_p}{m^*} N_{ps} \vec{v}_{ps} - \frac{e^2 N_{ps}}{cm^*} \vec{A} + \frac{e^2 m}{m^*} N_{ps} \vec{v}_{ns}, \quad (19)$$

где  $\delta m = m^* - m_p$ . Для случая односвязной геометрии всегда можно калибровочным преобразованием фазы  $\theta$  и векторного потенциала  $\vec{A}$  обратить  $\vec{v}_{ps}$  в нуль [20]. Односвязная геометрия реализуется при отсутствии протонных вихревых нитей, возникающих из-за наличия сильных магнитных полей. Следовательно слагаемое в формуле (19), содержащее  $v_{ps}$ , обращается в нуль для магнитных полей, меньше критического поля  $H_{c1}$  (см. формулу (24)). Если учесть также вращение звезды, заменив векторный потенциал  $\vec{A}$  на величину  $\vec{A}_1 = \vec{A} + m_p c \vec{U}/e$ , то уравнение (19) для сла-

бых магнитных полей переходит в уравнение (5), в котором  $m^*$  — эффективная масса протонов в «пре»-фазе, определяемая формулой (18).

Используя функцию Грина нейтронов  $D_n(\vec{r}, \vec{r}')$ , можно аналогичным образом получить поток массы нейтронов:

$$\vec{j}_n = \frac{i\hbar m_n}{2m_{1n}} (\psi_1 \nabla \psi_1^* - \psi_1^* \nabla \psi_1) + \frac{i\hbar M_p m_n}{4C_p C_n m_p} |\psi_1|^2 \left( \psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi + \frac{4ie}{\hbar c} \vec{A} |\psi|^2 \right). \quad (20)$$

Если ввести в уравнение (20) сверхтекучие скорости протонов и нейтронов, то (20) можно переписать в виде:

$$\vec{j}_n = \frac{m_n^2 n_{ns}}{m_{1n}} \vec{v}_{ns} + \frac{M_p m_n n_{ps} n_{ns}}{4C_p C_n} \left( \vec{v}_{ps} - \frac{e}{m_p c} \vec{A} \right), \quad (21)$$

где

$$m_{1n} = \frac{m_n}{1 + \frac{0.69 g_3^2 m_p^2 m_n k T n_{ps}}{\pi^2 \hbar^6 n_n^{1/3} n_p^{2/3}}}$$

Сравнивая (21) с (16), легко заметить, что плотность увлечения нейтронов равняется плотности увлечения протонов. Это равенство вытекает также из общих термодинамических соображений, приведенных в работе [21], что свидетельствует в пользу правильности нашего микроскопического рассмотрения. Появление тока увлечения нейтронов приведет к тому, что плотность массы нейтронов, движущихся со скоростью  $v_{ns}$ , должна уменьшаться по сравнению с плотностью массы  $N_{ns}$  однокомпонентной сверхтекучей нейтронной жидкости. Следовательно,

$$N_{ns} = \frac{m_n n_{ns}}{m_{1n}} + \frac{M_p n_{ps} n_{ns}}{4C_p C_n}$$

Отсюда имеем:

$$n_{ns} = \frac{N_{ns}}{\frac{m_n}{m_{1n}} + \frac{M_p n_{ps}}{4C_p C_n}}. \quad (22)$$

$N_{ns}$  и  $N_{ps}$  определяются из уравнений Гинзбурга—Ландау для однокомпонентной сверхтекучей жидкости. Для их нахождения достаточно знать температуру, плотности протонов и нейтронов в «пре»-фазе. Определив  $N_{ns}$  и  $N_{ps}$ , из решения системы алгебраических уравнений (17), (18) и

(22) можно определить сверхтекучие плотности нейтронов и протонов  $n_n$  и  $n_p$  в взаимодействующей смеси, а также эффективную массу протонов в «прс»-фазе.

Подставляя формулу (19) в уравнение (6), получим уравнение, определяющее магнитное поле:

$$\vec{H}' + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{H}' = \Phi_0 e \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_p) + \Phi_1 e \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_n). \quad (23)$$

Первое слагаемое правой части уравнения (20) приводит к появлению в точках  $r_p$  протонных вихревых нитей, каждая из которых имеет магнитный поток, равный кванту магнитного потока  $\Phi_0$ . Для возникновения протонной вихревой нити требуется внешнее магнитное поле, равное

$$H_{cl} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi}. \quad (24)$$

Оценки для «прс»-фазы нейтронных звезд дают:  $\lambda = 4.1 \cdot 10^{-11}$  см,  $\xi = 1.1 \cdot 10^{-11}$  см, и следовательно  $H_{cl} = 1.2 \cdot 10^{13}$  Гс. Такие вихревые нити появились, если бы во время эволюции нейтронных звезд переход протонов в сверхтекучее состояние сопровождался бы существованием мощных источников, генерирующих магнитные поля порядка  $10^{13} \div 10^{14}$  Гс. Интересно отметить, что после появления такой вихревой сети магнитное поле будет стационарным благодаря сверхтекучим протонным токам.

Второе слагаемое правой части уравнения (20) приводит к появлению магнитного поля, пронизывающего нейтронные вихревые нити в точках  $r_n$ . Поток магнитного поля через нейтронный вихрь равняется  $\Phi_1$  и он появляется благодаря «увлечению» протонов нейтронами.

Если пульсар моделировать нейтронной звездой с плотностью  $n_n = 10^{38}$  см $^{-3}$ , плотностью протонов  $n_p = 8.2 \cdot 10^{36}$  см $^{-3}$  и угловой скоростью вращения  $\Omega \approx 200$  с $^{-1}$ , то плотность нейтронных вихревых нитей будет порядка  $2 \cdot 10^5$  см $^{-2}$ . Учитывая, что через каждый нейтронный вихрь проходит поток  $\Phi_1 = 2 \cdot 10^{-9}$  Гс·см $^2$ , получаем среднее магнитное поле порядка  $H = 4 \cdot 10^{-4}$  Гс. Это поле довольно маленькое, но что замечательно — оно сильно неоднородно. Действительно, в центре вихря на площади порядка  $10^{-21}$  см $^2$  поле достигает довольно больших значений, оцениваемых формулой:

$$H = \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi}.$$

В рассматриваемом случае оно достигает значений порядка  $2 \cdot 10^{11}$  Гс. При удалении от центра вихря оно экспоненциально спадает до нуля. Кроме того, как уже отмечалось выше, существует однородное магнитное поле порядка 0.04 Гс, связанное с вращением звезды, как целого.

Авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну и участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за полезные обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## ABOUT ONE MECHANISM OF THE MAGNETIC FIELD GENERATION IN PULSARS

D.M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN

Two component superfluid of neutrons and protons in the "npe" phase of neutron stars is considered. The Ginzburg-Landau equation for the current of the superconducting protons is derived on the basis of the Gorkov formalism for Green functions. The interaction between protons and neutrons is also taken into account. Each of the two superfluid motions is accompanied by transfer of both solution components. The rotating neutrons form an array of quantized vortices. The result is that protons too form an array of quantized vortices which exactly coincides with neutron array. The magnetic field in the center of proton vortex is of the order  $2 \cdot 10^{11}$  Gauss.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Н. Н. Боголюбов, ДАН СССР, 119, 52, 1958.
3. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
4. В. А. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ, 47, 2003, 1964.
5. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, Nature, 224, 673, 1969.
6. В. А. Гинзбург, УФН, 103, 393, 1971.
7. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 8, 557, 1972.
8. Ю. М. Брук, Астрофизика, 9, 237, 1973.
9. R. E. Packard, Phys. Rev. Lett., 28, 1080, 1972.
10. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, ЖЭТФ, 64, 1816, 1973.
11. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, Письма ЖЭТФ, 18, 605, 1973.
12. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, Письма ЖЭТФ, 22, 301, 1975.
13. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, УФН, 115, 503, 1975.
14. J. Vardeen, G. Baym, D. Pines, Phys. Rev., 156, 207, 1967.
15. Б. И. Веркин, И. О. Кулик, ЖЭТФ, 61, 2067, 1971.
16. Д. М. Седракян, Г. С. Мкртчян, К. М. Шахабасян, Изв. АН Арм. ССР, серия физика, 11, 385, 1976.
17. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Г. А. Варданян, Уч. зап. ЕГУ, № 2, 72, 1979.
18. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, М., 1962.
19. Л. П. Горьков, ЖЭТФ, 36, 1918, 1959.
20. Д. Р. Тилли, Дж. Тилли, Сверхтекучесть и сверхпроводимость, Мир, М., 1977.
21. А. Ф. Андреев, Е. П. Башкин, ЖЭТФ, 69, 317, 1975.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 524.527

### ОБ ОХЛАЖДЕНИИ ПЛОТНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ МОЛЕКУЛАМИ ОКСИ УГЛЕРОДА

А. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 19 октября 1979

Принята к печати 14 июля 1980

Получена простая расчетная формула скорости охлаждения плотных межзвездных облаков молекулами CO. Проведено сравнение с охлаждением пылевыми частицами. Найдено, что межзвездная пыль становится преобладающим источником охлаждения при  $n \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Молекулы CO широко распространены в межзвездной среде. В настоящее время анализ радиоизлучения молекул окиси углерода позволяет сделать важные выводы о распределении межзвездного газа в Галактике и физических условиях в массивных газо-пылевых комплексах, являющихся центрами активного звездообразования (см., например, [1, 2]). Но молекулы окиси углерода важны не только как хороший индикатор физических характеристик межзвездных облаков. При низких температурах они становятся основным источником охлаждения межзвездного газа, поэтому необходимо учитывать вклад молекул CO в энергетику газа при исследованиях структуры и динамики межзвездных облаков. В связи с этим удобно иметь простые расчетные формулы для скорости охлаждения молекулами CO. Этому вопросу посвящена данная работа.

Отвод энергии молекулами CO осуществляется линейчатым излучением в миллиметровом диапазоне при спонтанных переходах между вращательными состояниями  $J \rightarrow J-1$ . Возбуждение молекулы определяется столкновениями с H, H<sub>2</sub>, He. В общем виде для скорости охлаждения единицы объема газа имеем формулу

$$\Lambda(\text{CO}) = \sum_{J=1}^{\infty} n_J A_{J, J-1} \Delta E_{J, J-1} L(\tau_{J, J-1}) \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $n_J$  — населенность  $J$ -го вращательного уровня;  $A_{J, J-1} = 2.236 \cdot 10^{-7} J^2 / (2J + 1) \text{ с}^{-1}$  — вероятность спонтанного перехода;  $\Delta E_{J, J-1} = 7.64 \cdot 10^{-16} J \text{ эрг}$  — энергия перехода,  $L(\tau)$  — функция, учитывающая вероятность того, что квант с длиной волны  $\lambda_{J, J-1}$  свободно покинет облако с оптической глубины  $\tau$ . Величина  $L(\tau)$  делает формулу (1) нелокальной. Скорость охлаждения становится зависящей от распределений плотности и температуры в облаке, поля скоростей и других характеристик, способных повлиять на распространение излучения в облаке.

В предположении, что контур молекулярных линий доплеровский и происходит полное перераспределение излучения по частотам, для функции  $L(\tau)$  можно воспользоваться результатами расчетов В. В. Иванова и В. Т. Щербакова [3], выполнивших табулирование  $L(\tau)$  для  $\tau \leq 100$ . Для больших оптических глубин имеем асимптотику

$$L(\tau) = \frac{1}{\tau \sqrt{\pi \ln \tau}} \left( \frac{1}{2} - \frac{0.26930}{\ln \tau} + \dots \right). \quad (2)$$

Наибольшие трудности при вычислении скорости охлаждения по формуле (1) связаны с определением населенностей вращательных уровней  $n_J$  молекулы. Для этого необходимо решать систему уравнений стационарности с учетом столкновительных и излучательных переходов между уровнями, что требует знания сечений соответствующих элементарных процессов. Такие расчеты для условий, характерных для плотных межзвездных облаков, проводились в работах [4—7]. Они показали что в этих условиях у молекулы СО нижние вращательные уровни, до некоторого  $J_{\max}$  полностью заселены, а для  $J > J_{\max}$  населенности пренебрежимо малы. Например, согласно Накано [4], при переходе через  $J_{\max}$  населенность скачком уменьшается более чем в  $10^2$  раз.

Очевидно, величина  $J_{\max}$  показывает, до какого вращательного уровня при данной температуре  $T$  столкновения могут обеспечить возбуждение молекулы СО. При этом величины  $n_J$  для  $J \leq J_{\max}$  приближаются к больцмановским в условиях, когда число частиц газа в единице объема  $n_p \leq 100 \text{ см}^{-3}$ , а также при больших плотностях ( $n_p \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$ ). Но для  $n_p \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$  населенности вращательных уровней могут заметно отличаться от больцмановских [6].

Однако при расчете скорости охлаждения молекулами СО нет необходимости точно учитывать вклад каждой линии отдельно, нужно знать суммарную скорость охлаждения. Поэтому при построении расчетной формулы скорости охлаждения принималось, что для  $J \leq J_{\max}$   $n_J$  определяется формулой Больцмана, а при  $J > J_{\max}$   $n_J = 0$ . После этого

основная проблема сводится к определению зависимости  $J_{\max}$  от температуры.

На основе данных о скоростях столкновительных возбуждений, приведенных в работе [8], а также на основе сравнения рассчитанных функций охлаждения молекулами CO в условиях плотных межзвездных облаков с результатами Леунга [5], Накано [4], Голдсмита и Лангерз [7] было установлено, что величина  $J_{\max}$  определяется неравенством

$$T + \Delta T_{1,0} \leq \Delta T_{J, J-1} < T + \Delta T_{2,1}, \quad (3)$$

где  $\Delta T_{J, J-1} = \Delta E_{J, J-1}/k = 5.536 \cdot J$  К.

Используя (3), получаем

$$J_{\max} = \begin{cases} \text{ent}(T/5.536) + 2, & \text{если } T/5.536 \text{ -- нецелое,} \\ T/5.536 + 1, & \text{если } T/5.536 \text{ -- целое.} \end{cases} \quad (4)$$

Теперь, учитывая, что для  $J \leq J_{\max}$   $n_J$  определяется формулой Больцмана, для скорости охлаждения молекулами CO на основании (1) находим

$$\Lambda(\text{CO}) = 1.708 \cdot 10^{-20} n(\text{CO}) \frac{\sum_{J=1}^{J_{\max}} J^5 \exp(-E_J/kT) L(\tau_{J, J-1})}{\sum_{J=0}^{J_{\max}} (2J+1) \exp(-E_J/kT)} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $n(\text{CO})$  — концентрация молекул CO,  $E_J = 3.82 \cdot 10^{-16} J(J+1)$  эрг — энергия  $J$ -го уровня. Следует подчеркнуть, что неравенство (3) справедливо в условиях плотных межзвездных облаков, когда  $n_p > 100 \text{ см}^{-3}$ .

На основании (5) для параметров  $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $n(\text{H}_2) = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta v/v = 10^{-5}$  и  $N_{\text{H}_2} = 10^{22} \text{ см}^{-2}$  при  $T = 7$  К и 20 К находим  $\Lambda(7 \text{ К}) = 5.8 \cdot 10^{-26} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $\Lambda(20 \text{ К}) = 4.6 \cdot 10^{-25} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , что хорошо согласуется с результатами Накано [4], получившего соответственно  $5.2 \cdot 10^{-26}$  и  $4.8 \cdot 10^{-25} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . В работе Леунга [5] при вычислении скорости охлаждения молекулами CO решались уравнения стационарности для  $n_J$  и рассматривался перенос излучения в линиях. Было получено, что при  $T = 40$  К,  $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{-5}$ ,  $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $R = 2.5$  пс,  $\Delta v/v = 10^{-5}$  скорость охлаждения равна  $\sim 1 \cdot 10^{-22} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . При таких же параметрах формула (5) дает  $\Lambda \sim 1.3 \cdot 10^{-27} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

Итак, формула (5) с учетом (4) и выражения для  $L(\tau)$  достаточно точно представляет скорость охлаждения молекулами окиси углерода. Возможные отклонения  $n_J$  от равновесных значений мало влияют на сум-

марную величину охлаждения, а основную роль играет количество возбуждаемых уровней. Иными словами, в условиях плотных межзвездных облаков скорость охлаждения в расчете на 1 г определяется главным образом температурой среды; зависимость от плотности появляется только вследствие поглощения излучения по пути выхода из облака, которая учитывается множителем  $L(\tau)$ .

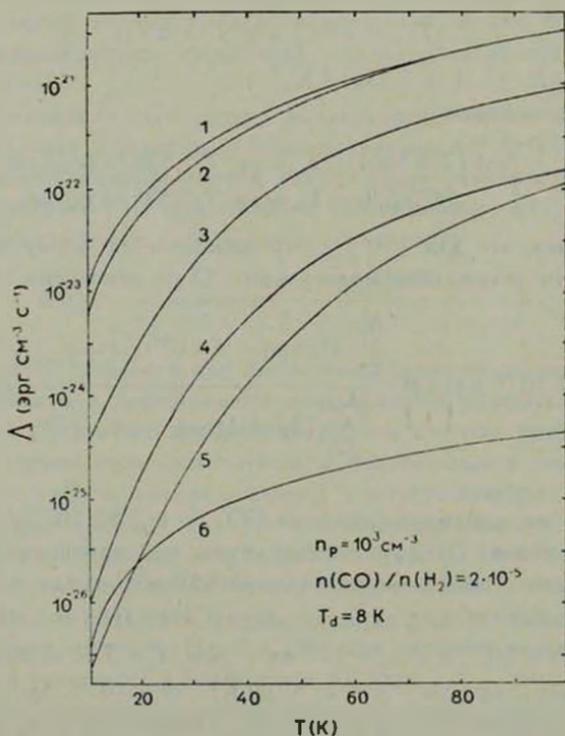


Рис. 1. Скорости охлаждения молекулами CO (кривые 1—5) и межзвездными пылинками (кривая 6) в зависимости от температуры газа  $T$  (К) при  $n_p = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $T_d = 8 \text{ К}$ : 1 — без учета поглощения излучения в линиях; 2 —  $N_p = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ; 3 —  $N_p = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ ; 4 —  $N_p = 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ ; 5 —  $N_p = 10^{22} \text{ см}^{-2}$ .

С учетом формул (4), (5) были рассчитаны скорости охлаждения молекулами CO в зависимости от  $T$  для набора плотностей на луче зрения  $N_p$  при  $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $n(\text{H}_2) = 10^3 \text{ см}^{-3}$  (рис. 1) и в зависимости от плотности при фиксированной  $T = 20 \text{ К}$  (рис. 2). В расчетах не учитывалось уширение линий крупномасштабными движениями. Для

сравнения также приведена кривая охлаждения межзвездными пылинками с температурой  $T_d = 8$  К. Функция охлаждения пылинками рассмотрена в работе [9]. Из рисунков видно, что при  $N_p \leq 10^{21}$  см $^{-2}$  в широком диапазоне температур молекулы окиси углерода охлаждают газ эффек-

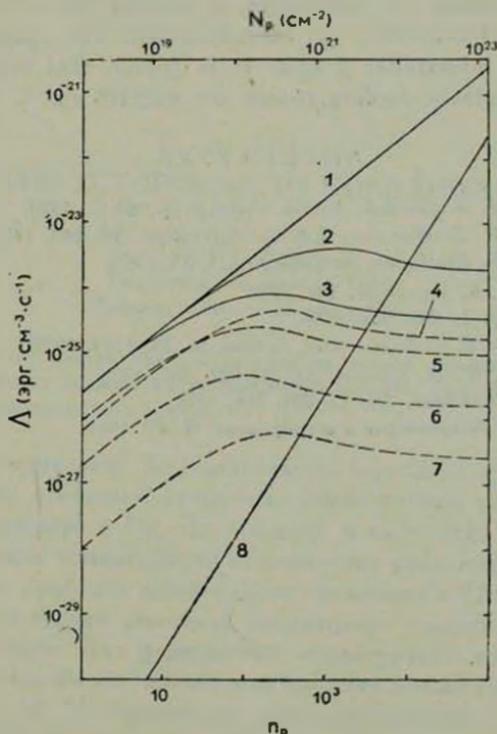


Рис. 2. Скорости охлаждения молекулами СО и межзвездными пылинками в зависимости от плотности газа  $n_p$  при  $T = 20$  К,  $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $T_d = 10$  К: 1—скорость охлаждения СО без учета поглощения в линиях; 2—на глубине  $R = 0.1$  пс от поверхности облака; 3—на глубине  $R = 0.5$  пс; 4—7—скорости охлаждения отдельными линиями при переходах  $J \rightarrow J-1$  соответственно: 5—4,4—3,2—1,1—0; 8—скорость охлаждения пылинками. Шкала  $N_p$  соответствует  $R = 0.5$  пс.

тивнее пылинок. Рис. 2 показывает, что охлаждение на пыли преобладает над охлаждением на СО при  $n_p \geq 10^4$  см $^{-3}$ , а если излучение молекулами СО не поглощается внутри облака, охлаждение пылинками становится преобладающим только при  $n_p \geq 10^6$  см $^{-3}$ .

Благодарим Д. А. Варшавовича и В. К. Херсонского за полезные обсуждения и ценные замечания.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

ON COOLING OF DENSE INTERSTELLAR  
CLOUDS BY CARBON MONOXIDE

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

A simple formula for calculation of cooling rate of dense interstellar clouds by CO molecules has been obtained. The comparison is made with cooling by interstellar grains. It is found that interstellar grains become a predominant cooling source for  $n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *W. B. Burton, M. A. Gordon, Astron. Astrophys.*, 63, 7, 1978.
2. *N. Z. Scoville, P. G. Wannier, Astron. Astrophys.*, 76, 140, 1979.
3. *В. В. Иванов, В. Т. Щербаков, Астрофизика*, 1, 31, 1965.
4. *T. Nakano, P. A. S. Jaran*, 26, 189, 1974.
5. *C. M. Leung, Ap. J.*, 208, 732, 1976.
6. *Д. А. Варшавский, В. К. Херсонский, Астрон. ж.*, 55, 1169, 1978.
7. *P. F. Goldsmith, W. D. Langer, Ap. J.*, 222, 881, 1978.
8. *Sh. Green, P. Thaddeus, Ap. J.*, 205, 766, 1976.
9. *Л. Н. Аршуткин, Астрометрия и астрофизика*, 41, 29, 1980.

УДК 523.877

## КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД

В. Ф. БАЛЕК

Поступила 21 декабря 1978

Принята к печати 25 июля 1980

В релятивистском случае дано доказательство метода определения устойчивости холодных звезд. Метод основан на сравнении внутреннего строения конфигураций с близкими значениями давления в центре.

Поведение нормальных мод радиальных колебаний у однопараметрического семейства холодных, сферически-симметричных равновесных конфигураций рассмотрено в [1]. Этот анализ, в частности, позволяет определить устойчивость конфигураций относительно радиальных возмущений. Другой подход к проблеме устойчивости предложен в [2—6], где в рамках ньютоновской теории тяготения рассмотрены условия минимума полной энергии системы. Для равновесных конфигураций все они выполняются, кроме условия Якоби, применение которого можно свести к расчетам нормальных мод [4, 5]. Однако, как подчеркивается в [6], это условие дает более простой метод определения устойчивости, требующий лишь сравнения внутреннего строения конфигураций с близкими параметрами.

В настоящей работе доказывается, что критерий устойчивости, приведенный в [6], справедлив и для релятивистских конфигураций.

1. *Критерий устойчивости.* Конфигурация со сферическим распределением масс характеризуется зависимостью радиуса от накопленной массы  $r(U)$ . Для минимума энергии равновесной конфигурации в ньютоновской теории необходимо, чтобы выполнялось неравенство

$$\frac{dP}{dr} > 0, \quad (1)$$

где  $p$  — давление и  $\rho$  — плотность вещества (следствие условия Лежандра), и чтобы решение  $r(U)$  уравнения гидростатического равновесия не пересекалось с близкими решениями (условие Якоби) [6]. Эти условия являются также достаточными, если исключить случаи равенства в (1) и пересечения близких решений на поверхности конфигурации, которые, по-видимому, не имеют физических применений. Заметим, что приведенные условия определяют устойчивость лишь относительно возмущений, не меняющих положение поверхности. Первое из них, согласно [6], является необходимым для устойчивости вещества при данном внешнем давлении. Уравнения состояния холодного вещества, встречающиеся в литературе, обычно его выполняют. Второе условие означает, что все части конфигурации должны приближаться к центру при добавлении малой массы снаружи ( $r$  уменьшается для всех значений  $U$ ). При этом центральная плотность  $\rho_c$  увеличивается. Следовательно, для масс устойчивых конфигураций должно выполняться

$$\frac{dM}{d\rho_c} > 0. \quad (2)$$

Для любых равновесных конфигураций верно следующее положение: добавление малой, сферически-симметрично распределенной массы к их поверхности приводит к уменьшению радиуса этой сферы  $R$ . Из этого следует, что близкие решения, представляющие конфигурации с массами  $M_1$  и  $M_2$ , вблизи поверхностей этих конфигураций удовлетворяют условию:

$$r_2(M_1) < R_1, \text{ если } M_2 > M_1. \quad (3)$$

Перейдем к критерию устойчивости релятивистских конфигураций. В [1] показано, что масса любой неподвижной конфигурации, близкой к равновесию, отличается от массы конфигурации с тем же полным числом барионов в устойчивом равновесии на положительную величину, и дано выражение для этой величины (потенциальная энергия). Возможный путь к выводу критерия непересечения из положительности потенциальной энергии состоит в применении необходимого и достаточного условия положительной определенности квадратичного функционала (см., например, [7]). Для этой цели нужно было бы доказать, что смещение из состояния равновесия  $\delta r(a)$  ( $a$  — число барионов внутри сферы с радиусом  $r$ ) пропорционально разнице между близкими решениями  $r(a)$ . Однако здесь воспользуемся другим подходом. Будем исходить из того, что полное число барионов имеет в устойчивом равновесии максимум при заданной массе, что является прямым следствием минимума массы при заданном числе барионов [8] и также вытекает из положительности потенциальной энергии.

Число барионов сферически-симметричной конфигурации запишем в виде

$$N = \int_0^M \frac{n(\rho)}{U\sqrt{1-2\rho/r}} dU, \quad (4)$$

где  $n$  — плотность числа частиц. Здесь и ниже мы пользуемся системой единиц, в которой  $k = c = 1$ .

Для  $\rho$  имеем

$$\rho = (4\pi r^2 r')^{-1}, \quad (5)$$

где  $r' = dr/dU$ . Это соотношение имеет место не только для равновесных, но и для любых конфигураций в момент симметрии по времени [1].

Найдем первую вариацию  $N$  по функции  $r(U)$ , если выполняется

$$r(0) = 0, \quad r(M) = R. \quad (6)$$

Из (4) следует

$$\begin{aligned} \delta N = & \int_0^M \frac{n}{\rho(1-2U/r)^{3/2}} \left(-\frac{U}{r^2}\right) \delta r dU + \\ & + \int_0^M \frac{1}{\sqrt{1-2U/r}} \left(-\rho \frac{dn}{d\rho} + n\right) \delta(\rho^{-1}) dU. \end{aligned}$$

При преобразовании второго слагаемого воспользуемся соотношением

$$\frac{dn}{d\rho} = \frac{n}{\rho + p}.$$

Учитывая также (5), (6), для второго интеграла в выражении для  $\delta N$  получим

$$- \int_0^M \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{\sqrt{1-2U/r}} \frac{np}{\rho + p} \right) \rho^{-1} \delta r dU,$$

откуда

$$\begin{aligned} \delta N = & \int_0^M \left[ \frac{n}{\rho(1-2U/r)^{3/2}} \left( -\frac{U}{r^2} - \frac{p}{\rho + p} \frac{d}{dr} \left( \frac{U}{r} \right) \right) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\rho \sqrt{1-2U/r}} \frac{d}{dr} \left( \frac{np}{\rho + p} \right) \right] \delta r dU = \end{aligned}$$

$$= \int_0^M \left[ \frac{n}{(\rho + p)(1 - 2U/r)^{3/2}} \left( -\frac{U}{r^2} - p4\pi r \right) - \frac{n}{\sqrt{1 - 2U/r} (\rho + p)^2} \frac{dp}{dr} \right] r dr dU.$$

Из равенства нулю этого выражения следует

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{(\rho + p)(U + 4\pi r^3 p)}{r^2(1 - 2U/r)}. \quad (7)$$

Итак, решения  $r(U)$ , удовлетворяющие уравнению гидростатического равновесия (7), являются экстремальными  $N$ , так же, как решения  $r(a)$  являются экстремальными  $M$  [1].

Вторую вариацию  $N$  можно привести к виду

$$\int_0^M \left[ -\frac{(4\pi r^2)^2 \rho^3 n}{\sqrt{1 - 2U/r} (\rho + p)^2} \frac{dp}{d\rho} (2r')^2 + \dots \right] dU. \quad (8)$$

Из необходимых и достаточных условий максимума  $N$  (см., например, [8]), так же, как и в нерелятивистском случае, вытекает неравенство (1) (заметим, что в (8) оставлен только член, из которого следует это неравенство) и критерий непересечения. Итак, если выполняется (1), то необходимым и достаточным условием устойчивости является непересечение соседних решений уравнения (7)  $r(U)$ ; из него и из (3) вытекает необходимое условие (2).

2. *Иллюстрации критерия устойчивости.* На рис. 1, 2 приведены решения, при определении которых было учтено наличие  $\pi$ -конденсата в вырожденной плазме [9—11]. Вместо функции  $r(U)$  изображены функции  $U(r)$ , так как именно ими обычно пользуются при описании внутреннего строения конфигураций. Для каждого решения указан также (пунктиром) примерный ход близкого решения, у которого несколько большее значение центрального давления  $p_c$ .

На рис. 1а, б изображены конфигурации, состоящие целиком из  $Ae$ -фазы. Кривые  $U(r)$  при повышении  $p_c$  должны переместиться вверх в некоторой окрестности начальной точки. При проведении пунктирных кривых мы учли это поведение решений вблизи начальной точки и поведение вблизи конечных точек, определенное соотношением (3). Кроме того, мы предположили, что при переходе от одного решения к другому кривые деформируются достаточно гладким образом. Для поднимающейся петли функции  $M(p_c)$  близкие решения не пересекаются, значит принадлежащие

к этой ветви конфигурации устойчивы (рис. 1а), а для опускающейся ветви близкие решения пересекаются, поэтому в данном случае конфигурации неустойчивы (рис. 1б). Последний результат вытекает также из того, что не выполняется необходимое условие устойчивости (2).

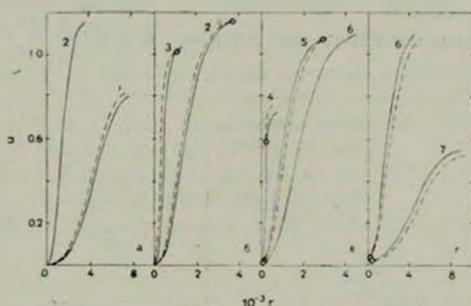


Рис. 1. Зависимость накопленной массы (измеренной в единицах массы Солнца) от радиуса (в км) для конфигураций, состоящих в основном из Ас-фазы. Сплошные линии изображают решения, полученные численно, а пунктирные указывают примерный ход изменения этих решений при малом увеличении  $p_c$ . Кружками отмечены точки пересечения близких решений. Сплошные линии соответствуют конфигурациям с центральными давлениями (в  $\text{дин}/\text{см}^2$ ): 1 —  $2.7 \cdot 10^{22}$ ; 2 —  $6.46 \cdot 10^{22}$ ; 3 —  $6.46 \cdot 10^{27}$ ; 4 —  $6.63 \cdot 10^{29}$ ; 5 —  $10^{32}$ ; 6 —  $1.08 \cdot 10^{32}$ ; 7 —  $1.18 \cdot 10^{33}$ .

Конфигурации, изображенные на рис. 1в, г, состоят в основном из Ас-фазы, а в центральной области (с размером несколько километров) у них несжимаемое ядерное вещество [10, 11]. При повышении  $p_c$  масса ядерной области увеличивается, и поэтому, начиная с точки фазового перехода, в некотором небольшом интервале  $r$  кривая  $U(r)$  идет выше. Пунктирные кривые на рис. 1в, г строились по тем же принципам, как пунктирные кривые на рис. 1а, б, с учетом описанного поведения решений вблизи начала координат. Все близкие решения пересекаются, значит конфигурации рассматриваемого класса должны быть неустойчивыми.

Условие (2) выполняется для конфигураций, изображенных на рис. 1в, и не выполняется для конфигураций на рис. 1г, если допустить, что ядерное вещество обладает малой сжимаемостью, удовлетворяющей неравенству (1). Поэтому пересечения на рис. 1г, так же, как на рис. 1б, неизбежны. Наоборот, на рис. 1в можно было построить близкие решения, в которых чередовались бы группы неп пересекающихся и пересекающихся кривых. В то же время из геометрии рисунка следует, что (в отличие от рис. 1а) нельзя устранить пересечения полностью, так что, по крайней мере, часть конфигураций в этом случае обязательно неустойчива. Из анализа, проведенного в [1], следует, что неустойчивыми являются все эти конфигурации.

На рис. 2 изображены решения, соответствующие барионным конфигурациям. Горизонтальные отрезки соответствуют Ae-оболочкам, вклад которых в полную массу пренебрежим. Кривые 8, 9 на рис. 2а представляют конфигурации, у которых основную область, включающую центр, заполняет ядерное вещество. Примерный ход кривых в этой области был построен при предположении, что ядерное вещество в небольшой степе-

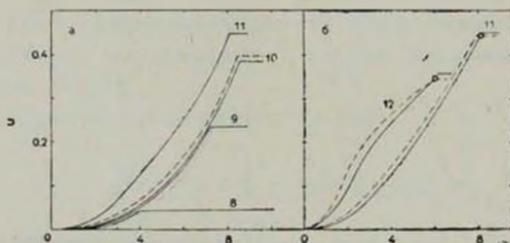


Рис. 2. Зависимость накопленной массы от радиуса для барионных конфигураций. Обозначения те же, что и на рис. 1. Точками изображено поведение полностью несжимаемого вещества в центральных областях конфигураций. Центральные давления: 8 —  $2.01 \cdot 10^{32}$ ; 9 —  $6.74 \cdot 10^{32}$ ; 10 —  $1.40 \cdot 10^{33}$ ; 11 —  $5.59 \cdot 10^{33}$ ; 12 —  $5.40 \cdot 10^{33}$ .

ни сжимаемо. Для сравнения изображен (точками) и ход кривых в случае, когда вещество полностью несжимаемо. Предположение о небольшой сжимаемости ядерного вещества приводит к непересекающимся решениям [8], и соответствующие конфигурации устойчивы, так же, как и остальные, принадлежащие поднимающейся ветви функции  $M(\rho_c)$  (рис. 2а). Барионные конфигурации за первым максимумом, находящиеся на опускающейся ветви функции  $M(\rho_c)$ , неустойчивы (рис. 2б).

Автор признателен профессору Г. С. Саакяну и профессору Э. В. Чубаряну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## A CRITERION OF THE STABILITY OF THE COLD STARS

V. BALEK

In the relativistic case a method of determination of the cold-star stability is given. The method is based on a comparison of the internal structure of the configurations with almost equal, but different values of central pressure.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакано, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, Мир, М., 1967.
2. L. H. Thomas, M. N., 91, 617, 1930.
3. R. C. Tolman, Ap. J., 90, 541, 1939.
4. P. Ledoux, „Stellar Stability“ in Handbuch der Physics, vol. LI, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1958.
5. H. Kohler, Astron. Astrophys., 72, 55, 1979.
6. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд. Наука, М., 1971.
7. И. М. Гельфанд, С. В. Фолм, Вариационное исчисление, Наука, М., 1961.
8. В. Ф. Балек, Э. В. Чубарян, Уч. зап. ЕГУ, 3, 71, 1979.
9. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.
10. А. Ш. Григорян, Препринт ПЛРФ-78-06 ЕГУ, 1978.
11. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 56, 1030, 1979.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.164.42

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО ПРОФИЛЮ В РАМКАХ МЕХАНИЗМА ИЗЛУЧЕНИЯ КРИВИЗНЫ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 29 октября 1979

Принята к печати 27 декабря 1979

На основе модели полярной шапки и предположения о генерации излучения данной частоты на фиксированном уровне в магнитосфере пульсара вычислены профили импульсов для различных частот. Для двух пульсаров (PSR 0525 и PSR 1133) из сравнения вычисленных профилей с наблюдаемыми получены оценки энергии излучающих электронов и положения луча зрения относительно оси конуса излучения.

В последнее время широкое распространение получили представления о наличии плазменных волн в магнитосферах пульсаров. В частности, при распространении пучка релятивистских частиц в окружающей плазме должны возбуждаться электростатические волны с очень узким спектром частот вблизи локальной плазменной частоты. Если при этом частицы пучка испускают, так называемое, излучение кривизны<sup>1</sup>, обусловленное ускорением зарядов за счет кривизны силовых линий, то в спектре будут усиливаться только частоты, близкие к локальной плазменной частоте  $\nu_p$  [1] (рис. 1). На этом рисунке

$$\nu_c = \frac{3c}{4\pi} \frac{v^3}{\rho}, \quad \Delta\nu \sim \frac{2\nu_p}{\gamma} \quad (1)$$

Здесь  $\gamma$  — лоренц-фактор излучающих электронов,  $\rho$  — радиус кривизны силовой линии. В этом случае излучение на данной частоте будет генерироваться в очень узком слое магнитосферы. Мы рассмотрим, какой будет зависимость интенсивности от угла в рамках предположения о том, что

\* В отечественной литературе используются также термины «изгибное излучение» и «магнито-дрейфовое излучение».

излучение какой-либо частоты генерируется на фиксированном уровне. Считаем, что магнитное поле является дипольным. В этом случае радиус кривизны силовых линий уменьшается с удалением от магнитной оси. Для малых полярных углов  $\varphi$

$$\varphi \approx \frac{4r}{3\rho} \quad (2)$$

и достигает наименьшей для данного  $r$  величины на границе полярной шапки при

$$\varphi_{\max} \approx \sqrt{\frac{r}{R_L}} = \sqrt{\frac{2\pi r}{cP}}. \quad (3)$$

Положение максимума спектра при приближении к оси «сползает» в сторону низких частот, и относительное положение усиливаемой области меняется, переходя от  $I, \propto \nu^{1/3}$  к  $I, \propto \nu e^{-\nu/\nu_c}$ . Таким образом, можно ожидать, что интенсивность будет уменьшаться с приближением к оси. Прямые вычисления подтверждают этот вывод.

Для единичного электрона, движущегося по искривленной силовой линии [2]

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2 \rho}{3\pi^2 c^2} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \text{эрг/с Гц стер}, \quad (4)$$

где

$$\xi = \frac{\omega \rho}{3c\gamma^3} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2},$$

а  $K_{2/3}(\xi)$  и  $K_{1/3}(\xi)$  — функции Макдональда. В заданной точке сечения конуса, образованного открытыми силовыми линиями, вклад в излучение будут давать, вообще говоря, и электроны, находящиеся в других точках сечения. Поэтому при вычислениях проводилось интегрирование по всему сечению:

$$I_s(\omega, \theta) \propto \frac{\gamma^2}{r} \int_{-\theta_{\max}}^{\theta_{\max}} \frac{V \theta'^2 \left[ \xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 (\theta - \theta')^2}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \xi^2 K_{1/3}^2(\xi) \right]}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} d\theta'. \quad (5)$$

Здесь предполагалось, что оптическая толщина плазмы по поглощению

собственного излучения кривизны мала (оценки показывают, что это предположение при разумных значениях параметров оправдано) и что толщина области излучения мала и одинакова для всех частот. Кроме того считалось, что излучают электроны пучка, образующие моноэнергетические сгустки. При этом, как показано в [3], для приемлемых значений параметров могут быть получены наблюдаемые потоки радиоизлучения.

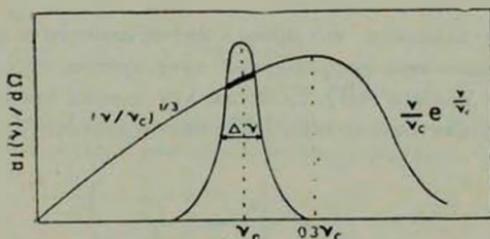


Рис. 1. Спектр излучения кривизны для единичного электрона с наложенным плазменным «резонансом».

Нами были проведены вычисления для зависимости частоты излучения от уровня генерации из [4]. Соответствующие профили для «среднего пульсара» ( $P = 1$  с) представлены на рис. 2, где сплошными кривыми

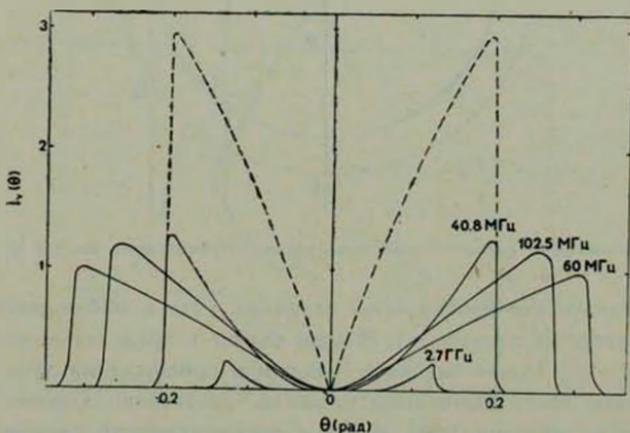


Рис. 2. Вычисленные профили импульсов для «среднего» пульсара. Интенсивность дана в условных единицах.

показаны профили, вычисленные для разных частот при  $\gamma = 400$ . Для сравнения пунктиром приведен профиль на 408 МГц при  $\gamma = 900$ . Как следует из рисунка, увеличение  $\gamma$  приводит к увеличению интенсивности и заполнению центральных областей профиля (внутренняя часть профиля ста-

новится выпуклой). Числа излучающих частиц считались одинаковыми для всех частот.

Мы также провели вычисления профилей, используя наблюдательные данные для отдельных пульсаров. Из наблюдаемых профилей определялись  $\theta_{\max}$  и  $r$  с учетом того, что  $\theta_{\max} \approx 3/2 \varphi_{\max}$ . Были выбраны 2 пульсара с ярко выраженными двугорбыми профилями: PSR 0525 и PSR 1133 [5, 6].

Здесь следует заметить, что провал интенсивности в центре профиля до нуля будет только при прохождении луча зрения через центр конуса излучения (рис. 3, прямая AB). Если же луч зрения проходит на некотором расстоянии от центра (прямая EF), интенсивность в центре профиля

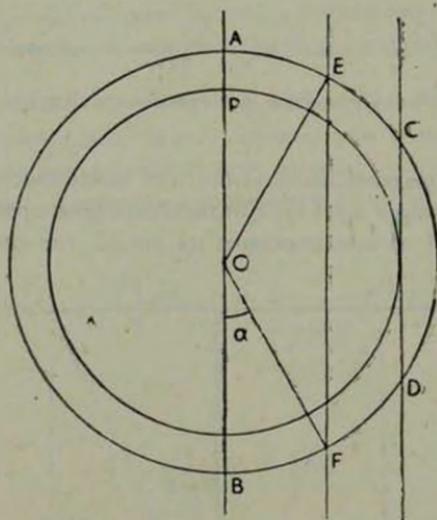


Рис. 3. Возможные расположения луча зрения относительно конуса излучения.

может иметь достаточно большую величину (что и наблюдается в большинстве двугорбых пульсаров). В этом случае в пределах интегрирования в выражении (5) нужно задавать геометрию прохождения луча. С учетом этих факторов были вычислены профили, достаточно хорошо согласующиеся с наблюдаемыми (рис. 4, 5). Соответствующие значения параметров:

$$\text{PSR 0525 } r = 1.46 \cdot 10^8 \text{ см. } \nu = 410 \text{ МГц, } \gamma = 500, \alpha = 0.1 \text{ рад,}$$

$$\text{PSR 1133 } r = 1.49 \cdot 10^7 \text{ см, } \nu = 410 \text{ МГц, } \gamma = 500, \alpha = 0.25 \text{ рад,}$$

$$r = 1.17 \cdot 10^7 \text{ см, } \nu = 1665 \text{ МГц, } \gamma = 500, \alpha = 0.35 \text{ рад.}$$

Как видно из рис. 4, 5, вычисленные профили имеют более крутой подъем, чем наблюдаемые. Это может быть связано с предположением о том, что уровень генерации является четко фиксированным. На самом деле его ширина конечна ( $\sim \sqrt{\lambda/r_0}$ ) и учет этого фактора может прибли-

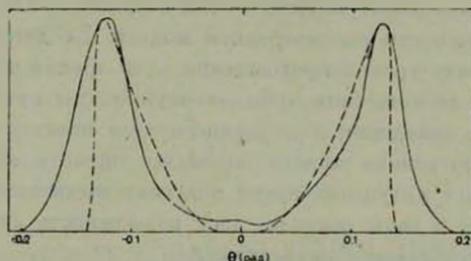


Рис. 4. Вычисленный и наблюдаемый профиль пульсара PSR 0525 на 410 МГц. Интенсивность здесь и на рис. 5 выражена в условных единицах.

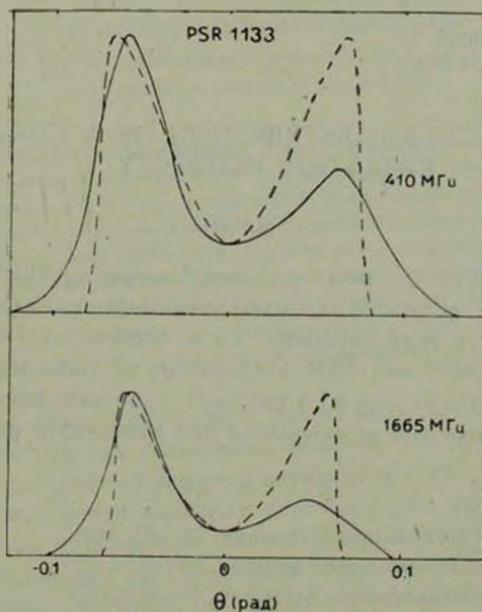


Рис. 5. Вычисленные и наблюдаемые профили пульсара PSR 1133.

зить вычисленные профили к наблюдаемым. Несимметрия левой и правой частей наблюдаемых профилей в PSR 1133 может быть обусловлена, например, статистическим отличием условий возбуждения и числа когерентно излучающих частиц в сгустке или числа самих сгустков. Для объ-

яснения наблюдаемого отличия правой и левой частей профиля достаточно предположить, что число излучающих частиц в соответствующих областях отличается всего в 1.5 раза.

Простые (одногорбые) профили будут наблюдаться в том случае, когда луч зрения пересекает конус излучения правее линии CD (рис. 3).

Таковы возможности рассмотренной модели. Ее детальная разработка может дать оценку уровня прохождения луча зрения через конус излучения. Геометрию прохождения, определенную таким путем, можно сравнить с данными о поведении позиционного угла плоскости поляризации. Кроме того, рассмотренная модель позволяет оценить величину лоренц-фактора  $\gamma$  в области излучения путем подгонки вычисленных профилей к наблюдаемым, что, в свою очередь, даст возможность сделать суждения о характере зоны ускорения в пульсарах.

В заключение следует отметить, что феноменологически модель поло-го конуса рассматривалась Бэкером [7], а физическая основа модели обсуждалась в целом ряде работ (см., например, [8, 9]).

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР

## ON AN ANGULAR DISTRIBUTION OF A CURVATURE RADIATION INTENSITY

I. F. MALOV

On the basis of the polar cap model assuming that emission at the given frequency is generated at a fixed level in the pulsar magnetosphere, pulse, profiles have been calculated for a number of frequencies. For two pulsars PSR 0525 and PSR 1133 energy of radiating electrons and relative position of the line of sight and cone axis have been estimated from the comparison of calculated and observable profiles.

### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Elsasser, J. G. Kirk, *Astron. Astrophys.*, 52, 44), 1976.
2. Дж. Джексон, *Классическая электродинамика*, Мир, М., 1965.
3. J. G. Kirk, D. ter Haar, *Astron. Astrophys.*, 66, 359, 1978.
4. В. А. Извекова, И. Ф. Малов, *Письма АЖ*, 5, 393, 1979.
5. R. N. Manchester, *Ap. J., Suppl. ser.*, No. 199, 23, 283, 1971.
6. R. N. Manchester, *Ap. J.*, 167, L101, 1971.
7. D. C. Backer, *Ap. J.*, 209, 895, 1976.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
9. J. Arons, D. F. Smith, *Ap. J.*, 229, 728, 1979.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.854

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЛОТНОСТИ ПЕРЕМЫЧКАМИ В ТВЕРДОТЕЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ

В. И. КОРЧАГИН, Ю. Г. ШЕВЕЛЕВ

Поступила 3 января 1980

Принята к печати 14 июля 1980

Численно исследован нестационарный отклик в твердотельно вращающемся газовом диске на потенциал перемычки. Когда угловая скорость перемычки превышает угловую скорость диска ( $\Omega_b > \Omega_d$ ), генерируется квазистационарный двухрукавный остающийся спиральный узор, вращающийся с угловой скоростью перемычки. При  $\Omega_b < \Omega_d$  спиральный узор отсутствует. Расчеты подтверждают, что перемычки, существующие в центральных областях дисковых галактик, способны генерировать и поддерживать двухрукавные спиральные узоры. Как следует из численных расчетов, наличие резонансов (линдбладовских и коротационного) в диске не имеет принципиального значения для генерации перемычками крупномасштабного спирального узора.

1. *Введение.* В настоящее время уже не вызывает сомнения, что крупномасштабная структура спиральных галактик (по крайней мере их подавляющего большинства) имеет волновую природу. Хорошо известно также, что если спирали являются долгоживущим феноменом, то возникает проблема их поддержания. По-видимому, наиболее приемлемые пути решения этой проблемы заключаются в следующем [1]: волны плотности могут быть либо следствием некоторых неустойчивостей галактик в целом (см., например, [2]), либо вызываться еще более фундаментальной асимметрией плотности, такой, как перемычки в центральных областях галактик. Причем, поддержание волн плотности перемычками является более предпочтительным, так как этот механизм не зависит критическим образом от величины дисперсии скоростей диска в окрестности коротации и отличие от варианта теории, в котором источником поддержания волн яв-

ляется стабилизация растущих дискретных спиральных мод некоторыми диссипативными механизмами [3].

Имеющиеся наблюдательные данные свидетельствуют в пользу того, что перемычки могут являться источником поддержания волн во многих, если не в большинстве спиральных галактик. Рядом исследователей указывалось, что практически все спиральные галактики обладают более или менее развитыми бароподобными образованиями в центральных областях, и наблюдаемые морфологические различия между S- и SB-галактиками носят скорее количественный, чем качественный характер [4, 5].

В недавней работе Корменди [6], в которой, в частности, исследовалась морфологическая связь перемычек со спиральной структурой, показано, что спиральный узор коррелирует с присутствием бара. Не менее важным аргументом является наличие глобальных спиральных узоров во всех исследованных Корменди спиральных галактиках с перемычками и отсутствие стохастических спиральных узоров типа NGC 2841. Эти факты позволили автору [6] прийти к заключению, что перемычки являются механизмом генерации волн плотности в SB-галактиках.

Возможность генерации и поддержания спиральных волн плотности асимметричными образованиями и, в частности, перемычками, исследовалась рядом авторов ранее (см., например, [7, 8]). Однако аналитическое описание поведения материи в гравитационном поле перемычки возможно лишь при целом ряде упрощающих предположений.

Новый этап в изучении генерации и поддержания волн плотности перемычками связан с работами [9, 10], в которых численно исследовалось нестационарное нелинейное течение газа в гравитационном поле бара. Результаты этих работ показали, что асимметричное возмущение гравитационного потенциала, создаваемое возмущением плотности  $\sim \cos 2\theta$  [10] или неоднородным вытянутым сфероидом [9], способно возбуждать двухрукавную отстающую спираль в дифференциально вращающемся диске. Дальнейшие работы [11, 12] подтвердили этот вывод, а их авторы пришли к заключению, что существенными элементами для генерации спиральной структуры являются наличие резонансов в системе (линдбладовских и коротационного) и вязкость вещества диска.

В большинстве численных экспериментов [10—12], в которых рассматривалось возбуждение спиралей, возмущение потенциала, моделирующее поле бара, выбиралось в виде одной гармоник  $\sim \cos 2\theta$ . Однако возмущение такого вида неадекватно описывает действительность: потенциал бара — вытянутой самосогласованной конфигурации — содержит в общем случае бесконечный набор фурье-компонент, которые определяют результирующий отклик системы. Следует также отметить, что равновесное состояние в работах [10—12] в силу специфики численной модели и граничных условий не являлось стационарным. Например, плотность плоской под-

системы в этих экспериментах уменьшается в два раза за время, приблизительно равное двум оборотам бара, что лишь немногим больше характерного времени установления стационарной волновой картины ( $\sim$  оборота бара).

Таким образом, представляется необходимым дальнейшее исследование отклика плоской подсистемы на потенциал твердотельно вращающегося асимметричного тела конечных размеров (бара) и выяснение характера получающегося узора от параметров бара и диска. Этой цели и посвящена настоящая статья. Для выяснения того, насколько принципиальным является наличие резонансов в появлении спирального узора, в качестве невозмущенного состояния плоской подсистемы мы выбрали однородный твердотельно вращающийся диск. Хотя эта модель далека от действительности и наличие резонансов (в особенности, по-видимому, коротации [13]) существенно в динамике отклика, все же представляется интересным на стадии выяснения принципиальных возможностей механизма генерации исследовать отклик твердотельно вращающегося диска. Кроме того, некоторые системы обладают слабым дифференциальным вращением (примеры см. в [14]) и в них резонансные эффекты могут оказаться существенными.

2. *Постановка задачи.* Как и в предыдущих работах [7—13] рассмотрим двухкомпонентную модель галактики, моделируя плоскую звездногазовую подсистему тонким газовым диском, удерживаемым в равновесии гравитационным полем звезд сферической подсистемы. Самогравитация плоской подсистемы не учитывается, т. е. масса плоской подсистемы, в которой развиваются возмущения, мала по сравнению с массой сферической подсистемы. Будем считать, что в невозмущенном состоянии поверхностная плотность  $\rho_0$  плоской подсистемы постоянна. Пусть возмущения в плоской подсистеме вызываются медленно нарастающим гравитационным полем перемычки, вращающейся в плоскости диска с заданной угловой скоростью  $\Omega_0$ . Появление растущего во времени неосесимметричного потенциала перемычки приводит к медленной эволюции плоской подсистемы — появлению отклика, являющегося нестационарным и, вообще говоря, нелинейным. Нахождение и исследование такого отклика возможно лишь при помощи численного интегрирования системы динамических уравнений.

При сделанных выше предположениях динамика плоской подсистемы описывается системой уравнений гидродинамики, которую удобнее, аналогично [9], записать в системе декартовых координат, вращающейся вместе с перемычкой, в безразмерном виде. Примем за единицу времени  $1/\Omega_0$ , за единицу поверхностной плотности — невозмущенную поверхностную плотность  $\rho_0$ , за единицу длины — некоторый масштаб  $L$ , конкрет-

зируемый в дальнейшем. Тогда в приближении изотермического уравнения состояния система уравнений принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mu}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0, \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} = -\nabla(\Phi_d + \Phi_b) - \frac{c_s^2}{\mu} \nabla \mu - 2[\vec{l}_z \cdot \vec{u}] + \vec{r}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$ ,  $\vec{u}$  — поверхностная плотность и вектор скорости в рассматриваемой точке плоской подсистемы;  $\Phi_d$  — осесимметричный потенциал звезд, удерживающий плоскую подсистему в равновесии;  $\Phi_b$  — потенциал перемычки;  $\vec{r}$  — радиус-вектор;  $\vec{l}_z$  — единичный орт в направлении оси вращения  $z$ ;  $c_s$  — дисперсия скоростей плоской подсистемы.

В качестве модели перемычки выберем модель Фримана [15], то есть будем считать, что возмущенное гравитационное поле создается однородным, твердотельно вращающимся эллипсоидом из бесстолкновительных звезд с полуосями  $a > b = c$ . Безразмерный потенциал такого эллипсоида в плоскости диска записывается в виде (ось  $x$  направлена вдоль большой полуоси) [16]:

$$\Phi_b(x, y) = \begin{cases} = A_b [A_1(a^2 - x^2) + A_2(2b^2 - y^2)], \text{ при } \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \leq 1, \\ -A_b \cdot a \frac{1-e^2}{e^2} \left[ ae \left( 1 - \frac{x^2}{a^2 e^2} + \frac{y^2}{2a^2 e^2} \right) \ln \frac{\sqrt{a^2 + \lambda} + ae}{\sqrt{a^2 + \lambda} - ae} + \right. \\ \left. + \frac{2x^2}{\sqrt{a^2 + \lambda}} - \frac{y^2 \sqrt{a^2 + \lambda}}{b^2 + \lambda} \right], \text{ при } \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} > 1. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $A_b = \frac{\pi G \rho_b}{\Omega^2 b}$ ;  $A_1 = \frac{1-e^2}{e^3} \ln \frac{1+e}{1-e} - 2 \frac{1-e^2}{e^2}$ ;  $A_2 = \frac{1}{e^2} - \frac{1-e^2}{2e^3} \times \ln \frac{1+e}{1-e}$ ;  $G$  — гравитационная постоянная;  $\rho_b$  — объемная плотность перемычки;  $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$  — эксцентриситет эллипсоида;  $\lambda$  — эллипсоидальная координата, определяемая из уравнения

$$\frac{x^2}{a^2 + \lambda} + \frac{y^2}{b^2 + \lambda} = 1.$$

Для решения системы динамических уравнений (1) исследуемая область плоской подсистемы разбивалась прямоугольной сеткой  $60 \times 60$  ячеек. Размер каждой ячейки  $L$ , который выбирался в качестве масштаба

обезразмеривания, определяется степенью «разрешения» сетки, то есть тем, насколько большая область диска должна рассматриваться.

Система уравнений (1) с потенциалом в форме (2) интегрировалась численно по схеме типа «жидкость в ячейке» [17]. В отличие от [10—12] плотность и скорость газа в граничных ячейках оставались в процессе интегрирования равными своим невозмущенным значениям. Такой выбор граничных условий обусловлен тем, что градиент потенциала бара уменьшается с расстоянием от центра, и возмущения в приграничных областях сравнительно малы. Кроме того, при невозмущенных граничных условиях равновесное состояние твердотельно вращающегося диска поддерживается сколь угодно долго.

3. *Результаты и обсуждение.* На рис. 1—4 представлены результаты численных экспериментов по генерации отклика перемичками в твердотельно вращающихся дисках. Отклонение вещества диска от первоначального однородного распределения обусловлено гравитационным потенциалом перемички, адиабатически включающимся в экспериментах за 300 временных шагов, что соответствует  $\sim 0.5$  оборота бара. Отношение большой и малой полуосей бара во всех экспериментах принималось равным 4 : 1. Расчеты проводились при следующих соотношениях угловых скоростей диска и бара  $\Omega_d/\Omega_b$ : 3; 1.5; 1.3; 1.1; 0.9; 0.75; 0.5; 0.33; 0.1. В ряде экспериментов, когда угловая скорость бара превышала угловую скорость диска, возбуждался хорошо развитый двухрукавный отстающий спиральный узор, твердотельно вращающийся с угловой скоростью бара. Стационарная картина устанавливалась за время порядка 1—2 оборотов бара, слабо изменяясь в течение всего времени численного эксперимента ( $\sim 3$ —6 оборотов в различных вариантах).

Значения физических параметров диска и бара при заданных значениях безразмерных величин не являются однозначными. Например, в варианте, изображенном на рис. 2а, можно принять следующие значения физических величин:

$$\Omega_b = 30 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{кпс}}; \quad \Omega_d = 10 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{кпс}}; \quad L = \frac{1}{3} \text{ кпс};$$

$$c_s = 30 \frac{\text{км}}{\text{с}}; \quad a = 5 \text{ кпс}; \quad M_b = 2.1 \cdot 10^8 M_\odot.$$

Для выяснения влияния граничных эффектов на характер отклика и проверки правильности численного эксперимента счет при заданных значениях физических параметров бара и диска проводился дважды, различаясь лишь масштабом элементарной ячейки  $L$ . Увеличение масштаба ячейки вдвое при неизменных физических параметрах бара и диска соответствует «удалению» от диска на вдвое большее расстояние. Волновой

узор при этом должен изменяться подобным образом. В вариантах «а» величина  $L$  выбиралась равной  $1/3$  кпс, а в «б» —  $2/3$  кпс. Из сопоставления вариантов «а» и «б» видно, что форма узора изменяется ожидаемым образом, исключая приграничную область.

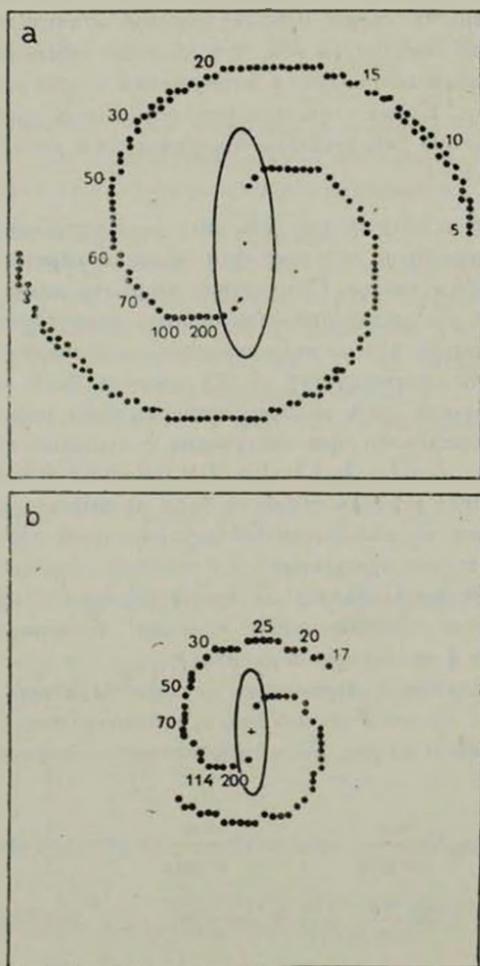


Рис. 1. а)  $Q_d/Q_b = 0.1$ ;  $\alpha = 15$ ;  $t \approx 3$  оборота бара;  $c_s = 3$ . Здесь и далее на всех рисунках точками обозначены положения максимума возмущенной плотности газа, а цифрами указана величина возмущения в процентах относительно фона. Вращение перемычки и диска происходит против часовой стрелки.

б)  $Q_d/Q_b = 0.1$ ;  $\alpha = 8$ ;  $t \approx 4,5$  оборота бара;  $c_s = 1, 5$ .

Результаты проведенных численных экспериментов сводятся к следующему:

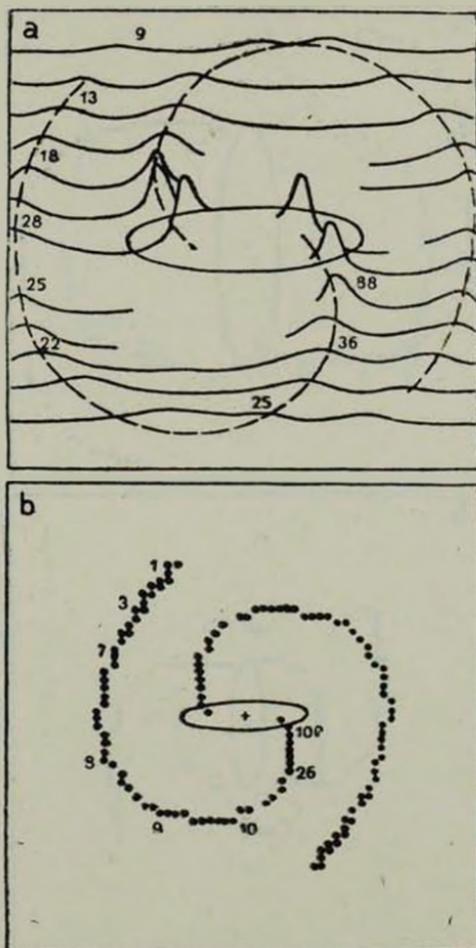


Рис. 2, а)  $\Omega_d/\Omega_b=0.33$ ;  $a=15$ ;  $t \approx 1,5$  оборота бара;  $c_s=3$ .  
 б)  $\Omega_d/\Omega_b=0.33$ ;  $a=8$ ;  $t \approx 1,5$  оборота бара;  $c_s=1.5$ .

1. Перемычки способны генерировать отстающий двухрукавный спиральный узор в твердотельно вращающемся диске, если бар вращается быстрее диска и разность угловых скоростей бара и диска не слишком мала ( $\Omega_d/\Omega_b \lesssim 0.75$ ).

2. Существенным моментом в объяснении генерации спиральной структуры в работах [10—12] является изменение ориентации замкнутых ор-

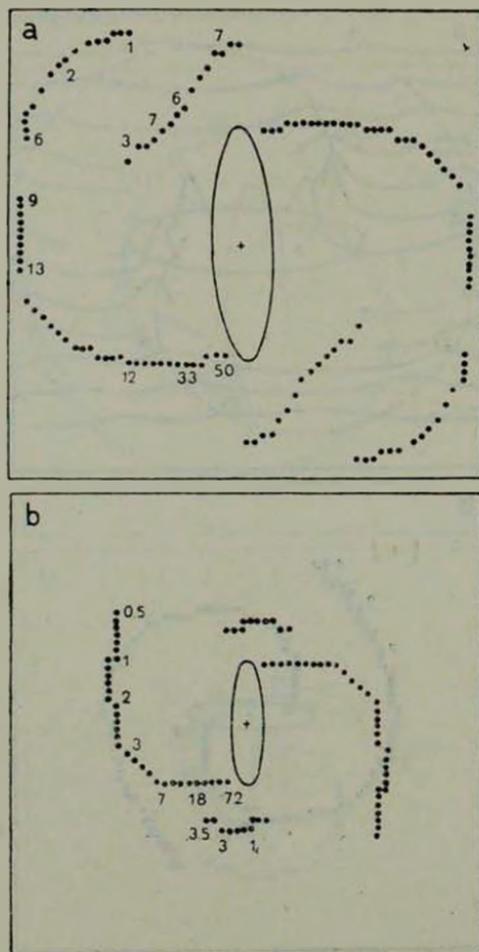


Рис. 3, а)  $\Omega_d/\Omega_b = 0.5$ ;  $a = 15$ ;  $t = 3$  оборота бара;  $c_s = 3$ .

б)  $\Omega_d/\Omega_b = 0.5$ ;  $a = 8$ ;  $t \approx 3$  оборота бара;  $c_s = 1.5$ .

бит при переходе через резонансы в системе. Возбуждение спирального узора в твердотельно вращающемся диске показывает, что наличие резонансов в системе не является принципиальным для генерации крупномасштабного спирального узора переключками.

3. Форма спирального узора сильно зависит от соотношения угловых скоростей перемычки и диска. Из рис. 1—4 видно, что с увеличением от-

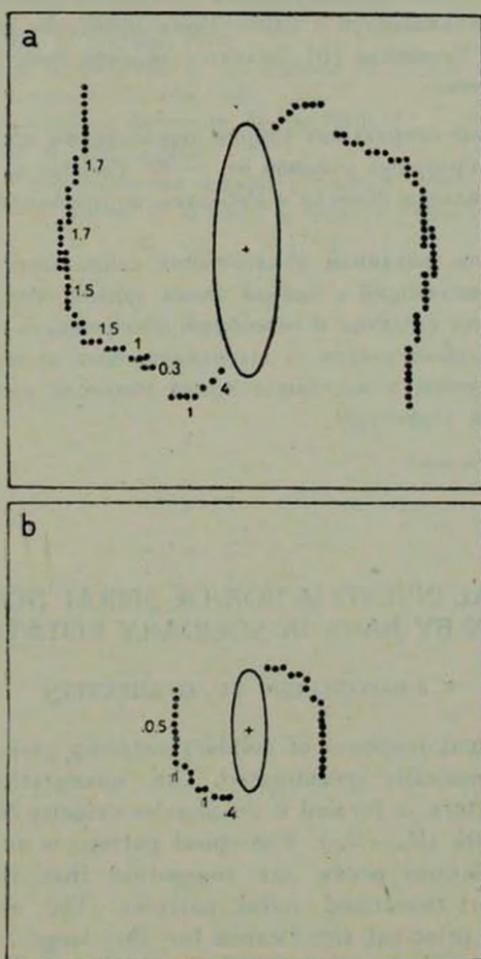


Рис. 4. а)  $\Omega_d/\Omega_b = 0.75$ ;  $a = 15$ ;  $t \approx 4,5$  оборота бара;  $c_s = 3$ .

б)  $\Omega_d/\Omega_b = 0.75$ ;  $a = 8$ ;  $t \approx 6$  оборотов бара;  $c_s = 1,5$ .

ношения  $\Omega_b/\Omega_d$  возрастает как величина закрутки спирали, так и ее амплитуда.

4. Если угловая скорость перемычки не превышает угловой скорости диска, спиральная структура не возбуждается. Откликом в этом случае является газовый бар, вытянутый вдоль главной оси перемычки.

5. В ряде экспериментов форма получающихся рукавов отличается от классической логарифмической спирали. Например, при  $\Omega_d/\Omega_b = 0.33$  (рис. 2а, б) спиральные рукава сначала отходят от центра галактики, затем несколько приближаются к нему. Такое поведение спиральных рукавов, как отмечает Корменди [6], является характерным в пересеченных спиральных галактиках.

6. Возбуждение спиральных узоров перемычками может обеспечивать протяженность спиральных рукавов от  $\sim 90^\circ$  (варианты 3 и 4), как и в экспериментах Сандерса, Хантли и Робертса, до приблизительно  $270^\circ$  (вариант 1).

Таким образом, механизм поддержания спиральных волн плотности перемычками, позволяющий с единой точки зрения объяснить структуру S- и SB-спиральных галактик и способный обеспечивать генерацию широкого класса спиральных узоров от тугозакрученных до широко открытых, является, по-видимому, в настоящее время наиболее привлекательным в теории спиральной структуры.

Ростовский государственный  
университет

## THE NUMERICAL INVESTIGATION OF SPIRAL DENSITY WAVES GENERATION BY BARS IN SOLIDARY ROTATING DISKS

V. I. KORCHAGIN, YU. G. SHEVELEV

Time-dependent response of solidary rotating gaseous disk forced by the bar is numerically investigated. The quasistationary two-armed trailing spiral pattern is formed if the angular velocity of the bar exceeds the one of the disk ( $\Omega_b > \Omega_d$ ). The spiral pattern is not formed if  $\Omega_b < \Omega_d$ . The calculations prove the suggestion that the bar can generate and support two-armed spiral patterns. The existence of resonances has not a principal significance for the large scale spiral pattern generation by the bar.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Toomre, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 437, 1977.
2. C. C. Lin, in „Astron. Papers Dedicated to Bengt Strömberg“, Publ. Copenhagen Univ. Obs., 1978.
3. A. J. Kalnajs, IAU Symp. No. 77, Dordrecht-Boston, 1978.
4. E. Holmberg, Meddel. Lund. Obs., No. 136, 1958.
5. B. Lindblad, Scripta Varia, No. 16, 33, 1958.
6. J. Kormendy, Ap. J., 227, 714, 1979.

7. *S. I. Feldman, C. C. Lin*, Stud. Appl. Math., 52, 1, 1973.
8. *В. И. Корчагин, А. С. Марочник*, Астрон. ж., 52, 15, 1975.
9. *S. A. Sorensen, T. Matsuda, M. Fujimoto*, Astrophys. Space Sci., 43, 491, 1976.
10. *R. H. Sanders, J. M. Huntley*, Ap. J., 209, 53, 1976.
11. *R. H. Sanders*, Ap. J., 217, 916, 1977.
12. *J. M. Huntley, R. H. Sanders, W. W. Roberts*, Ap. J., 221, 521, 1978.
13. *В. И. Корчагин*, Астрон. ж., 53, 260, 1976.
14. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Астрон. ж., 47, 16, 1970.
15. *K. C. Freeman, M. N.*, 134, 1, 1966.
16. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
17. *R. A. Gentry, R. E. Martin, B. J. Daly*, J. Comput. Phys., 1, 87, 1966.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 524.8

## ОБ ЭВОЛЮЦИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ФРИДМАНОВСКИХ МОДЕЛЯХ ВСЕЛЕННОЙ

С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 14 июня 1979

Принята к печати 18 февраля 1980

В рамках космологических моделей Фридмана получены уравнения, описывающие эволюцию возмущений произвольной величины. Предполагается, что масштаб возмущений во много раз меньше горизонта, а амплитуда никогда не достигает релятивистских величин, поэтому гравитация описывается в ньютоновском приближении. Существенной чертой полученных уравнений является их независимость от основных параметров космологической модели  $H_0$  и  $\Omega_0$ . Тем самым решается вопрос о подобии в эволюции возмущений в моделях с различными  $\Omega_0$ . Эволюция возмущений протекает в трех различных режимах в зависимости от типа космологической модели (открытая, критическая или замкнутая), поэтому поведение возмущений подобно лишь в пределах одного типа моделей. Однако переход к модели с конкретной величиной  $\Omega_0$  при фиксированном типе космологической модели осуществляется просто масштабным преобразованием.

1. *Введение.* В основе многих современных теорий образования крупномасштабной структуры Вселенной лежит анализ развития неоднородностей в расширяющейся Вселенной. Эволюция возмущений на линейной стадии достаточно хорошо исследована (см., например, [7]), там же можно найти ссылки на оригинальные работы. Законы роста малых возмущений существенно зависят от типа космологической модели, который определяется величиной  $\Omega_0 = \bar{\rho}_0/\rho_c$ , где  $\bar{\rho}_0$  — средняя современная плотность вещества во Вселенной, а  $\rho_c$  — критическая плотность, которая выражается через постоянную Хаббла соотношением  $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ . В замкнутых ( $\Omega_0 > 1$ ) и критической ( $\Omega_0 = 1$ ) моделях малые возмущения с течением времени всегда достигают нелинейной стадии, а в открытых моделях ( $\Omega_0 < 1$ ) малые возмущения могут „замерзнуть“.

В данной работе показано, что в общем случае, когда возмущения не малы, их рост протекает в трех режимах, соответствующих трем типам Фридмановских космологических моделей: открытым, критической и замкнутым. Рассматриваются два типа моделей: 1) самогравитирующий газ с постоянной теплоемкостью и 2) бесстолкновительная самогравитирующая система частиц, описываемая кинетическим уравнением Власова. В обоих случаях получены уравнения, описывающие эволюцию возмущений в космологических моделях Фридмана. Уравнения не содержат коэффициентов, зависящих от параметров космологической модели, поэтому их решения также не зависят от этих параметров. Однако вид уравнений различен для разных типов космологических моделей. Поэтому при одинаковых начальных возмущениях существуют три типа законов роста неоднородностей в зависимости от типа модели. Переход к моделям с конкретной величиной  $\Omega_0$  осуществляется с помощью масштабного преобразования.

2. Самогравитирующий газ с постоянной теплоемкостью. Рассмотрим эволюцию возмущений в нерелятивистском газе. Такая ситуация важна во многих теориях образования галактик (адиабатическая и некоторые варианты энтропийной и вихревой теорий происхождения галактик). В интересующем нас диапазоне масштабов от  $10^5$  до  $10^{15} M_\odot$  (от шаровых скоплений до сверхскоплений галактик) тяготение с достаточной точностью описывается в ньютоновском приближении\*. Поэтому система уравнений газодинамики самогравитирующего газа имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_i} (\rho u_i) &= 0, \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial r_k} &= - \frac{\partial \Phi}{\partial r_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r_i}, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r_i^2} &= 4\pi G \rho, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} &= 0, \\ \varepsilon &= \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}. \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначения — общепринятые;  $t$  — время,  $r_i$  — эйлеровы координаты,  $\rho$  — плотность,  $u_i$  — скорость,  $\Phi$  — гравитационный потенциал,  $P$  — дав-

\* Рассматриваются возмущения с амплитудами, заведомо не достигающими релятивистских значений.

ление,  $\varepsilon$  — удельная внутренняя энергия,  $G$  — постоянная тяготения,  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. Диссипативные процессы и потери энергии на излучение не рассматриваются.

Выделим явно среднее расширение Вселенной (см., например, [7]). Для этого представим скорость  $u_i$  и гравитационный потенциал в виде двух слагаемых:

$$\begin{aligned} u_i(t, r_i) &= H(t) r_i + v_i(t, r_i), \\ \Phi(t, r_i) &= \frac{2}{3} \pi \bar{\rho}(t) r_i^2 + \varphi(t, r_i), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $H(t)$  — постоянная Хаббла и  $\bar{\rho}(t)$  — средняя плотность вещества во Вселенной в момент времени  $t$ . Первые слагаемые в равенствах (2) описывают однородно и изотропно расширяющуюся космологическую модель, а вторые — эволюцию неоднородностей.

Подставив (2) в систему уравнений (1) и учитывая соотношения для невозмущенных величин, нетрудно получить систему уравнений, описывающих эволюцию неоднородностей в расширяющейся космологической модели. Полученная таким образом система уравнений содержит коэффициенты, зависящие от современных значений параметров космологической модели  $H_0$  и  $\Omega_0$ . Следовательно, и решения этой системы, описывающие эволюцию неоднородностей, также будут зависеть от  $H_0$  и  $\Omega_0$ .

Перейдем к новым безразмерным переменным, которые определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{r}_i &= \frac{1}{a} \frac{r_i}{r_0}; & \tilde{dt} &= \frac{1}{a^2} \frac{dt}{t_0}; \\ \tilde{\rho} &= a^3 \frac{\rho}{\rho_0}; & \tilde{v}_i &= a \frac{v_i}{v_0}; & \tilde{\varphi} &= a^2 \frac{\varphi}{\varphi_0}; \\ \tilde{P} &= a^5 \frac{P}{P_0}; & \tilde{\varepsilon} &= a^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}. \end{aligned} \quad (3)$$

Величины с индексом нуль — зависящие только от  $H_0$  и  $\Omega_0$  единицы, в которых измеряются соответствующие физические величины. Введение множителя  $a \propto (1+z)^{-1}$ , описывающего увеличение в ходе расширения линейных масштабов космологической модели, означает переход к сопутствующим координатам и исключает среднее расширение [3—5].

Выберем в качестве единиц следующие величины:

$r_0$  — произвольная величина размерности длины,

$$t_0 = \frac{2\alpha^{-3/2}}{H_0 \sqrt{\Omega_0}}; \quad v_0 = \frac{r_0}{t_0}; \quad \rho_0 = \frac{3\Omega_0 H_0^2}{8\pi G};$$

$$P_0 = \rho_0 v_0^2; \quad \varepsilon_0 = \varphi_0 = v_0^2, \quad (4)$$

где параметр  $\alpha$  зависит только от  $\Omega_0$  и имеет различный вид в моделях разного типа

$$\alpha(\Omega_0) = \begin{cases} \frac{1 - \Omega_0}{\Omega_0} & \text{при } \Omega_0 < 1, \\ 1 & \text{при } \Omega_0 = 1, \\ \frac{\Omega_0 - 1}{\Omega_0} & \text{при } \Omega_0 > 1. \end{cases} \quad (5)$$

При этом масштабный фактор  $a$ , зависящий от безразмерного времени  $t$ , определяется соотношениями (рис. 1, сплошные кривые)

$$a(\tilde{t}) = \begin{cases} (\tilde{t}^2 - 1)^{-1} & \text{при } \Omega_0 < 1 \\ \tilde{t}^{-2} & \text{при } \Omega_0 = 1 \\ (\tilde{t}^2 + 1)^{-1} & \text{при } \Omega_0 > 1 \end{cases} \quad (6)$$

Безразмерное время  $\tilde{t}$  отрицательно, причем рост физического времени  $t$  от 0 (космологическая сингулярность) соответствует росту безразмерного времени  $\tilde{t}$  от  $-\infty$ . В открытых моделях бесконечность физического времени соответствует безразмерному времени  $\tilde{t} = -1$ , в критической модели бесконечность физического времени соответствует  $\tilde{t} = 0$ , а в замкнутых моделях при  $\tilde{t} = 0$  расширение сменяется сжатием (рис. 1). В новых переменных система (1) имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{r}_i} (\rho \tilde{v}_i) = 0,$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v}_k \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial \tilde{r}_k} = - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tilde{r}_i}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}_i^2} = 6 \cdot \alpha(\tilde{t}) (\rho - 1),$$

$$\frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\tilde{t}} = h(\tilde{t}) \left( 2\tilde{\varepsilon} - 3 \frac{\tilde{P}}{\tilde{\rho}} \right) + \frac{\tilde{P}}{\tilde{\rho}^2} \frac{d\tilde{\rho}}{d\tilde{t}},$$

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\tilde{P}}{\tilde{\rho}}. \quad (7)$$

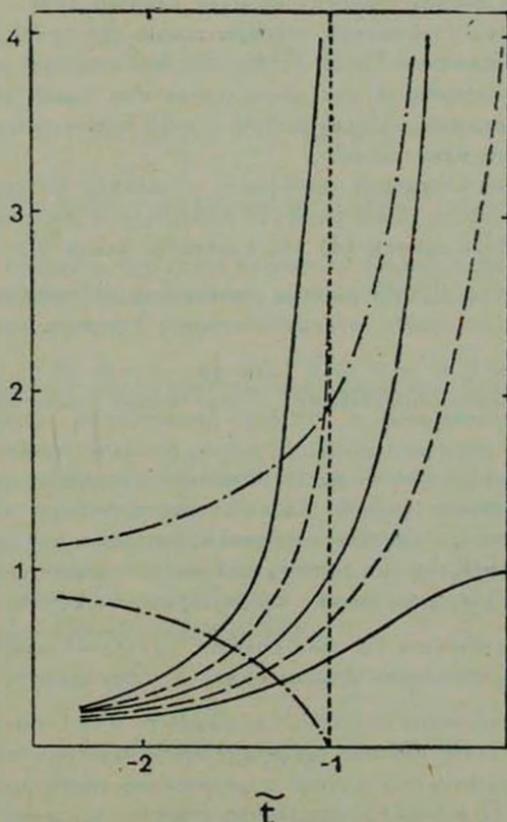


Рис. 1. Сплошные кривые показывают зависимость функции  $\alpha$  от  $\tilde{t}$  в моделях трех типов: открытых — верхняя кривая, критическая — средняя кривая и замкнутых — нижняя кривая. Штриховые кривые — функции  $b_2(\tilde{t})$ , описывающие рост возмущений: верхняя кривая соответствует  $\Omega < 1$ , нижняя —  $\Omega > 1$ , при  $\Omega = 1$  функция  $b_2(\tilde{t}) = \alpha(\tilde{t})$ . Штрихпунктирные кривые показывают ход  $\Omega$  в зависимости от  $\tilde{t}$  для замкнутых ( $\Omega > 1$ ) и открытых ( $\Omega < 1$ ) моделей.

Функция  $\bar{h}(t)$  определяется аналогично постоянной Хаббла:

$$\bar{h}(t) = \frac{1}{a} \frac{da}{dt}. \quad (8)$$

Полученная система уравнений (7) не зависит от величины параметров космологической модели  $H_0$  и  $\Omega_0$ . Однако функции  $\bar{a}(t)$  и  $\bar{h}(t)$  имеют различный вид в космологических моделях разного типа.

Три уравнения (уравнения непрерывности, Эйлера и уравнение состояния) не изменили своего вида. Уравнение, описывающее эволюцию энергии в наиболее интересном для рассматриваемых задач случае  $\gamma = 5/3$ , также остается прежним, так как в этом случае первое слагаемое в правой части тождественно равно нулю.

Существенные изменения претерпело уравнение Пуассона. В правой части вместо плотности стоит разность плотности и постоянной величины (при данном выборе единиц (4) эта константа равна 1), умноженной на функцию времени  $\bar{a}(t)$ . Множитель, зависящий от времени, приводит к относительному усилению взаимодействия с течением времени, так как с ростом времени  $\bar{t}$  от  $-\infty$  до 0 (или до  $-1$  при  $\Omega_0 < 1$ )  $\bar{a}(t)$  растет. Однако это усиление происходит с различной скоростью при разных  $\Omega_0$  (6).

Разность  $\bar{\rho} - 1$  в правой части может быть отрицательна в областях, где плотность меньше средней. Казалось бы, появление в правой части уравнения Пуассона величины, которая может быть как положительной, так и отрицательной, делает систему похожей на плазму, но другой знак (здесь плюс, а в электродинамике минус) приводит к тому, что одноименно «заряженные» области (то есть области, где  $\bar{\rho} - 1$  одного знака) притягиваются, а разноименно «заряженные» — отталкиваются. В результате происходит разделение областей, где разность  $\bar{\rho} - 1$  имеет разный знак. Это хорошо известное явление гравитационной неустойчивости.

Следует отметить, что важное с физической точки зрения изменение вида уравнений Пуассона несущественно с вычислительной точки зрения. поэтому при численном решении системы уравнений (7) можно использовать обычные методы.

В случае модели с критической плотностью ( $\Omega_0 = 1$ ) система уравнений (7) обладает симметрией относительно некоторого масштабного преобразования. Пусть функции  $\bar{\rho}^{(1)}$ ,  $\bar{v}^{(1)}$ ,  $\bar{\sigma}^{(1)}$ ,  $\bar{P}^{(1)}$  и  $\bar{\varepsilon}^{(1)}$  являются решением системы (7), тогда

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}^{(2)}(\tilde{t}, \tilde{r}_i) &= \tilde{\rho}^{(1)}(\tilde{t}, \mu \tilde{r}_i), \\ \tilde{v}^{(2)}(\tilde{t}, \tilde{r}_i) &= \frac{\lambda}{\mu} \tilde{v}^{(1)}(\tilde{t}, \mu \tilde{r}_i), \\ \tilde{\varphi}^{(2)}(\tilde{t}, \tilde{r}_i) &= \frac{\lambda^2}{\mu^2} \tilde{\varphi}^{(1)}(\tilde{t}, \mu \tilde{r}_i), \\ \tilde{P}^{(2)}(\tilde{t}, \tilde{r}_i) &= \frac{\lambda^2}{\mu^2} \tilde{P}^{(1)}(\tilde{t}, \mu \tilde{r}_i), \\ \tilde{\varepsilon}^{(2)}(\tilde{t}, \tilde{r}_i) &= \frac{\lambda^2}{\mu^2} \tilde{\varepsilon}^{(1)}(\tilde{t}, \mu \tilde{r}_i) \end{aligned}$$

(где  $\lambda$  и  $\mu$  — постоянные коэффициенты) также удовлетворяют системе уравнений (7).

Нетрудно показать, что соотношения на фронте адиабатической ударной волны в безразмерных имеют тот же вид, что и в физических переменных.

3. *Бесстолкновительное кинетическое уравнение Власова.* При исследовании процесса образования галактик и формирования современной структуры Вселенной большое распространение получили численные эксперименты с системами, состоящими из большого числа частиц, взаимодействующих лишь гравитационно. Разные авторы используют различные подходы: как расчет попарных взаимодействий частиц, так и расчет усредненного гравитационного поля. Здесь будет рассмотрено описание гравитирующей среды в рамках кинетического подхода Власова. В этом случае система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial r_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial r_i} \frac{\partial f}{\partial u_i} &= 0, \\ u_i &= dr_i/dt, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r_i^2} &= 4\pi G \int f d^3u, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $f(t, r_i, u_i)$  — одночастичная функция распределения,  $r_i$  — координаты,  $u_i$  — скорости,  $\Phi$  — гравитационный потенциал.

После перехода к новым переменным (3) система уравнений (9) имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + \tilde{v}_i \frac{\partial \tilde{f}}{\partial r_i} - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial r_i} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial v_i} = 0, \quad (10)$$

$$\tilde{v}_i = d\tilde{r}_i/dt, \quad \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial r_i^2} = 6 \cdot a(\tilde{t}) \left( \int \tilde{f} d^3\tilde{v} - 1 \right).$$

где  $\tilde{f}(\tilde{t}, \tilde{r}_i, \tilde{v}_i) = f(t, r_i, v_i)$ .

С помощью системы уравнений (10) обычным путем можно получить уравнение, связывающее изменение кинетической и потенциальной энергий возмущений [1, 2, 9].

$$\frac{d\tilde{T}}{dt} = \frac{d\tilde{U}}{dt} - h(\tilde{t})\tilde{U}, \quad (11)$$

где  $\tilde{T} = \frac{1}{2} \int \tilde{v}^2 \tilde{f} d^3\tilde{v} d^3\tilde{r}$  — кинетическая энергия возмущений и  $\tilde{U} = \frac{1}{2} \int \tilde{\varphi} \left( \int \tilde{f} d^3\tilde{v} - 1 \right) d^3\tilde{r}$  — потенциальная энергия возмущений.

4. Эволюция возмущений потенциального типа в среде без давления. Эволюция возмущений потенциального типа, имеющих масштаб во много раз превосходящий длину Джинса, описывается приближенным решением Зельдовича [6] (область применимости и точность этого решения исследовались в работах [3, 4, 8]).

В безразмерных переменных (4) вещество движется в соответствии с уравнением

$$\tilde{r}_i = \tilde{q}_i - b(\tilde{t}) \cdot s_i(\tilde{q}_i), \quad (12)$$

где  $\tilde{r}_i$  и  $\tilde{q}_i$  — эйлеровы и лагранжевы координаты частицы,  $s_i(\tilde{q}_i)$  — вектор, задающий возмущение в каждой частице, функция  $b(\tilde{t})$  удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2 b}{d\tilde{t}^2} - 6 \cdot a(\tilde{t}) \cdot b = 0. \quad (13)$$

Напомним, что функция  $a(\tilde{t})$  имеет различный вид в космологических моделях разного типа (6). Одно решение уравнения (13) (нормировка произвольна),

$$b_1(\bar{t}) = -\bar{t}/a(\bar{t}), \quad (14)$$

описывает эволюцию затухающей моды, а другое,

$$b_2(\bar{t}) = \begin{cases} \frac{5}{2} [1 + 3(\bar{t}^2 - 1)(1 - \bar{t} \cdot \text{Arcth } \bar{t})] & \text{при } \Omega_0 < 1, \\ \bar{t}^{-2} & \text{при } \Omega_0 = 1, \\ \frac{5}{2} \left[ -1 + 3(\bar{t}^2 + 1) \left( 1 + \bar{t} \left( \text{arctg } \bar{t} + \frac{\pi}{2} \right) \right) \right] & \text{при } \Omega_0 > 1, \end{cases} \quad (15)$$

соответствует растущей моде. Множитель 5/2 в случаях  $\Omega_0 < 1$  и  $\Omega_0 > 1$  выбран с тем расчетом, что при  $\bar{t} \rightarrow -\infty$  все три функции  $b_2(\bar{t}) \approx \bar{t}^{-2}$  (рис. 1).

Скорость и плотность в частице с лагранжевыми координатами определяются по формулам

$$\tilde{v}_i(\bar{t}, \tilde{q}_i) = \tilde{d}r_i/\tilde{d}\bar{t} = -\frac{db_2}{d\bar{t}} s_i(\tilde{q}_i), \quad (16)$$

$$\tilde{\rho}(\bar{t}, \tilde{q}_i) = 1/\left| \tilde{v}_{,ik} - b_2(\bar{t}) \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \right|. \quad (16a)$$

Из формул (12) и 16a) видно, что в рамках рассматриваемого приближения при одинаковом начальном возмущении (то есть функции  $s_i(\tilde{q}_i)$ ) распределение вещества определяется лишь значением функции  $b_2(\bar{t})$ . Поэтому распределение вещества, которое достигается в модели с критической плотностью в любой момент времени, при котором  $b_2 < 2.5$ , возможно и в открытых моделях, но, конечно, в другой момент времени. Однако в открытых и критических моделях соответствующие частицы, имея одинаковые координаты, обладают различными скоростями, так как скорость определяется величиной производной  $db_2/d\bar{t}$  (см. (16)), а не величиной  $b_2$ . Следует подчеркнуть, что указанные особенности эволюции неоднородностей в различных космологических моделях справедливы лишь в рамках приближенного решения (12).

В заключение приведем формулы, связывающие красное смещение  $z$  и текущее значение безразмерной плотности  $\Omega$  с безразмерным временем  $\bar{t}$  (рис. 1).

$$1+z = \frac{\alpha}{a} = \begin{cases} \frac{1-\Omega_0}{\Omega_0} (\tilde{t}^2-1) & \text{при } \Omega_0 < 1, \\ \tilde{t}^2 & \text{при } \Omega_0 = 1, \\ \frac{\Omega_0-1}{\Omega_0} (\tilde{t}^2+1) & \text{при } \Omega_0 > 1, \end{cases}$$

$$\Omega = \begin{cases} 1 - \tilde{t}^{-2} & \text{при } \Omega_0 < 1, \\ 1 + \tilde{t}^{-2} & \text{при } \Omega_0 > 1. \end{cases}$$

5. **Вывод.** Описанное в настоящей работе преобразование уравнений газодинамики, бесстолкновительной кинетики и тяготения приводит к уравнениям, описывающим эволюцию возмущений во фридмановской модели, независимым от параметров космологической модели  $H_0$  и  $\Omega_0$ . Это означает, что и развитие возмущений не зависит от конкретной величины  $H_0$  и  $\Omega_0$ .

Функциональное различие  $a(t)$  в различных типах космологических моделей приводит к трем принципиально различным типам эволюции возмущений в открытых, критической и замкнутых моделях. Естественно, что это отличие существенно лишь в области, где  $\Omega$  заметно отличается от единицы.

Полученные уравнения, прежде всего, решают вопрос о подобии эволюции возмущений в космологических моделях с разными  $\Omega_0$ , который был ранее решен в предельном случае малых возмущений.

Данные уравнения могут быть использованы в различных численных экспериментах, моделирующих процесс возникновения крупномасштабной структуры Вселенной. В связи с этим стоит подчеркнуть, что безразмерные уравнения практически сохранили вид исходных уравнений, что позволяет применять хорошо разработанные методы численного решения уравнений такого типа.

В данной работе были рассмотрены простейшие модели догалактической среды (идеальный газ, бесстолкновительная система), однако можно надеяться, что аналогичные преобразования будут полезны и в более сложных моделях.

Автору приятно выразить благодарность Я. Б. Зельдовичу и А. Г. Дорошкевичу за полезные обсуждения и замечания.

ON THE EVOLUTION OF PERTURBATIONS IN  
FRIEDMAN MODELS OF THE UNIVERSE

S. F. SHANDARIN

In the frame of Friedman cosmological models the equations of evolution of perturbation of arbitrary amplitude have been analysed. The scale of perturbations is supposed to be small in comparison of the horizon and the amplitude is smaller than the relativistic limit so that the Newtonian description of gravitation is used. The important feature of the equations is their independence of fundamental parameters of the cosmological model  $H_0$  and  $\Omega_0$ . Thus the question of similarity of evolution of perturbation in models with arbitrary  $\Omega_0$  has been solved. The evolution of perturbation goes in three different behaviours depending on the type of the cosmological model (open, critical or closed). Therefore the behaviour of perturbation is similar only in the frame of the same type of the model. However the transition to the model having the particular  $\Omega_0$  within the same type of cosmological models is realized with the help of scaling transformation.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Дмитриев, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 45, 1150, 1963.
2. Н. А. Дмитриев, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 48, 79, 1964.
3. А. Г. Дорошкевич, Э. В. Коток, И. Д. Новиков, А. Н. Полюдов, Ю. С. Сизов, С. Ф. Шандарин, МН, 192, 321, 1980.
4. А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин, Астрофизика, 9, 258, 1973.
5. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, Астрофизика, 9, 549, 1973.
6. Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 6, 119, 1970.
7. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
8. И. Д. Новиков, Астрон. ж., 62, 1038, 1975.
9. W. M. Irvine, Doctoral Thesis, Harvard Univ., 1961.

УДК 523.84

АККРЕЦИЯ ВЕЩЕСТВА НА СВЕРХМАССИВНЫЕ  
ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

А. С. ЗЕНЦОВА

Поступила 31 мая 1979

Принята к печати 6 июня 1980

Рентгеновское излучение квазаров и ядер сейфертовских галактик получает объяснение в рамках двухтемпературной модели дисковой аккреции на сверхмассивную черную дыру. В этой модели внутренняя область диска прозрачна по истинному поглощению, давление в ней определяется веществом, электронная температура  $\sim 5 \cdot 10^8$  К и ионная температура в  $\sim 10^3$  раз выше. Рентгеновское излучение образуется во внутренней области диска при комптонизации мягкого излучения, источником которого является внешняя область диска. В диапазоне 1—60 кэВ модель предсказывает степенной спектр излучения с показателем  $\gamma = 1$ , который близок к среднему спектральному индексу рентгеновского излучения ядер активных галактик.

Рентгеновское излучение (X-излучение) квазаров и ядер сейфертовских галактик является одним из признаков их активности. Светимость квазаров  $L_x$  в диапазоне 2—10 кэВ составляет  $10^{45} \div 10^{46}$  эрг/с, ядер сейфертовских галактик —  $L_x = 10^{43} \div 10^{45}$  эрг/с [1—4]. Спектр излучения этих объектов в указанном диапазоне близок к степенному с показателем спектра  $\gamma' = 1.5 \div 2.0$  (по числу квантов). Светимость объектов в рентгеновском диапазоне  $L_x$  обычно не превосходит их оптическую светимость  $L_{opt}$ , однако в последнее время обнаружены сейфертовские галактики и квазары, у которых основная доля энергии излучается в рентгеновском диапазоне:  $L_x/L_{opt} = 7 \div 10$  [4]. X-излучение обнаружено также у некоторых радиогалактик.

Весьма важным представляется открытие группой Джаккони [5] вспышек X-излучения с длительностью  $\tau \sim 700$  секунд у ядра сейфертов-

ской галактики NGC 4151. Вариации X-излучения с характерным временем  $\tau \sim 700$  с устанавливают верхний предел размера области, излучающей X-лучи,  $R \lesssim 2 \cdot 10^{13}$  см и массы источника  $M \lesssim 2 \cdot 10^3 M_{\odot}$ .

Для интерпретации X-излучения некоторых активных галактик привлекают синхротронно-комптоновскую модель [6]. Согласно этой модели X-излучение объекта образуется при обратном комптоновском рассеянии синхротронного излучения радиодиапазона на релятивистских электронах. Модель [6] предсказывает наличие корреляции между радиосветимостью и рентгеновской светимостью источников. Она обнаружена у радиогалактик, излучающих X-лучи, но не обнаружена у сейфертовских галактик [4]. В соответствии с этим считают, что модель [6] описывает процессы, ответственные за формирование нетеплового излучения радиогалактик [7], возможность же ее применения для интерпретации X-излучения сейфертовских галактик и квазаров ставится под сомнение [8].

В предлагаемой работе рассматривается возможность объяснения X-излучения ядер сейфертовских галактик и квазаров в двухтемпературной модели аккреционного диска вокруг сверхмассивной черной дыры.

Для сверхмассивной черной дыры с массой  $M = 10^6 - 10^8 M_{\odot}$  стандартная теория дисковой аккреции [9] предсказывает низкую поверхностную температуру вещества в диске. Вблизи внутренней границы диска  $R = 4R_g$  она равна

$$T_0 \approx 10^5 \left( \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}} \right)^{1/4} \left( \frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \text{ К},$$

где  $\dot{M}_{cr}$  — скорость аккреции, при которой полное энергосвечение в диске равно предельной эддингтоновской светимости,  $L_c = 10^{46} \times \times (M/10^8 M_{\odot})$  эрг/с. Максимум в спектре излучения диска приходится на частоту

$$\nu_{\max} \approx 10^{16} \left( \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}} \right)^{1/4} \left( \frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \text{ Гц},$$

которая соответствует оптической и ультрафиолетовой областям спектра. При  $h\nu > kT_0 \approx 10$  эВ спектр излучения спадает экспоненциально [9]. Таким образом, стандартная теория дисковой аккреции не позволяет объяснить рентгеновское излучение активных галактик.

В стандартной теории дисковой аккреции [9] для диска вокруг сверхмассивной черной дыры отношение давления излучения к газовому гораздо выше, чем при аккреции на черную дыру звездной массы. Внутренняя область диска, в которой преобладает давление излучения, неустойчива относительно вековой неустойчивости [10]. Это приводит к расширению диска в направлении, перпендикулярном его плоскости, которое переводит аккрецию в новый режим: диск становится оптически тонким по

истинному поглощению [10]. В этом режиме аккреции температура ионов превосходит температуру электронов  $T_i > T_e$ , и всюду в диске давление определяется веществом  $P_g \gg P_r$ . Модель двухтемпературного диска вокруг черной дыры звездной массы построена в работе [11].

Рассмотрим двухтемпературный аккреционный диск вокруг сверхмассивной черной дыры. В нем ионная и электронная температуры могут быть весьма велики, причем  $T_i > T_e$ , и ограничены сверху величиной

$$T_e < T_i \lesssim \frac{GMm_p}{kR_0} = \frac{1}{6} \frac{m_p c^2}{k} = 2 \cdot 10^{10} \text{ К},$$

где  $R_0 = 3R_g = 6GM/c^2$  — радиус внутренней границы диска вокруг статической черной дыры (метрика Шварцшильда) с массой  $M$ . Будем считать, что всюду в диске выполнено условие: его полутолщина  $z_0$  много меньше расстояния до коллапсара  $R$ . Вещество в диске вращается приблизительно по кеплеровским орбитам:  $v_\varphi = (GM/R)^{1/2}$ . В стационарном режиме структура диска определяется из следующих уравнений [11]:

- 1) уравнения гидростатического равновесия,

$$\frac{P}{z_0} = \rho \frac{GM}{R^3} z_0, \quad (1)$$

- 2) уравнения сохранения углового момента,

$$4\pi z_0 P R^{3/2} = (GM)^{1/2} M \Phi, \quad \Phi = 1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

- 3) уравнения состояния газа,

$$P = \frac{\rho k (T_i + T_e)}{m_p}, \quad (3)$$

- 4) уравнения энергетического баланса для протонов,

$$\frac{F}{z_0} = \frac{3}{2} \frac{v_{E^{\text{tr}}} k (T_i - T_e)}{m_p}, \quad (4)$$

- 5) уравнения энергетического баланса для электронов

$$\frac{3}{2} \frac{v_{E^{\text{tr}}} k (T_i - T_e)}{m_p} = \bar{\Lambda}(\rho, T_e), \quad (5)$$

где  $P$ ,  $\rho$ ,  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $v$ , и  $\alpha$  — давление, плотность, ионная и электронная температуры, радиальная скорость движения вещества ( $v_r \ll v_\varphi$ ) и параметр, характеризующий эффективность механизма передачи углового момента в диске,

$$F(R) = \frac{3}{8\pi} \frac{GM}{R^2} M\Phi \quad (6)$$

— поток энергии с единицы поверхности диска,  $M = 4\pi r z_0 v$ ,  $R$  — поток массы на черную дыру,  $\nu_E \simeq 2 \cdot 10^{21} \Lambda \rho T_e^{-3/2}$  — частота электрон-ионных столкновений,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм,  $\bar{\Lambda}(\rho, T_e)$  — скорость потери энергии в единице объема. Потеря энергии обусловлена охлаждением среды вследствие обратного комптон-эффекта на мягких фотонах и излучением при свободно-свободных переходах. Если доминирует комптоновский механизм, то

$$\bar{\Lambda}_c(\rho, T_e) = \left( \frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \frac{\rho}{m_p} \sigma_T U_r c \simeq 10^{-7} P U_r \text{ эрг/см}^3 \text{ с}, \quad kT_e \ll m_e c^2, \quad (7)$$

где  $\sigma_T$  — томсоновское сечение,  $U_r$  — плотность энергии излучения. Если преобладают тормозные процессы, то

$$\bar{\Lambda}_{ff}(\rho, T_e) = 5 \cdot 10^{20} \rho^2 T_e^{1/2} \text{ эрг/см}^3 \text{ с}, \quad kT_e \ll m_e c^2. \quad (8)$$

Если во внутренней части диска преобладает комптоновское охлаждение, то из уравнений (4), (5) и (7) получим

$$\frac{F}{z_0} = \left( \frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \frac{\rho}{m_p} \sigma_T U_r c, \quad (9)$$

где  $U_r \simeq (F/c) \max(1, \tau_T)$  — плотность энергии излучения в диске,  $\tau_T = \sigma_T \rho z_0 / m_p$  — оптическая толщина диска по томсоновскому рассеянию. Уравнение (9) отвечает „ненасыщенному“ режиму комптонизации, характеризующемуся параметром

$$y = \left( \frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \max(\tau_T, \tau_T^2),$$

равным единице,  $y = 1$ .

Уравнения (1)—(6) образуют замкнутую систему уравнений, решая которую найдем распределение физических величин вдоль радиуса в зависимости от скорости аккреции  $\dot{M}$ , массы черной дыры  $M$  и эффективности передачи углового момента  $\alpha$ . Введем удобные безразмерные параметры

$$m = \frac{M}{10^8 M_\odot}, \quad r = \frac{R}{3R_g} = \frac{R}{9 \cdot 10^{13} \text{ м см}}, \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}}{10^{-2} \dot{M}_{cr}} = \frac{\dot{M}}{3 \cdot 10^{-2} \text{ м } M_\odot / \text{год}}$$

При  $4 \cdot 10^{-3} \alpha^{-1/8} m^{-1/8} < m \leq 1$  реализуется режим дисковой аккреции, при котором основным механизмом охлаждения вещества во внутренней области диска является обратный комптон-эффект на мягких фотонах. Вопрос о природе источника мягкого излучения будет рассмотрен ниже. Приведем параметры внутренней области диска

$$\begin{aligned} T_e &= 5 \cdot 10^{8.2} \alpha^{-1/6} m^{-1/6} \Phi^{-1/6} r^{1/4} \text{ К}, \\ T_i &= 10^{12.2} \alpha^{-7/6} m^{5/6} \Phi^{5/6} r^{-5/4} \text{ К}, \\ z_0 &= 3 \cdot 10^{13.2} \alpha^{-7/12} m^{5/12} m_1^{5/12} r^{7/8} \text{ см}, \\ \rho &= 10^{-13} \alpha^{3/4} m^{-1/4} \Phi^{-1/4} r^{-9/8} \text{ гсм}^{-3}, \\ \frac{Z_0}{R} &= 0.32 \alpha^{-7/12} m^{5/12} \Phi^{5/12} r^{-1/8}, \\ \frac{P_r}{P_g} &= 0.6 \alpha^{7/12} m^{7/12} \Phi^{-5/12} r^{-7/8}. \end{aligned} \quad (10)$$

В этой области диска давление определяется веществом  $P_g > P_r$ , и диск прозрачен, так как его истинная толщина по поглощению  $\tau^* = (\sigma_T \sigma_{ff})^{1/2} \frac{\rho}{m_p} z_0 \ll 1$  ( $\sigma_T \gg \sigma_{ff}$ ,  $\sigma_{ff}$  — сечение тормозного поглощения). Диск геометрически тонкий  $z_0 \ll R$ , если  $m \leq \alpha^{7/5}$ , т. е.  $M \leq 10^{-2} M_{cr,2}^{7/5}$ , при больших скоростях аккреции приближение тонкого диска неприменимо. Внешняя граница внутренней области лежит на радиусе  $r_b \approx 40 \alpha^{2/21} m^{2/21} m^{16/21}$ . Внешние части диска, находящиеся на расстоянии  $r > r_b$  от черной дыры, непрозрачны по истинному поглощению; распределение физических величин в них дается стандартной теорией дисковой аккреции. Эти части соответствуют промежуточной и внешней областям в стандартной теории [9]. Внутренняя двухтемпературная область существует в диске при  $m > m_0 \approx 4 \cdot 10^{-3} \alpha^{-1/8} m^{-1/8}$ . При малых темпах аккреции  $m < m_0$  весь диск непрозрачен по истинному поглощению.

На вид выходящего спектра во внутренней области диска решающим образом сказываются процессы комптонизации. Если в тепловом источнике X-излучения с  $kT_e \ll m_e c^2$  оптическая толщина газа по комптоновскому рассеянию превышает  $\tau_T > (m_e c^2 / kT_e)^{1/2}$  (т. е.  $y > 1$ ), то его спектр имеет виновское распределение по частотам [11]. В рассматриваемой модели диска  $y = 1$  и формируется спектр вида [11]

$$I_\nu \propto \nu^{-1} \exp \left\{ -\frac{h\nu}{kT_e} \right\}. \quad (11)$$

В коротковолновой области спектра  $h\nu > E_S$ ,  $h\nu < kT_e$  ( $R_0$ )  $\simeq 60$  кэВ ( $E_S$  — характерная энергия мягких фотонов) основной вклад вносит внутренняя область диска, интегральный спектр излучения в этом диапазоне степенной,

$$J_{\text{tot}}(\nu) = 4\pi \int_{R_0}^{R_b} I_\nu [T_e(R)] R dR \propto \nu^{-1}, \quad (12)$$

при  $h\nu \geq kT_e$  ( $R_0$ )  $\simeq 60$  кэВ спектр спадает экспоненциально. Таким образом, двухтемпературная модель аккреции дает в диапазоне  $1$  кэВ  $\leq h\nu \leq 60$  кэВ степенной спектр с показателем  $\gamma = 1$ , последний близок к среднему спектральному индексу рентгеновских квазаров и сейфертовских галактик.

Каким условиям должен удовлетворять источник мягкого излучения? Введем параметр  $A = L/L_S$ , где  $L$  — полная светимость диска,  $L_S$  — светимость источника мягкого излучения. Величины  $y$  и  $A$  связаны простым соотношением [12]  $y = (1 - A^{-1})(1 - \langle E \rangle / 4kT_e)^{-1}$ , где  $\langle E \rangle = h \int \nu^4 n d\nu / \int \nu^3 n d\nu$ ,  $n$  — число заполнения в фазовом пространстве фотонов. При  $y \rightarrow 1$  спектр остается мягким  $\langle E \rangle / 4kT_e \ll 1$  и  $A \gg 1$ . Следовательно, структура диска слабо зависит от  $L_S$  в этом режиме, пока средняя энергия  $E_S$  мала:  $E_S/kT_e \ll L_S/L \ll 1$ . Источником мягкого излучения являются внешние области диска. Они излучают — за счет выделения гравитационной энергии в ходе аккреции — фотоны с энергией  $E_S = 1 - 10$  эВ и имеют светимость  $L_S \approx L/40$ . Таким образом, условие  $E_S/kT_e \ll L_S/L \ll 1$  выполнено, и модель является самосогласованной.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

## ACCRETION OF MATTER INTO SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND THE X-RAY RADIATION OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI

A. S. ZENTSOVA

The X-ray radiation of quasars and Seyfert galaxies is explained on the ground of the two-temperature model of the disk accretion into a supermassive black hole. The inner region of the disk is optically thin to absorption, gas-pressure dominated and the electron temperature of  $\sim 5 \cdot 10^8$  K and ion temperature is  $\sim 10^8$  times higher. The X-ray radiation is

produced by inverse Compton scattering of soft radiation in the inner region of the disk. The source of soft radiation is the outer region of the disk. This model predicts a power spectrum of the radiation from 1 to 60 keV with the index  $\gamma=1$ , the latter approaches to a mean spectral index of the X-ray radiation of the active galactic nuclei.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ulmer, S. Murray, *Ap. J.*, 207, 364, 1976.
2. G. Ricker, G. Clark, R. Doxsey, *Nature*, 271, 35, 1978.
3. H. Schnopper, A. Epstein, J. Delville, *Ap. J.*, 215, L7, 1977.
4. G. Ricker, R. Dower, J. Jernigan, Preprint CSP-P-77-33, 1977.
5. H. Tananbaum, G. Peters, W. Forman, R. Giacconi, C. Jones, Y. Avni, *Ap. J.*, 223, 74, 1978.
6. T. Jones, S. O'Dell, W. Stein, *Ap. J.*, 188, 353, 1974.
7. R. Mushotzky, W. Batty, L. Peterson, *Ap. J.*, 212, 22, 1977.
8. A. Lightman, R. Giacconi, H. Tananbaum, *Ap. J.*, 224, 375, 1978.
9. Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, *Astron. Astrophys.*, 24, 337, 1973.
10. A. Lightman, D. Eardley, *Ap. J.*, 187, L1, 1974.
11. S. Shapiro, A. Lightman, *Ap. J.*, 204, 187, 1976.
12. А. С. Колпаеви. *ЖЭТФ*, 31, 867, 1956.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.802

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### UBVRI ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА—АРО И ОДНОГО ИНФРАКРАСНОГО ОБЪЕКТА

В период с 19 по 30 сентября 1979 г. на двух 60-см телескопах Цейсса, установленных в высокогорной экспедиции Астрономического института АН Уз. ССР на горе Майданак, была проведена фотоэлектрическая фотометрия в системе UBVRI ярких объектов Хербига—Аро № 1, 2, 43, Аро 13а и переменной инфракрасной звезды № 918 [1], заподозренной в принадлежности к этому классу. Этот объект больше похож на маленькую, напоминающую скорее объект Хербига—Аро компактную туманность, чем на звезду.

Были использованы электрофотометры, работающие на счете импульсов [2]. Все указанные объекты являются протяженными, в связи с чем были применены диафрагмы диаметром 39" (для объекта № 2) и 26" (для остальных объектов). Время интегрирования в различных фильтрах для определения звездных величин объектов составляло от 160 до 300 секунд.

В качестве стандарта использована звезда Паренаго № 1792, для которой величины U, B, V, R, I были определены Ли [3]. Особый интерес представляла оценка интегрального потока в фильтре I. Система I была осуществлена с использованием отобранных ФЭУ-79 с комбинацией светофильтров, выделяющих полосу с полушириной 250 Å, с максимумом реакции  $\lambda_{eff} = 8200 \text{ Å}$ .

Для перехода от нашей системы к системе I Джонсона, для нормальных звезд использовался коэффициент редукции, определенный из наблю-

дений звезд стандартов с показателями цвета  $V-I$ , от  $0^m0$  до  $3^m98$ . Ошибка в определении редуцированной величины обычно не превосходит  $\pm 0^m03$ , вплоть до показателей цвета  $V-I = 4^m0$ . Однако поток от объектов Хербига—Аро в фильтрах UBVR складывается в основном за счет излучения в линиях, и поэтому использование редуцированной поправки может оказаться неправомерным. В связи с этим, в табл. 1 в скобках указана нередуцированная величина  $I$ , относящаяся к кривой реакции с максимумом  $\lambda_{\text{eff}} = 8200 \text{ \AA}$ .

Таблица 1

Объект	U	B	V	R	I
HN1	$16^m20 \pm 0^m15$	$17^m22 \pm 0^m09$	$16^m20 \pm 0^m09$	$15^m14 \pm 0^m11$	$13^m55(14^m08) \pm 0.20$
HN2	$15.01 \pm 0.07$	$16.21 \pm 0.05$	$16.25 \pm 0.10$	$13.83 \pm 0.03$	$13.34(13.90) \pm 0.20$
HN43	$\geq 18.8$	$17.60 \pm 0.20$	$17.40 \pm 0.15$	$14.72 \pm 0.04$	$12.96(13.76) \pm 0.20$
Herb 13a	$17.60 \pm 0.40$	$17.60 \pm 0.20$	$16.77 \pm 0.12$	$14.59 \pm 0.04$	$13.19(13.86) \pm 0.20$
Ш918	$\geq 19.0$	$> 19.0$	$16.27 \pm 0.09$	$14.14 \pm 0.04$	$11.93(12.80) \pm 0.14$

В табл. 1 приведены результаты наших измерений вместе с соответствующими ошибками. Мы хотим обратить особое внимание на результаты, относящиеся к объектам Хербига—Аро № 1, 2 и 43 [4]. Шмидт и Врба показали, что сами объекты № 1 и 2 являются источниками инфракрасного излучения (звездные величины в К области спектра соответственно равны  $12^m30$  и  $12^m62$ ) [5]. Поскольку в этой области нет спектральных наблюдений, то трудно сказать, чем обусловлено это излучение: эмиссионными линиями или непрерывным спектром.

В пользу реального существования непрерывного спектра у объектов Хербига—Аро, вообще, свидетельствуют первые спектральные наблюдения Хербига [6], а также других авторов [7, 8]. Однако, несмотря на эти результаты, реальность непрерывного спектра у этих объектов все же остается сомнительной, так как спектр во всех случаях чрезвычайно слабый. Результаты наших наблюдений показывают, что объекты Хербига—Аро № 1, 2 и 43 являются источниками инфракрасного излучения в указанной области спектра. Так как в данной области спектра не обнаружено никаких эмиссионных линий [9], то с большой вероятностью можно сказать, что излучение этих объектов вблизи  $\lambda_{\text{eff}} = 8200 \text{ \AA}$  принадлежит непрерывному спектру.

Наличие непрерывного спектра у этих объектов очень важно с точки зрения проблемы эволюции звезд, так как оно может свидетельствовать о существовании у объектов Хербига—Аро источника внутренней энергии (звезды). Это является подтверждением высказанного еще в 1954 г. В. А. Амбарцумяном [10] предположения о том, что звезды в туманностях Хербига—Аро находятся в очень ранней стадии эволюции звезд типа Т Тельца.

Авторы выражают благодарность профессору Л. В. Мирзояну за ценные замечания и обсуждения.

*UBVRI Photoelectric Photometry of Bright Herbig-Haro Objects and one Infrared Object.* The results of UBVRI, observations of the Herbig-Haro objects No. 1, 2, 43, Haro 13a and the infrared object Sh 918 are presented.

27 мая 1980

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Астрономический институт  
АН Узб.ССР

Н. Д. МЕЛИКЯН  
В. С. ШЕВЧЕНКО

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Шевченко, Исследование экстремально молодых звездных комплексов, изд. «ФАН», Ташкент, 1975.
2. Н. Н. Кулячков, В. С. Шевченко, Письма АЖ, 2, 494, 1976.
3. Th. A. Lee, Ap. J., 152, 913, 1968.
4. G. H. Herbig, Lick. Obs. Bull., No. 658, 1974.
5. G. D. Schmidt, F. J. Vrba, Ap. J., 201, L33, 1975.
6. G. H. Herbig, Ap. J., 113, 697, 1951.
7. K. H. Böhm, R. D. Schwartz, W. A. Stegmund, Ap. J., 193, 353, 1974.
8. R. D. Schwartz, P. A. S. P., 88, 159, 1976.
9. M. A. Dopita, Ap. J., Suppl. ser., 37, 117, 1978.
10. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3, 1954.

УДК 523.035.33

#### ВОЗМОЖНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДЫ

V 915 Aq1

*Handwritten signature*

В ходе выполнения программы исследования инфракрасного излучения аномальных холодных звезд в Бюраканской астрофизической обсерватории были выполнены наблюдения звезды V 915 Aq1. Это холодная звезда с повышенным содержанием циркония, занесенная в каталог S 13—884

звезд [1] под номером 588. Спектральный класс этой звезды S 7.2 [1]. Это переменная звезда, отнесенная в [2] к классу неправильных переменных типа Lb. Интересной особенностью этой звезды является то обстоятельство, что у нее наблюдались сравнительно быстрые изменения блеска: промежуток времени между двумя последовательными минимумами в некоторых случаях составлял, согласно [2], всего несколько недель.

Наблюдения V 915 Aql проводились на телескопе ЗТА-2.6 м Бюряканской астрофизической обсерватории 18.08.1978 и 11.09.1978. Использовался фотометр с охлаждаемым углекислотой приемником PbS, с диафрагмой, равной 15", и набором узкополосных интерференционных фильтров. Ошибки измерения, определенные по стандартным звездам, составляли во всех фильтрах не более  $0^m$  1. В качестве стандартов использовались звезды  $\alpha$  Lyr,  $\beta$  Gem,  $\mu$  Gem,  $\varepsilon$  Cyg,  $\alpha$  Arg.

Полученные в результате наблюдений цвета  $[\lambda] - [1.54] = -2.5 \lg F_\lambda / F_{1.54}$  приводятся на рис. 1. Как видно из этого рисунка, распределение энергии в инфракрасном цвете звезды V 915 Aql за время менее одного месяца существенно изменилось. Наблюдения 18 августа 1978 г.

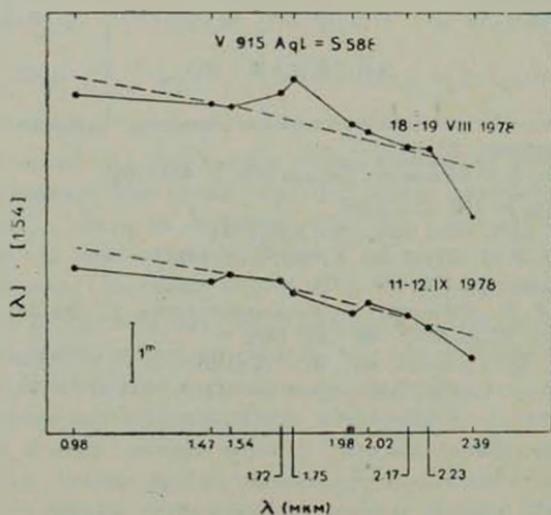


Рис. 1. Цвета  $[\lambda] - [1.54]$  V 915 Aql (—). Среднее распределение нормальных звезд соответствующего температурного класса (---).

обнаружили у этой звезды заметный избыток излучения в области от 1.5 до 2 микрон и одновременно депрессию на 2.39 микрон. Следует отметить, что такое же распределение энергии в спектре наблюдалось и у ряда других циркониевых звезд, цвета которых приведены на рис. 2. Во время же наблюдения 11 сентября 1978 г. распределение энергии у V 915 Aql оказа-

лось близким к распределению нормальной звезды соответствующего температурного класса (пунктир на рис. 1).

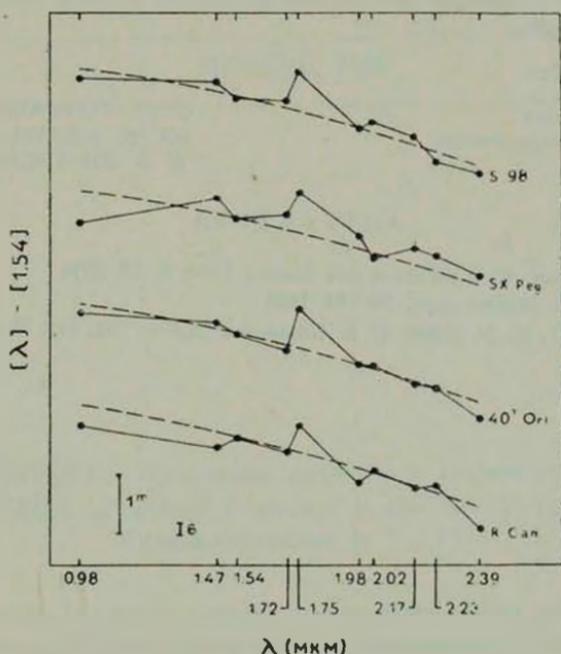


Рис. 2. Цвета  $[λ] - [1.54]$  R Can, 40 Ori, SX Peg, S 98 (—). Среднее распределение нормальных звезд соответствующего температурного класса (---).

До сих пор столь быстрые изменения инфракрасного излучения наблюдались только у звезды типа Вольфа-Райе HD 193793 [3]. Можно по аналогии с [3] предположить, что избыток в области от 1.5 до 2 микрон, наблюдавшийся у V 915 Aql 18 августа 1978 г., связан с образованием пылевой оболочки, которая ко времени второго наблюдения 11 сентября 1978 г. рассеялась. Наличие депрессии в области 2.39 микрон может означать, что предполагаемая оболочка вместе с пылью содержит значительное количество газа, поглощающего излучение звезды и самой оболочки на 2.39 микрон. Ответственными за это поглощение могут быть молекулы CO.

Таким образом, эти наблюдения указывают на возможность относительно быстрого образования и рассеивания газопылевых оболочек у звезд.

*On the Variation IR-Emission of V 915 Aql.* The variation of IR-excess of the star V 915 Aql in the wavelength region 1.5—2.0  $\mu\text{m}$  is observed. It is suggested that a dust-gas shell around the star disappeared in 3 weeks.

11 июля 1980

обсерватория  
Бюраканская астрофизическая

Г. М. ТОВМАСЯН  
Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН  
В. З. АВETИСЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. B. Stephenson, Publ. Warner and Swasey Obs., 2, 23, 1976.
2. Т. Г. Никулина, Астрон. цирк., № 194, 1958.
3. J. A. Hackwell, R. D. Gehrz, G. L. Grasdalen, Ap. J., 234, 133, 1979.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

## РЕЦЕНЗИИ

Л. СПИТЦЕР, «Физические процессы в межзвездной среде»  
L. SPITZER, „Physical Processes in the Interstellar Medium“  
Wiley-Interscience, N. Y., 1978.

В последние годы исследования межзвездной среды развивались чрезвычайно быстро. С выходом за пределы атмосферы и освоением ультрафиолетового и инфракрасного диапазонов, а также в результате существенного усовершенствования радиоастрономических методов наблюдений небывало возрос поток астрофизической информации. В связи с этим с особой остротой встала проблема анализа и интерпретации вновь получаемых наблюдательных данных о межзвездной среде.

Этой актуальной проблеме и посвящена недавно вышедшая за рубежом книга «Физические процессы в межзвездной среде», написанная известным американским астрофизиком, профессором Принстонского университета Лайманом Спитцером. Эта книга в какой-то мере является вторым изданием книги «Диффузное вещество в космической среде» (1966), пользующейся широкой популярностью за рубежом. Однако данное издание полностью переработано и существенно дополнено последними наблюдательными данными.

Рецензируемая книга состоит из 13 глав, объемом 318 страниц. В ней последовательно излагаются различные физические процессы, происходящие в облаках нейтрального и ионизованного газа, в зонах H II и остатках сверхновых, в газовой-пылевой комплексах и протозвездах. Материал сгруппирован не по астрофизическим объектам. Лишь в первой, вводной главе дан общий обзор результатов наблюдений межзвездной среды.

Основные процессы, определяющие физическое состояние межзвездного газа, а также методы его наблюдений, даны во 2—6 главах. В них обсуждается установление кинетического равновесия в межзвездной среде, элементарные механизмы нагрева и охлаждения межзвездного вещества. Детально рассматриваются радиационное и столкновительное возбуждение и ионизация частиц, как в случае локального термодинамического равновесия, так и в его отсутствие, а также диссоциация межзвездных молекул. Рассматривается перенос излучения в межзвездной среде, формирование эмиссионных и абсорбционных линий, механизмы континуального излучения и т. д.

Межзвездной пыли посвящены 7—9 главы книги. Здесь детально рассматриваются физические и оптические свойства пылинок, их химический состав, температура, электрический заряд, их образование и рост, силы, действующие на пылинки в межзвездной среде, включая радиационное ускорение, выстраивание частиц в межзвездной среде, рассеяние и поглощение света на пыли и связанные с этим эффекты поляризации излучения, а также собственная светимость пыли в инфракрасном диапазоне и др.

Различным проблемам межзвездной газодинамики посвящены четыре заключительные главы книги, с 10-й по 13-ю. Здесь обсуждаются равновесие облаков и межоблачного газа, различного рода газодинамические неустойчивости, распространение ударных волн в межзвездной среде, рост зон ионизации H II и расширение остатков сверхновых, спиральные волны плотности и т. д. Особое внимание уделено процессам звездообразования, гравитационному коллапсу протозвезд, аккреции вещества, явлению фрагментации, выносу углового момента и т. п.

Книга содержит 30 рисунков и 28 таблиц. В конце книги дан развернутый список обозначений и определений всех используемых символов и величин, а также алфавитный указатель терминов с соответствующими ссылками.

В каждой главе имеется библиография с общим числом наименований более 350, причем ссылки даются преимущественно на обзорные статьи.

Подробное и последовательное изложение основ рассматриваемых процессов делает книгу легко читаемой, и хотя автор приводит в целом более 400 формул и соотношений, для их понимания не требуется каких-либо специальных знаний из области атомной физики или спектроскопии.

Основное внимание автор уделит изложению фундаментальных физических процессов. Наблюдательные результаты представлены в книге главным образом для иллюстрации физических принципов и демонстрации теоретических методов, с помощью которых из анализа наблюдений можно получить информацию о межзвездном газе. В то же время факти-

ческий материал описан достаточно детально, чтобы служить хорошим введением в физику межзвездной среды.

Отметим также, что книга Л. Спитцера «Физические процессы в межзвездной среде» не перекрывается с монографией С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера «Физика межзвездной среды», а может служить прекрасным введением в эту область.

В заключение отметим, что, по мнению рецензента, желательно издать книгу Л. Спитцера «Физические процессы в межзвездной среде» в переводе на русский язык.

Книга может быть полезна и интересна не только астрофизикам, но и широкому кругу специалистов, работающих в смежных областях, таких, как спектроскопия, физика плазмы, газодинамика и др. Она может быть также использована в качестве учебного пособия для студентов, специализирующихся в области астрофизики.

Д. А. ВАРШАЛОВИЧ

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 16, 1980 ГОД

<i>Аветисян А. К.</i> Взаимодействие заряженных частиц с полем вращающегося магнитного диполя в присутствии электромагнитного излучения . . . . .	285
<i>Аветисян В. Э., Мелик-Алавердян Ю. К., Товмасын Г. М.</i> Возможная переменность ИК-излучения звезды V 915 Aql . . . . .	791
<i>Акопян А. А., Кирьян В. В., Мелик-Алавердян Ю. К., Товмасын Г. М.</i> Инфракрасная фотометрия S звезд . . . . .	669
<i>Андреасян Р. Р.</i> О структуре галактического магнитного поля . . . . .	707
<i>Аракелян М. А., Кандалян Р. А.</i> Средние поверхностные яркости и радиоизлучение сейфертовских галактик . . . . .	663
<i>Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г.</i> Об охлаждении плотных межзвездных облаков молекулами окиси углерода . . . . .	737
<i>Афанасьев В. Л., Липовский В. А., Маркарян Б. Е., Степанян Дж. А.</i> Галактики с УФ-континуумом сейфертовского типа по наблюдениям на БТА . . . . .	199
<i>Афанасьев В. Л., Проник И. И.</i> О возможном взаимодействии двух систем газа галактики NGC 1275 . . . . .	405
<i>Балек В. Ф.</i> Критерий устойчивости холодных звезд . . . . .	743
<i>Баско М. М., Рудзский М. А., Сеидов Э. Ф.</i> Коллапс маломассивных звезд . . . . .	321
<i>Берман В. Г., Мишуров Ю. Н.</i> Определение параметров спиральной структуры галактики II . . . . .	73
<i>Бёрнген Ф., Каллоляян А. Т.</i> Компактные галактики в области с координатами центра $07^{\text{h}}59^{\text{m}} + 54^{\circ}44'$ . . . . .	25
<i>Бёрнген Ф., Каллоляян А. Т.</i> Морфология компактных галактик. I . . . . .	599
<i>Борчхадзе Т. М., Вест Р. М.</i> Пекулярные и взаимодействующие галактики южного неба с эмиссионными спектрами . . . . .	397
<i>Брутян Г. А.</i> (см. <i>Мираоян Л. В.</i> ) . . . . .	97
<i>Буренков А. Н.</i> (см. <i>Бутслов М. М.</i> ) . . . . .	179
<i>Бутслов М. М., Буренков А. Н., Гвяздянен Л. В., Дебур В. Г., Зныкин П. А., Клёпов А. Ф., Кондрашева Л. И., Рылов В. С., Степанов Б. М., Ушакова Т. А., Федоровская Г. М.</i> Электронно-оптический преобразователь М9ЦВ для 6-метрового телескопа . . . . .	179

<i>Варданян Р. А.</i> Результаты электрополяриметрических наблюдений кометарных туманностей . . . . .	592
<i>Варшавович Д. А.</i> «Физические процессы в межзвездной среде». Л. Спитцер (Рецензия) . . . . .	795
<i>Ведмич В. Г.</i> Расширение спектральных линий электронным рассеянием. III. Эмиссионная линия . . . . .	139
<i>Вест Р. М.</i> (см. Борчхадзе Т. М.) . . . . .	397
<i>Воцинников Н. В.</i> Интерпретация поляризационных наблюдений двух биполярных отражательных туманностей . . . . .	257
<i>Гаспарян К. Г.</i> (см. Оганесян Р. Х.) . . . . .	469
<i>Гершберг Р. Е.</i> Критические замечания к работам Г. А. Гурзадяна по вспышкающим звездам . . . . .	375
<i>Григорян Л. Ш., Саакян Г. С.</i> Метастабильные образования из ядерного вещества	305
<i>Гринин В. П.</i> Световое давление в спектральных линиях со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движениями. II . . . . .	123
<i>Гринин В. П.</i> Физические условия в эмиссионных областях и механизмы активности звезд типа Т Тельца . . . . .	243
<i>Гурзадян Г. А.</i> Ответ на «Критические замечания» Р. Е. Гершберга . . . . .	383
<i>Гвялянск Л. В.</i> (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
<i>Дебур В. Г.</i> (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
<i>Дорошенко В. Т., Тербиж В. Ю.</i> Распределение видимых сжатий сейфертовских галактик . . . . .	393
<i>Енцибарян Н. Б.</i> О нелинейной проблеме Милна . . . . .	595
<i>Железняков В. В.</i> Циклотронное поглощение рентгеновских лучей . . . . .	539
<i>Заботин Н. А., Насельский П. Д.</i> Образование черных дыр в ранней Вселенной . . . . .	337
<i>Зенцова А. С.</i> Аккреция вещества на сверхмассивные черные дыры и рентгеновское излучение ядер активных галактик . . . . .	781
<i>Зенцова А. С., Урпин В. А.</i> Плазменные процессы за фронтами метагалактических ударных волн . . . . .	553
<i>Зенцова А. С., Чернин А. Д.</i> Эволюция энтропийных возмущений в послерекombинационную эпоху. II . . . . .	169
<i>Зныкин П. А.</i> (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
<i>Интель Л. Х.</i> Об иллюзии сверхсветовых скоростей, создаваемой гравитационными линзами . . . . .	535
<i>Пызвээр М. М.</i> Зодиакальный свет и подсчеты галактик . . . . .	63
<i>Казарян М. А., Казарян Э. С.</i> Новые галактики с UV-избытком. III . . . . .	17

Казарян Э. С. (см. Казарян М. А.) . . . . .	17
Каллоглян А. Т. (см. Бёрнген Ф.) . . . . .	25
Каллоглян А. Т. (см. Бёрнген Ф.) . . . . .	599
Кандалян Р. А. (см. Санамян В. А.) . . . . .	425
Кандалян Р. А. (см. Аракелян М. А.) . . . . .	663
Караченцева И. Д. Сводка определений отношения массы к светимости для 440 двойных галактик . . . . .	217
Кирьян В. В. (см. Аксоян А. А.) . . . . .	669
Клёпов А. Ф. (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
Котошвили Н. Г. Проблема кратности среди ярких галактик, подозреваемых в компактности . . . . .	645
Колесник Н. Г. (см. Аршуткин Л. Н.) . . . . .	737
Комберг Б. В. (см. Смирнов М. А.) . . . . .	431
Кондрашева Л. И. (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
Корчагин В. И., Корчагин П. И. Модуляционная неустойчивость спиральных волн плотности . . . . .	273
Корчагин В. И., Шевелев Ю. Г. Численное исследование генерации спиральных волн плотности перемычками в твердотельно вращающихся дисках . . . . .	757
Корчагин П. И. (см. Корчагин В. И.) . . . . .	273
Куртанидзе О. М., Натриашвили В. В., Навулишвили Р. Ш. Новые углеродные звезды . . . . .	190
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	5
Липовецкий В. А. (см. Афанасьев В. А.) . . . . .	193
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	609
Лууд Л. С. Необыкновенная переменная звезда СН Лебедя . . . . .	443
Маланушенко В. П. (см. Полосухина Н. С.) . . . . .	483
Малов И. Ф. О распределении интенсивности по профилю в рамках механизма излучения кривизны . . . . .	751
Малумян В. Г. Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости на ра- диотелескопе РАТАН-600 . . . . .	31
Малумян В. Г. Оптические поверхностные яркости и радиосветимости галактик . . . . .	657
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Спектры галактик с UV- континуумом. I . . . . .	5
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Спектры галактик с UV- континуумом. II . . . . .	609

Маркарян Б. Е. (см. Афанасьев В. А.) . . . . .	193
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Аветисян В. Э.) . . . . .	791
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Акопян А. А.) . . . . .	669
Меликидзе Г. И., Патарая А. Д. Релятивистский ленгмюровский солитон в магнитосфере пульсаров . . . . .	161
Меликян Н. Д., Шевченко В. С. UVVRI фотоэлектрическая фотометрия ярких объектов Хербига—Аро и одного инфракрасного объекта . . . . .	789
Мелконян А. С., Ола К., Осканян А. В. м.л., Осканян В. С. Вспышечная активность звезды VY Drg . . . . .	107
Мирзоян Л. В., Брутян Г. А. К статистике вспыхивающих звезд . . . . .	97
Мишуров Ю. Н. (см. Берман В. Г.) . . . . .	73
Мнацаканян М. А. Аналитические решения высокой точности задачи о монохроматическом рассеянии света в плоском слое . . . . .	513
Насельский П. Д. (см. Забогим Н. А.) . . . . .	337
Натриашвили В. В. (см. Куртанидзе О. М.) . . . . .	190
Нацвlishвили Р. Ш. (см. Куртанидзе О. М.) . . . . .	190
Небелицкий В. Б., Сомов Н. Н., Сомова Т. А., Спиридонова О. И., Фоменко А. Ф. Звезды и непрерывные объекты среди оптически отождествленных радиоисточников . . . . .	419
Нуригдинов С. Н. Нелинейные бегущие волны звездной плотности в модели однородной среды. II. Тонкий слой . . . . .	153
Оганесян Р. Х., Гаспарян К. Г. Ультрафиолетовая спектрофотометрия некоторых звезд в ассоциации Орион OVI . . . . .	469
Ола К. (см. Мелконян А. С.) . . . . .	107
Осканян В. С. (см. Мелконян А. С.) . . . . .	107
Осканян А. В. м.л. (см. Мелконян А. С.) . . . . .	107
Парсаян Э. С. Медленные вспышки в агрегатах. I. . . . .	87
Парсаян Э. С. Медленные вспышки в звездных агрегатах. II . . . . .	231
Парсаян Э. С. Функция распределения частот звездных вспышек в ассоциации Орион . . . . .	677
Патарая А. Д. (см. Меликидзе Г. И.) . . . . .	161
Петросян А. Р. Спектрофотометрия галактики Маркарян 266 . . . . .	631
Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Спектральные наблюдения одной галактики с двумя ядрами . . . . .	589
Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Спектральное исследование двухядерной галактики Маркарян 266 . . . . .	621

Ликиян О. В. Функция Грина оптически толстого слоя . . . . .	351
Полосухина Н. С., Щербаков А. Г., Маланушenko В. П. Изучение пашеновских линий водорода и инфракрасного триплета Ca II в спектре магнитной звезды $\beta$ CgV. II. О вариации физических условий в атмосфере звезды .	483
Полякова Т. А. Объяснение изменений поляризации звездного излучения с помощью гипотезы об «активных долготах» на примере U Mop . . . . .	491
Попов В. Н., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование ядра сейфертовской галактики Маркарян 308 . . . . .	39
Попов В. Н., Хачикян Э. Е. Особенности эмиссионных линий в спектрах четырех сейфертовских галактик первого типа . . . . .	207
Проник И. И. (см. Афанасьев В. Л.) . . . . .	405
Рудзский М. А. (см. Баско М. М.) . . . . .	321
Рустамбекова С. С. О макроструктуре спектров горячих звезд в ультрафиолете .	457
Рылов В. С. (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
Саакян Г. С. (см. Григорян А. Ш.) . . . . .	305
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.) . . . . .	589
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.) . . . . .	621
Салуквадзе Г. Н. Кратные системы типа Трапеции в Т-ассоциациях. I . . . . .	505
Салуквадзе Г. Н. Кратные системы типа Трапеции в Т-ассоциациях. II . . . . .	687
Санаян В. А., Кандалян Р. А. Наблюдения галактик с ультрафиолетовым избытком на радиотелескопе РАТАН-600. III . . . . .	425
Седракиан Д. М., Шахабасян К. М. Об одном механизме генерации магнитного поля в пульсарах . . . . .	727
Сеидов Э. Ф. (см. Баско М. М.) . . . . .	321
Смирнов М. А., Комберг Б. В. Индуцированное звездообразование и цвета двойных и взаимодействующих галактик . . . . .	431
Соболев В. В. О цветовых температурах объектов с электронным рассеянием . . . . .	695
Сомов Н. Н. (см. Небелицкий В. Б.) . . . . .	419
Сомова Т. А. (см. Небелицкий В. Б.) . . . . .	419
Спирidonова О. И. (см. Небелицкий В. Б.) . . . . .	419
Степанов Б. М. (см. Бутслов М. М.) . . . . .	179
Степанян Дж. А. Примечательная звезда в Эмее . . . . .	187
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	5
Степанян Дж. А. (см. Афанасьев В. Л.) . . . . .	193
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	609

<i>Теребиж В. Ю.</i> Функция светимости сейфертовских галактик . . . . .	45
<i>Теребиж В. Ю.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i> ) . . . . .	393
<i>Товмасын Г. М.</i> Радиоизлучение внегалактических объектов . . . . .	563
<i>Товмасын Г. М.</i> (см. <i>Аветисян В. Э.</i> ) . . . . .	791
<i>Товмасын Г. М.</i> (см. <i>Акопян А. А.</i> ) . . . . .	669
<i>Урлин В. А.</i> (см. <i>Зенцова А. С.</i> ) . . . . .	553
<i>Ушакова Т. А.</i> (см. <i>Бутслов М. М.</i> ) . . . . .	179
<i>Федоровская Т. М.</i> (см. <i>Бутслов М. М.</i> ) . . . . .	179
<i>Фоменко А. Ф.</i> (см. <i>Небелицкий В. Б.</i> ) . . . . .	419
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Петросян А. Р.</i> ) . . . . .	589
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Петросян А. Р.</i> ) . . . . .	621
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Попов В. Н.</i> ) . . . . .	39
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Попов В. Н.</i> ) . . . . .	207
<i>Холтыгин А. Ф.</i> Межконфигурационные переходы C III, N IV, O V в спектрах звезд Вольфа—Райе . . . . .	115
<i>Чернин А. Д.</i> (см. <i>Зенцова А. С.</i> ) . . . . .	169
<i>Чхиквадзе Я. Н.</i> К вопросу об оптической толщине оболочек звезд класса Ве в бальмеровском континууме . . . . .	715
<i>Шандарин С. Ф.</i> Об эволюции возмущений во фридмановских моделях Вселенной	769
<i>Шахабасян К. М.</i> (см. <i>Седракян Д. М.</i> ) . . . . .	727
<i>Шевелев Ю. Г.</i> (см. <i>Корчагин В. И.</i> ) . . . . .	757
<i>Шевченко В. С.</i> (см. <i>Меликян Н. Д.</i> ) . . . . .	789
<i>Щекинов Ю. А.</i> Являются ли высокоскоростные облака H I галактическими объектами? . . . . .	265
<i>Щербаков А. Г.</i> (см. <i>Полосухина Н. С.</i> ) . . . . .	483
<i>Яновицкий Э. Г.</i> Поле излучения в плоской атмосфере при анизотропном рассеянии. Разделение угловых переменных . . . . .	363

# СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 16, 1980 ГОД

## Выпуск 1

Спектры галактик с UV-континуумом. I <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>	5
Новые галактики с UV-избытком. III. . . . . <i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	17
Компактные галактики в области с координатами центра $07^{\text{h}}59^{\text{m}} + 54^{\circ}44'$ <i>Ф. Бёрниен, А. Т. Каллоглян</i>	25
Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости на радиотелескопе PATAN-600. . . . . <i>В. Г. Малумян</i>	31
Спектрофотометрическое исследование ядра сейфертовской галактики Марка- ряна 308. . . . . <i>В. Н. Попов, Э. Е. Хачикян</i>	39
Функция светимости сейфертовских галактик. . . . . <i>В. Ю. Терезиж</i>	45
Зодиакальный свет и подсчеты галактик. . . . . <i>М. М. Пызвэвр</i>	63
Определение параметров спиральной структуры галактики. II <i>В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров</i>	73
Медленные вспышки в агрегатах. I . . . . . <i>Э. С. Парсамян</i>	87
К статистике вспыхивающих звезд. . . . . <i>Л. В. Мирзоян, Г. А. Брутян</i>	97
Вспышечная активность звезды BY DRA <i>А. С. Мелконян, К. Ола, А. В. Осканян мл., В. С. Осканян</i>	107
Межконфигурационные переходы C III, N IV, O V в спектрах звезд Вольфа— Райе. . . . . <i>А. Ф. Холтыгин</i>	115
Световое давление в спектральных линиях со сверхзвуковыми аксиально-сим- метричными движениями. II . . . . . <i>В. П. Гринин</i>	123
Расширение спектральных линий электронным рассеянием. III. Эмиссионная линия. . . . . <i>В. Г. Ведмиц</i>	139
Нелинейные бегущие волны звездной плотности в модели однородной сре- ды. II. Тонкий слой. . . . . <i>С. Н. Нурутдинов</i>	153
Релятивистский ленгмюровский солитон в магнитосфере пульсаров <i>Г. И. Меликидзе, А. Д. Патарая</i>	161

Эволюция энтропийных возмущений в послерекомбинационную эпоху. II. <i>А. С. Зенцова, А. Д. Чернин</i>	169
Электронно-оптический преобразователь М9 ЦВ для 6-метрового телескопа <i>М. М. Бутслов, А. Н. Буренков, Л. В. Гвязиянен, В. Г. Дебур, П. А. Зныкин, А. Ф. Клёпов, Л. И. Кондрашева, В. С. Рылов, Б. М. Степанов, Т. А. Ушакова, Т. М. Федоровская</i>	179

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Примечательная звезда в Эмсе . . . . . <i>Дж. А. Степанян</i>	187
Новые углеродные звезды <i>О. М. Куртанидзе, В. В. Нагришвили, Р. Ш. Науаишвили</i>	190

## Выпуск 2

Галактики с УФ-континуумом сейфертовского типа по наблюдениям на БТА <i>В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян</i>	193
Особенности эмиссионных линий в спектрах четырех сейфертовских галактик первого типа . . . . . <i>В. Н. Попов, Э. Е. Хачикян</i>	207
Сводка определений отношения массы к светимости для 440 двойных галактик <i>И. Д. Караченцев</i>	217
Медленные вспышки в звездных агрегатах. II . . . . . <i>Э. С. Парсамян</i>	231
Физические условия в эмиссионных областях и механизмы активности звезд типа Т Тельца . . . . . <i>В. П. Гримин</i>	243
Интерпретация поляризационных наблюдений двух биполярных отражательных туманностей . . . . . <i>Н. В. Воцинников</i>	257
Являются ли высокоскоростные облака HI галактическими объектами? <i>Ю. А. Щекиноя</i>	265
Модуляционная неустойчивость спиральных волн плотности <i>В. И. Корчагин, П. И. Корчагин</i>	273
Взаимодействие заряженных частиц с полем вращающегося магнитного диполя в присутствии электромагнитного излучения . . . . . <i>А. К. Аветисян</i>	285
Метастабильные образования из ядерного вещества <i>Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян</i>	305
Коллапс маломассивных звезд . . . . . <i>М. М. Баско, М. А. Рудзский, Э. Ф. Сеидов</i>	321
Образование черных дыр в ранней Вселенной <i>Н. А. Заботин, П. Д. Насельский</i>	337
Функция Грина оптически толстого слоя . . . . . <i>О. В. Пикичян</i>	351
Поле излучения в плоской атмосфере при анизотропном рассеянии. Разделение угловых переменных . . . . . <i>Э. Г. Яновицкий</i>	363

- Критические замечания к работам Г. А. Гурзадяна по вспыхивающим звездам  
Р. Е. Гершберга . . . . . 375
- Ответ на «Критические замечания» Р. Е. Гершберга . . . . . Г. А. Гурзадян 383

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Распределение видимых сжатий сейфертовских галактик  
В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж 393

## Выпуск 3

- Пекулярные и взаимодействующие галактики южного неба с эмиссионными спектрами . . . . . Т. М. Борчадяе, Р. М. Вест 397
- О возможном взаимодействии двух систем газа галактики NGC 1275. Данные спектрофотометрии . . . . . В. А. Афанасьев, И. И. Проник 405
- Звезды и континуальные объекты среди оптически отождествленных внегалактических радиисточников  
В. Б. Небелицкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова,  
О. И. Спиридонова, А. Ф. Фоменко 419
- Наблюдения галактик с ультрафиолетовым избытком на радиотелескопе РАТАН-60б. III . . . . . В. А. Самаян, Р. А. Кандалян 425
- Индуктированное звездообразование и цвета двойных и взаимодействующих галактик . . . . . М. А. Смирнов, Б. В. Комберг 431
- Необыкновенная переменная звезда СН Лебедя . . . . . Л. С. Луца 443
- О макроструктуре спектров горячих звезд в ультрафиолете  
С. С. Рустамбекова 457
- Ультрафиолетовая спектрофотометрия некоторых звезд в ассоциации Орнон ОВ1  
Р. Х. Оганесян, К. Г. Гаспарян 469
- Изучение пашеновских линий водорода и инфракрасного триплета Са II в спектре магнитной звезды  $\beta$  Сг В. II. О вариации физических условий в атмосфере звезды . . . . . Н. С. Полосухина, А. Г. Щербаков, В. П. Маланушченко 483
- Объяснение изменений поляризации звездного излучения с помощью гипотезы об «активных долготах» на примере U Моп . . . . . Т. А. Полякова 491
- Кратные системы типа Трапеции в Т-ассоциациях. I . . . . . Г. Н. Салуквадзе 505
- Аналитические решения высокой точности задачи о монохроматическом рассеянии света в плоском слое . . . . . М. А. Мнацаканян 513
- Об иллюзии сверхсветовых скоростей, создаваемой гравитационными линзами  
Л. Х. Ингель 535
- Циклотронное поглощение рентгеновских лучей . . . . . В. В. Железняков 539
- Плазменные процессы за фронтами метагалактических ударных волн  
А. С. Зенцова, В. А. Урпим 553

## ОБЗОРЫ

Радиоизлучение внегалактических объектов . . . . . *Г. М. Товмсян* 563

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Спектральное наблюдение одной галактики с двумя ядрами  
*А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян* 589

Результаты электрополяриметрических наблюдений кометарных туманностей  
*Р. А. Варданян* 592

О нелинейной проблеме Милна . . . . . *Н. Б. Емгибарян* 595

## Выпуск 4

Морфология компактных галактик. I . . . . . *Ф. Бёрнтен, А. Т. Каллооглян* 599

Спектры галактик с UV-континуумом. II  
*Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян* 609

Спектральное исследование двухъядерной галактики Маркарян 266  
*А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян* 621

Спектрофотометрия галактики Маркарян 266 . . . . . *А. Р. Петросян* 631

Проблема кратности среди ярких галактик, подозреваемых в компактности  
*Н. Г. Котошвили* 645

Оптические поверхностные яркости и радиосветимости галактик  
*В. Г. Малцунян* 657

Средние поверхностные яркости и радиоизлучение сейфертовских галактик  
*М. А. Аракелян, Р. А. Кандалян* 663

Инфракрасная фотометрия S звезд  
*А. А. Акопян, В. В. Кирьян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмсян* 669

Функция распределения частот звездных вспышек в ассоциации Орiona  
*Э. С. Парсаян* 677

Кратные системы типа Трапеции в Т-ассоциациях. II . . . . . *Г. Н. Салуквадзе* 687

О цветовых температурах объектов с электронным рассеянием . . . . . *В. В. Соболев* 695

О структуре галактического магнитного поля . . . . . *Р. Р. Андреасян* 707

К вопросу об оптической толщине оболочек звезд класса Ве в бальмеровском континууме . . . . . *Я. Н. Чхиквадзе* 715

Об одном механизме генерации магнитного поля в пульсарах  
*Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян* 727

Об охлаждении плотных межзвездных облаков молекулами окиси углерода  
*Л. Н. Арицтким, И. Г. Колесник* 737

Критерий устойчивости холодных звезд . . . . . *В. Ф. Балек* 743

О распределении интенсивности по профилю в рамках механизма излучения кривизны . . . . .	И. Ф. Малов	751
Численное исследование генерации спиральных волн плотности перемычками в твердотельно вращающихся дисках . . .	В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев	757
Об эволюции возмущений во фридмановских моделях Вселенной	С. Ф. Шандарин	769
Аккреция вещества на сверхмассивные черные дыры и рентгеновское излучение ядер активных галактик . . . . .	А. С. Зенцова	781

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

UBVRI фотоэлектрическая фотометрия ярких объектов Хербига—Аро и одного инфракрасного объекта . . . . .	Н. Д. Меликян, В. С. Шевченко	789
Возможная переменность ИК-излучения звезды V 915 Aq1	В. Э. Аветисян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасын	791

## РЕЦЕНЗИИ

Л. Спитцер. «Физические процессы в межзвездной среде» . . .	Д. А. Варшавович	795
---	------------------	-----

## INDEX OF AUTHORS

<i>Afunasev V. L., Lipovetsky V. A., Markarian B. E., Stepanian J. A.</i> The galaxies with UV-continuum of Seyfert type according to the observations on the BTA . . . . .	193
<i>Afunasev V. L., Pronik I. I.</i> On the possible interaction of NGC 1275 two gas systems. Spectrophotometric data . . . . .	405
<i>Akoptin A. A., Kirian V. V., Melik-Alaverdian Yu. K., Toumassian H. M.</i> Infrared photometry of S-stars . . . . .	669
<i>Andreassian R. R.</i> On the structure of the galactic field . . . . .	707
<i>Arakellian M. A., Kandalian R. A.</i> The mean surface brightnesses and the radioemission of Seyfert galaxies . . . . .	663
<i>Arshutkin L. N., Kolesnik I. G.</i> On cooling of dense interstellar clouds by carbon monoxide . . . . .	737
<i>Avetissian A. K.</i> The interaction of charged particles with the field of rotation magnetic dipole in the presence of electromagnetic radiation . . . . .	285
<i>Avetissian V. Z., Melik-Alaverdian Yu. K., Toumassian H. M.</i> On the variation IR-emission of V 915 AQL . . . . .	791
<i>Balek V.</i> A criterion of the stability of the cold stars . . . . .	743
<i>Basko M. M., Rudzsky M. A., Seldov Z. F.</i> The collapse of low-mass stars . . . . .	321
<i>Berman V. G., Mshurov Yu. N.</i> Determination of the galaxy spiral structure parameters from HI at 21 cm. II. Non-linear theory. $30^\circ \lesssim  l  \lesssim 60^\circ$ . . . . .	73
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T.</i> Compact galaxies in the field $07^h59^m+54^\circ44'$ . . . . .	25
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T.</i> Morphology of compact galaxies. I . . . . .	599
<i>Borchkhadze T. M., West R. M.</i> Southern peculiar and interacting galaxies with emission spectra . . . . .	397
<i>Bruttan G. H.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i> ) . . . . .	97
<i>Burenkov A. N.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Butslov M. M., Burenkov A. N., Gyavgyanov L. V., Debur V. A., Znikin P. A., Klepov A. F., Kondrashova L. I., Rilov V. S., Stepanov B. M., Ushakova T. I., Fedorovskaya T. M.</i> Electromagnetic image converter for 6-meter telescope . . . . .	179

<i>Ghernin A. D.</i> (see <i>Zentsova A. S.</i> ) . . . . .	169
<i>Chkhikvadze I. N.</i> On the opacity problem of Be-stars envelopes in Balmer continuum . . . . .	715
<i>Debur V. G.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Doroshenko V. T., Terebtzh V. Yu.</i> The distribution of apparent flattening among Seyfert galaxies . . . . .	393
<i>Fedorovskaya T. M.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Fomenko A. F.</i> (see <i>Nebelitsky V. B.</i> ) . . . . .	419
<i>Gaspertian K. A.</i> (see <i>Hovhannesstun R. Kh.</i> ) . . . . .	469
<i>Gershberg R. E.</i> Critical comments on G. A. Gurzadian's papers on flare stars . . . . .	375
<i>Grigorian L. Sh., Sahakian G. S.</i> Metastable formations on nuclear matter . . . . .	305
<i>Grinin V. P.</i> The radiation pressure in spectral lines in the medium with supersonic axial-symmetric motions. II. Systems of gas and dust with local radiative coupling . . . . .	123
<i>Grinin V. P.</i> Physical conditions in emission regions and mechanisms of activity of T Tauri type stars . . . . .	243
<i>Gurzadian G. A.</i> Reply to Gershberg's critical comments . . . . .	383
<i>Gyavgyanzen L. V.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Hovhannesstun R. Ch., Gaspertian K. G.</i> Ultraviolet spectrophotometry of stars in the Orion association . . . . .	469
<i>Ingel L. H.</i> On the illusion of superluminally velocities created by gravitational lens . . . . .	535
<i>Jõeveer M. M.</i> Zodiacal light and the counts of galaxies . . . . .	63
<i>Kalloghltan A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i> ) . . . . .	25
<i>Kulloghltan A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i> ) . . . . .	599
<i>Kandaltan R. A.</i> (see <i>Sunamtan V. A.</i> ) . . . . .	425
<i>Kandaltan R. A.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i> ) . . . . .	663
<i>Karachentsev I. D.</i> Survey of mass-to-luminosity ratios for 440 binary galaxies . . . . .	217
<i>Kazarian M. A., Kazarian E. S.</i> The new galaxies with UV-excess. III . . . . .	17
<i>Kazartan E. S.</i> (see <i>Kazartan M. A.</i> ) . . . . .	17
<i>Khachiklan E. Ye.</i> (see <i>Petrosstun A. R.</i> ) . . . . .	589
<i>Khachiklan E. Ye.</i> (see <i>Petrosstun A. R.</i> ) . . . . .	621
<i>Khachiklan E. Ye.</i> (see <i>Popov V. N.</i> ) . . . . .	39
<i>Khachiklan E. Ye.</i> (see <i>Popov V. N.</i> ) . . . . .	207
<i>Kholtygtn A. F.</i> Interconfiguration transitions of CIII, NIV, OV in spectra of Wolf-Rayet stars . . . . .	115

<i>Kirlian V. V.</i> (see <i>Akoplan A. A.</i> ) . . . . .	669
<i>Klepov A. F.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Kogoshvili N. G.</i> The problem of multiplicity of bright galaxies which are suspected to be compact . . . . .	645
<i>Kolesnik I. G.</i> (see <i>Arshutkin L. N.</i> ) . . . . .	737
<i>Komberg B. V.</i> (see <i>Smirnov M. A.</i> ) . . . . .	431
<i>Kondrashova L. I.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Korchagin V. I., Korchagin P. I.</i> The modulation instability of spiral density waves . . . . .	273
<i>Korchagin V. I., Shevalov Yu. G.</i> The numerical investigation of spiral density waves generation by bars in solidary rotating disks . . . . .	757
<i>Korchagin P. I.</i> (see <i>Korchagin V. I.</i> ) . . . . .	273
<i>Kurtanidze O. M., Natrlashvili V. V., Natviltshvili R. Sh.</i> New carbon stars	190
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markartan B. E.</i> ) . . . . .	5
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Afanasev V. L.</i> ) . . . . .	193
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markartan B. E.</i> ) . . . . .	609
<i>Lud L. S.</i> An unusual variable star CH CYG . . . . .	443
<i>Malanushenko V. P.</i> (see <i>Polosukhtna N. S.</i> ) . . . . .	483
<i>Malov I. F.</i> On an angular distribution of a curvature radiation intensity . . . . .	751
<i>Malumian V. H.</i> Observations of galaxies of high surface brightness with the radio telescope RATAN-600 . . . . .	31
<i>Malumian V. N.</i> Optical surface brightnesses and radio luminosities of galaxies	657
<i>Markartan B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Spectra of galaxies with UV-continuum. I . . . . .	5
<i>Markartan B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Spectra of galaxies with UV-continuum. II . . . . .	609
<i>Markartan B. E.</i> (see <i>Afanasev V. L.</i> ) . . . . .	193
<i>Melk-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Avettsian V. L.</i> ) . . . . .	791
<i>Melk-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Akoplan A. A.</i> ) . . . . .	669
<i>Melkidze G. I., Pataraya A. D.</i> Relativistic Langmuir solitons in magnetosphere of pulsars . . . . .	161
<i>Melkian N. D., Shevchenko V. S.</i> UBVR <sub>I</sub> photoelectric photometry of bright Herbig-Haro objects and one infrared object . . . . .	789
<i>Melkonian A. S., Olah K., Oskanian A. V. Jr., Oskanian V. S.</i> Flare activity of BY Dra . . . . .	107
<i>Mirzoyan L. V., Brutan G. H.</i> On the flare star statistics . . . . .	97

<i>Mishurov Yu. N.</i> (see <i>Berman V. G.</i> ) . . . . .	73
<i>Mnatsakantian M. A.</i> The analytic solutions of high accuracy of monochromatic light scattering problem in a flat layer . . . . .	513
<i>Naselsky P. D.</i> (see <i>Zabottn N. A.</i> ) . . . . .	337
<i>Natriashvili V. V.</i> (see <i>Kurtanidze O. M.</i> ) . . . . .	190
<i>Natsvlishvili R. Sh.</i> (see <i>Kurtanidze O. M.</i> ) . . . . .	190
<i>Nebeltitsky V. B., Somov N. N., Somova T. A., Spiridonova O. I., Fomenko A. F.</i> Stars and continuous objects among optically identified extragalactic radio sources . . . . .	419
<i>Nurtdinov S. N.</i> Non-linear running waves of stellar density in model of a homogeneous medium. II. Thin layer . . . . .	153
<i>Olah K.</i> (see <i>Melkanton A. S.</i> ) . . . . .	107
<i>Oskanton A. V.</i> (see <i>Melkanton A. S.</i> ) . . . . .	107
<i>Oskanton V. S.</i> (see <i>Melkanton A. S.</i> ) . . . . .	107
<i>Parsamian E. S.</i> Slow flares in aggregates. I . . . . .	87
<i>Parsamian E. S.</i> Slow flares in the stellar aggregates. II . . . . .	231
<i>Parsamian E. S.</i> The frequency-function of stellar flares in Orion association . . . . .	677
<i>Pataraya A. D.</i> (see <i>Melktonidze G. I.</i> ) . . . . .	161
<i>Petrosian A. R.</i> The spectrophotometric investigation of galaxy Markarian 266 . . . . .	631
<i>Petrosian A. R., Sahakian K. A., Khachikyan E. Ye.</i> Spectral investigation of a double nuclei galaxy . . . . .	589
<i>Petrosian A. R., Sahakian K. A., Khachikyan E. Ye.</i> Spectroscopic investigation of double nucleus galaxy Markarian 266 . . . . .	621
<i>Pikhtyan H. V.,</i> Green's function of the optically thick slab . . . . .	351
<i>Polosukhtina N. S., Sherbakov A. G., Malanushenko V. P.</i> Studies on the Paschen hydrogen lines and infrared triplet Ca II in the spectrum of the magnetic star $\beta$ CrB. II. On the variations in physical conditions in the atmosphere of this star . . . . .	483
<i>Polynkova T. A.</i> An explanation of star light polarization changes by an "active longitude" hypothesis with U Mon as an example . . . . .	491
<i>Popov V. N., Khachikyan E. Ye.</i> Spectrophotometry of the nucleus of S <sub>2</sub> galaxy Markarian 308 . . . . .	39
<i>Popov V. N., Khachikyan E. Ye.</i> Emission line distinctions in the spectra of four type I Seyfert galaxies . . . . .	207
<i>Pronik I. I.</i> (see <i>Afanasev V. L.</i> ) . . . . .	405
<i>Rudzsky M. A.</i> (see <i>Busko M. M.</i> ) . . . . .	321

<i>Rustambekova S. S.</i> On the macrostructure of spectra of hot stars in ultra-violet . . . . .	457
<i>Ritlov V. S.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Sahakian G. S.</i> (see <i>Grigorian L. Sh.</i> ) . . . . .	305
<i>Sahakian K. A.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i> ) . . . . .	589
<i>Sahakian K. A.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i> ) . . . . .	621
<i>Salukvadze G. N.</i> Trapezium type multiple systems in T-associations. I . . . . .	505
<i>Salukvadze G. N.</i> Trapezium type multiple systems in T-associations. II . . . . .	687
<i>Sanamian V. A., Kandalian R. A.</i> Observations of the galaxies with ultra-violet excess on the radio telescope RATAN-600. III . . . . .	425
<i>Sedrakian D. M., Shohabassian K. M.</i> About one mechanism of the magnetic generation in pulsars . . . . .	727
<i>Seidov Z. F.</i> (see <i>Basko M. M.</i> ) . . . . .	321
<i>Shandarin S. F.</i> On the evolution of perturbations in Friedman models of the Universe   . . . . .	769
<i>Shahabassian K. M.</i> (see <i>Sedrakian D. M.</i> ) . . . . .	727
<i>Shevelev Yu. G.</i> (see <i>Korchagin V. I.</i> ) . . . . .	757
<i>Shevchenko V. S.</i> (see <i>Melkian N. D.</i> ) . . . . .	789
<i>Shektnov Yu. A.</i> Are high-velocity clouds galactic objects? . . . . .	265
<i>Sherbakov A. G.</i> (see <i>Polosukhina N. S.</i> ) . . . . .	483
<i>Smirnov M. A., Komberg B. V.</i> Induced star formation and colours of binary and interacting galaxies . . . . .	431
<i>Sobolev V. V.</i> On colour temperatures of objects with electron scattering . . . . .	695
<i>Somov N. N.</i> (see <i>Nebelitsky V. B.</i> ) . . . . .	419
<i>Somova T. A.</i> (see <i>Nebelitsky V. B.</i> ) . . . . .	419
<i>Spiridonova O. I.</i> (see <i>Nebelitsky V. B.</i> ) . . . . .	419
<i>Stepanov B. V.</i> (see <i>Butslov M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Stepanian J. A.</i> Noteworthy star in Serpent . . . . .	187
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i> ) . . . . .	5
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Afanasev V. L.</i> ) . . . . .	193
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i> ) . . . . .	609
<i>Terebizh V. Yu.</i> The luminosity function of Seyfert galaxies . . . . .	45
<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i> ) . . . . .	393

<i>Toumassian H. M.</i> Radio emission of extragalactic objects . . . . .	563
<i>Toumassian H. M.</i> (see <i>Avetisyan V. L.</i> ) . . . . .	791
<i>Toumassian H. M.</i> (see <i>Akopjan A. A.</i> ) . . . . .	669
<i>Urpin V. A.</i> (see <i>Zentsova A. S.</i> ) . . . . .	553
<i>Ushakova T. I.</i> (see <i>Butslou M. M.</i> ) . . . . .	179
<i>Vardantian R. A.</i> The results of electropolarimetric observations of cometary nebulae' . . . . .	592
<i>Varshalovitch D. A.</i> —L. Spitzer: „Physical processes in the interstellar medium“	795
<i>Vedmtch V. G.</i> The broadening of spectral lines by electron scattering. III. The scattering in emission line . . . . .	139
<i>Voshchinnikov N. V.</i> An interpretation of the polarimetric observations of the two bipolar reflection nebulae . . . . .	257
<i>West R. M.</i> (see <i>Borchkhadze T. M.</i> ) . . . . .	397
<i>Yanovitski E. G.</i> The field of radiation in a plane atmosphere with anizotro- pic scattering. The separation of angular variables . . . . .	363
<i>Yengibartan N. B.</i> On non-linear Miln's problem . . . . .	595
<i>Zabotn N. A., Nasel'sky P. D.</i> Black hole formation in an early Universe .	337
<i>Zentsova A. S.</i> Accretion of matter into supermassive black holes and the X-ray radiation of the active galactic nuclei . . . . .	781
<i>Zentsova A. S., Urpin V. A.</i> Plasma processes behind metagalactic shock fronts	553
<i>Zentsova A. S., Chernin A. D.</i> The evolution of entropy perturbations at the post-recombinations epoch. II. The non-linear stage . . . . .	169
<i>Zheleznyakov V. V.</i> Cyclotronic absorption of X-Rays of classical plasma in strong magnetic fields of neutron stars . . . . .	539
<i>Zitkin P. A.</i> (see <i>Butslou M. M.</i> ) . . . . .	179

# CONTENTS

## Number 1

Spectra of galaxies with UV-continuum. I <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	5
The new galaxies with UV-excess. III . . . . . <i>M. A. Kazarian, E. S. Kazarian</i>	17
Compact galaxies in the field $07^{\text{h}}59^{\text{m}}+54^{\circ}44'$ . <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	25
Observations of galaxies of high surface brightness with the radio telescope RATAN-600 . . . . . <i>V. H. Malumian</i>	31
Spectrophotometry of the nucleus of SY 2 galaxy Markarian 308 <i>V. N. Popov, E. Ye. Khachtkian</i>	39
The luminosity function of Seyfert galaxies . . . . . <i>V. Yu. Terebizh</i>	45
Zodiacal light and the counts of galaxies . . . . . <i>M. M. Jõeveer</i>	63
Determination of the galaxy spiral structure parameters from HI at 21 cm. II. Non-linear theory. $30^{\circ} \leq  l  \leq 60^{\circ}$ . . . . . <i>V. G. Berman, Yu. N. Mityurov</i>	73
Slow flares in aggregates. I. . . . . <i>E. S. Parsamian</i>	87
On the flare star statistics . . . . . <i>L. V. Mirzoyan, G. H. Brutian</i>	97
Flare activity of BY DRA <i>A. S. Melkontan, K. Olah, A. V. Oskanian Jr., V. S. Oskanian</i>	107
Interconfiguration transitions of C III, N IV, OV in spectra of Wolf-Rayet stars . . . . . <i>A. F. Kholtygin</i>	115
The radiation pressure in spectral lines in the medium with supersonic axial- symmetric motions. II. Systems of gas and dust with local radiative coupling . . . . . <i>V. P. Grinin</i>	123
The broadening of spectral lines by electron scattering. III. The scattering in emission line . . . . . <i>V. G. Vedmich</i>	139
Non-linear running waves of stellar density in model of a homogeneous me- dium. II. Thin layer . . . . . <i>S. N. Nuritdinov</i>	153
Relativistic Langmuir solitons in magnetosphere of pulsars <i>G. I. Melikidze, A. D. Pataraya</i>	161
The evolution of entropy perturbations at the post-recombinations epoch. II. The non-linear stage . . . . . <i>A. S. Zentsova, A. D. Chernin</i>	169

## Electronic image converter for 6-meter telescope

- M. M. Butslav**, A. N. Burenkov, L. V. Gyavgyanen, V. G. Debur,  
P. A. Znikin, A. F. Klepov, L. I. Kondrashova, V. S. Rilov,  
B. M. Stepanov, T. I. Ushakova, T. M. Fedorovskaya 179

## Notes

- Noteworthy stars in serpent . . . . . J. A. Stepanian 187  
New carbon stars . O. M. Kurtanidze, V. V. Natriashvili, R. Sh. Natsvilitvili 190

## Number 2

- The galaxies with UV-continuum of Seyfert type according to the observations  
on the BTA  
V. L. Afanasev, V. A. Lipovetskij, B. E. Markartun, J. A. Stepanian 193
- Emission line distinctions in the spectra of four type I Seyfert galaxies  
V. N. Popov, E. Ye. Khachikyan 207
- Survey of mass-to-luminosity ratios for 440 binary galaxies  
I. D. Karachentsev 217
- Slow flares in the stellar aggregates. II . . . . . E. S. Parsamian 231
- Physical conditions in emission regions and mechanisms of activity of T Tauri  
type stars . . . . . V. P. Grinin 243
- An interpretation of the polarimetric observations of the two bipolar reflection  
nebulae . . . . . N. V. Voshchinnikov 257
- Are high-velocity HI clouds galactic objects? . . . . . Yu. A. Shchekinov 265
- The modulation instability of spiral density waves  
V. I. Korchagin, P. I. Korchagin 273
- The interaction of charged particles with the field of rotation magnetic dipole  
in the presence of electromagnetic radiation . . . . . A. K. Avetissian 285
- Metastable formations of nuclear matter . . . . . L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian 305
- The collapse of low-mass stars . M. M. Basko, M. A. Rudzsky, Z. F. Seidov 321
- Black hole formation in an early Universe . N. A. Zubotta, P. D. Nuselskiy 337
- Green's function of the optically thick slab . . . . . H. V. Piktadjian 351
- The field of radiation in a plane atmosphere with anisotropic scattering.  
The separation of angular variables . . . . . E. G. Yanovitskiy 363
- Critical comments on G. A. Gurzadian's papers on flare stars R. E. Gershberg 375
- Reply to Gershberg's "critical comments" . . . . . G. A. Gurzadian 383
- Notes
- The distribution of apparent flattening among Seyfert galaxies  
V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh 393

## Number 3

Southern peculiar and interacting galaxies with emission spectra <i>T. M. Borchkhadze, R. M. West</i>	397
On the possible interaction of NGC 1275 two gas systems. Spectrophotometric data <i>V. L. Afanasjev, I. I. Pronik</i>	405
Stars and continuous objects among optically identified extragalactic radio sources <i>V. B. Nebelitsky, N. N. Somov, T. A. Somova, O. I. Spiridonova, A. F. Fomenko</i>	419
Observations of the galaxies with ultraviolet excess on the radio telescope RATAN-600. III <i>V. A. Sanamtan, R. A. Kandalian</i>	425
Induced star formation and colours of binary and interacting galaxies <i>M. A. Smirnov, B. V. Komberg</i>	431
An unusual variable star CH Cyg <i>L. S. Luud</i>	443
On the macrostructure of spectra of hot stars in ultraviolet <i>S. S. Rustambekova</i>	457
Ultraviolet spectrophotometry of stars in the Orion association <i>R. Ch. Hovhannessian, K. G. Gasparian</i>	469
Studies on the Paschen hydrogen lines and infrared triplet Ca II in the spectrum of the magnetic star $\beta$ Cr B. II. On the variations in physical conditions in the atmosphere of this star <i>N. S. Polosuchina, A. G. Sherbakov, V. P. Malanushenko</i>	483
An explanation of star light polarization changes by an "active longitude" hypothesis with U Mon as an example <i>T. A. Polyakova</i>	491
Trapezium type multiple systems in T associations. I. <i>G. N. Salukvadze</i>	505
The analytic solutions of high accuracy of monochromatic light scattering problem in a flat layer <i>M. A. Mnatsakants</i>	513
On the illusion of superluminally velocities created by gravitational lens <i>L. H. Ingel</i>	535
Cyclotronic absorption of X-rays of classical plasma in strong magnetic fields of neutron stars <i>V. V. Zheleznyakov</i>	539
Plasma processes behind metagalactic shock fronts <i>A. S. Zentsova, V. A. Urpin</i>	553
REVIEWS	
Radio emission of extragalactic objects <i>H. M. Toumassian</i>	563
NOTES	
Spectral investigation of a double nuclei galaxy <i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khuchikyan</i>	589

The results of electropolarimetric observations of cometary nebululae	<i>R. A. Vardanian</i>	592
On non-linear Miln's problem . . . . .	<i>N. B. Yengibarian</i>	595
Number 4		
Morphology of compact galaxies. I . . . . .	<i>F. Börngen, A. T. Kallogltan</i>	599
Spectra of galaxies with UV-continuum. II	<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	609
Spectroscopic investigation of double nucleus galaxy Markarian 266	<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachtkian</i>	621
The spectrophotometric investigation of galaxy Markarian 266	<i>A. R. Petrossian</i>	631
The problem of multiplicity of bright galaxies which are suspected to be compact . . . . .	<i>N. G. Kogoshvili</i>	645
Optical surface brightnesses and radio luminosities of galaxies	<i>V. H. Malunian</i>	657
The mean surface brightnesses and the radio emission of Seyfert galaxies	<i>M. A. Arakeltan, R. A. Kandulian</i>	663
Infrared photometry of S-stars	<i>A. A. Akopian, V. V. Kirian, Yu. K. Melik-Alaverdian, H. M. Tovmasian</i>	669
The frequency-function of stellar flares in Orion association	<i>E. S. Parsamian</i>	677
Trapezium type multiple system in T-association. II. . . . .	<i>G. N. Salukvadze</i>	687
On colour temperatures of objects with electron scattering	<i>V. V. Sobolev</i>	695
On the structure of the galactic magnetic field . . . . .	<i>R. R. Andrusian</i>	707
On the opacity problem of Be-stars envelopes in Balmer continuum	<i>I. N. Chkhikvadze</i>	715
About one mechanism of the magnetic field generation in pulsars	<i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahbasian</i>	727
On cooling of dense interstellar clouds by carbon monoxide	<i>L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik</i>	737
A criterion of the stability of the cold stars . . . . .	<i>V. Balek</i>	743
On an angular distribution of a curvature radiation intensity . . . . .	<i>I. F. Malov</i>	751
The numerical investigation of spiral density waves generation by bars in solidary rotating disks . . . . .	<i>V. I. Korchagtn, Yu. G. Shevelev</i>	757
On the evolution of perturbations in Friedman models of the Universe	<i>S. F. Shandartn</i>	769

Accretion of matter into supermassive black holes and the X-ray radiation of the active galactic nuclei . . . . .	<i>A. S. Zentsova</i>	781
---	-----------------------	-----

## NOTES

UBVRI-photoelectric photometry of bright Harbig-Haro objects and one infrared object . . . . .	<i>K. D. Melikian, V. S. Shevchenko</i>	789
--	---	-----

On the variation IR-emission of V915 Aql <i>V. L. Avetisyan, Yu. K. Melik-Alaverdian, H. M. Toumassian</i>		791
---	--	-----

## BOOK REVIEWS

L. Spitzer, "Physical processes in the interstellar medium"	<i>D. A. Varshalovitch</i>	795
---	----------------------------	-----

# CONTENTS

## MORPHOLOGY OF COMPACT GALAXIES. I

	<i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	599
SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. II		
	<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	609
SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF DOUBLE NUCLEUS GALAXY MARKARIAN 266 . . . . .		
	<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian</i>	621
THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF GALAXY MARKARIAN 266 . . . . .		
	<i>A. R. Petrossian</i>	631
THE PROBLEM OF MULTIPLICITY OF BRIGHT GALAXIES WHICH ARE SUSPECTED TO BE COMPACT . . . . .		
	<i>N. G. Kogoshvili</i>	645
OPTICAL SURFACE BRIGHTNESSES AND RADIO LUMINOSITIES OF GALAXIES . . . . .		
	<i>V. H. Malumtan</i>	657
THE MEAN SURFACE BRIGHTNESSES AND THE RADIO EMISSION OF SEYFERT GALAXIES . . . . .		
	<i>M. A. Arakeltan, R. A. Kandalian</i>	663
INFRARED PHOTOMETRY OF S-STARS		
	<i>A. A. Akopian, V. V. Kirtian, Yu. K. Melik-Alaverdian, H. M. Tovmassian</i>	669
THE FREQUENCY-FUNCTION OF STELLAR FLARES IN ORION ASSOCIATION . . . . .		
	<i>E. S. Parsamian</i>	677
TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS IN T-ASSOCIATION. II		
	<i>G. N. Salukvadze</i>	687
ON COLOUR TEMPERATURES OF OBJECTS WITH ELECTRON SCATTERING		
	<i>V. V. Sobolev</i>	695
ON THE STRUCTURE OF THE GALACTIC MAGNETIC FIELD		
	<i>R. R. Androasian</i>	707
ON THE OPACITY PROBLEM OF ENVELOPES OF B <sub>0</sub> STARS IN BALMER CONTINUUM . . . . .		
	<i>I. N. Chkhikvadze</i>	715
ABOUT ONE MECHANISM OF THE MAGNETIC FIELD GENERATION IN PULSARS . . . . .		
	<i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian</i>	727
ON COOLING OF DENSE INTERSTELLAR CLOUDS BY CARBON MONOXIDE . . . . .		
	<i>L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik</i>	737
A CRITERION OF THE STABILITY OF THE COLD STARS . . . . .		
	<i>V. Balek</i>	743
ON AN ANGULAR DISTRIBUTION OF A CURVATURE RADIATION INTENSITY . . . . .		
	<i>I. F. Malov</i>	751
THE NUMERICAL INVESTIGATION OF SPIRAL DENSITY WAVES GENERATION BY BARS IN SOLIDARY ROTATING DISKS		
	<i>V. I. Korchagin, Yu. G. Shevelev</i>	757
ON THE EVOLUTION OF PERTURBATIONS IN FRIEDMAN MODELS OF THE UNIVERSE . . . . .		
	<i>S. F. Shandarin</i>	769
ACCRETION OF MATTER INTO SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND THE X-RAY RADIATION OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI		
	<i>A. S. Zentsova</i>	781
NOTES		
UBVRI PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY OF BRIGHT HERBIG-HARO OBJECTS AND ONE INFRARED OBJECT . . . . .		
	<i>N. D. Melikyan, V. S. Shevchenko</i>	789
ON THE VARIATION IR-EMISSION OF V915 Aql		
	<i>V. Z. Avetisyan, Yu. K. Melik-Alaverdian, H. M. Tovmassian</i>	791
BOOK REVIEWS		
L. SPITZER, "PHYSICAL PROCESSES IN THE INTERSTELLAR MEDIUM"		
	<i>D. A. Varshalovitch</i>	795

СОДЕРЖАНИЕ (Продолжение)

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО ПРОФИЛЮ В РАМКАХ МЕХАНИЗМА ИЗЛУЧЕНИЯ КРИВИЗНЫ . . . . .	<i>И. Ф. Малов</i>	751
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЛОТНОСТИ ПЕРЕМЫЧКАМИ В ТВЕРДОТЕЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ . . . . .	<i>В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев</i>	757
ОБ ЭВОЛЮЦИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ФРИДМАНОВСКИХ МОДЕЛЯХ ВСЕЛЕННОЙ . . . . .	<i>С. Ф. Шандарин</i>	769
АККРЕЦИЯ ВЕЩЕСТВА НА СВЕРХМАССИВНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК <i>А. С. Зенцова</i>		781
<b>КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ</b>		
УВУР1 ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА-АРО И ОДНОГО ИНФРАКРАСНОГО ОБЪЕКТА. . . . .	<i>Н. Д. Меликян, В. С. Шевченко</i>	789
ВОЗМОЖНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДЫ V 915 Aq1 <i>В. Э. Аветисян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасын</i>		791
<b>РЕЦЕНЗИИ</b>		
А. СПИТЦЕР. «ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ». <i>Д. А. Варшалович</i>		795