

ԱՍՏՂԱԳԻՐԻՉ ԱՏՐՕՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. V.

*Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян,
Н. Д. Меликян, Р. Ш. Ницвлишвили, М. К. Цветков*

205

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. X.

Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян

225

UVV-ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 185 И 186

Ф. Бёрниен, А. Т. Каллоглян, А. Г. Егикян

233

СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИК

М. А. Аракелян

245

МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА В СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ

М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян

253

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ГАЛАКТИКАХ

С. А. Каплан, Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян

263

„СКРЫТЫЕ МАССЫ“ И ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

В. А. Антонов, А. Д. Чернин

271

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

Э. Х. Даниелян, О. В. Пикичян

275

РАСШИРЕНИЕ И СМЕЩЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПЕРЕНОСЕ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе

287

ЯВЛЕНИЕ ПИОНИЗАЦИИ ВЫРОЖДЕННОГО ВЕЩЕСТВА

Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян

295

НЕОДНОРОДНО ВРАЩАЮЩИЕСЯ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян

313

К РАБОТЕ „МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД“

Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян

323

ВРАЩАЮЩИЕСЯ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПОЛИТРОПЫ

А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян

327

АНИЗОТРОПНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ В ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ С КВАДРАТИЧНЫМИ ИНВАРИАНТАМИ

А. А. Рувмайкин

345

НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В АДРОННЫХ СИСТЕМАХ

А. И. Буррий, А. А. Трушевский

361

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ В КВАЗИИЗОТРОПНОМ ТОЛМЕНОВСКОМ РЕШЕНИИ

А. Г. Полнарев

375

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Е. Шапошников

385

Е Р Е В А Н

Խ Մ Բ Վ Գ Դ Ա Կ Ա Ն Կ Ա Լ Ե Գ Ի Մ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելիդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կասլյան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),
Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզայան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасьян

„АСТРОФИЗИКА“ — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

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

Журнал выходит 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 հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից 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 ուսրլի, բաժանորդագիրն է 4 ուսրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդրևարդենայա կենդա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. V

Л. В. МИРЗОЯН, О. С. ЧАВУШЯН, Л. К. ЕРАСТОВА, Г. Б. ОГАНЯН,
Н. Д. МЕЛИКЯН, Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ*, М. К. ЦВЕТКОВ**

Поступила 4 марта 1977

Приводятся результаты фотографических наблюдений звездных вспышек в области Плеяд, выполненных в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях в течение, в основном, 1973—1974 гг. На основе этих наблюдений, а также ревизии снимков, полученных ранее, обнаружено 20 новых вспыхивающих звезд (табл. 1) и 62 повторные вспышки уже известных вспыхивающих звезд (табл. 3).

Продолжена единая нумерация вспыхивающих звезд в Плеядах, включающая и вспыхивающие звезды, обнаруженные за этот период в других обсерваториях (табл. 2). Общее число известных к 1 мая 1976 г. вспыхивающих звезд в области Плеяд достигло 469, а число вспышек—1089 (исключая вспыхивающую звезду № 55 и ее вспышки).

Выполнены двухцветные наблюдения 21 вспышки в фотографических и ультрафиолетовых лучах (табл. 4). Они указывают на сильное «посинение» излучения вспышек вблизи максимума блеска и некоторое его «покраснение» после максимума.

Представлены некоторые данные о семи медленных вспышках, обнаруженных в области Плеяд (табл. 5).

Рассмотрены аргументы, свидетельствующие о том, что числа вспыхивающих звезд, приходящихся на интервал в одну фотографическую звездную величину, имеют хорошо выраженный максимум при $m = 17-18$ (табл. 6), а средние энергии вспышек составляют одну и ту же долю полного излучения звезды почти независимо от яркости звезд (табл. 7).

Полное число вспыхивающих звезд в Плеядах, оцененное различными методами, равно, по порядку величины, 1000 (табл. 8 и 9), в согласии с более ранними оценками [1—4].

Наблюдательные данные указывают на большие различия в средней частоте вспышек у различных вспыхивающих звезд в Плеядах. Данные, относящиеся к вспыхивающим звездам, наблюдаемым во вспышках в $k < 5$ раз, удовлетворительно представляются тремя пуассоновскими распределениями с различными средними частотами вспышек (табл. 10).

* Абастуманская астрофизическая обсерватория Академии наук Грузинской ССР.

** Сектор астрономии Академии наук Болгарии.

Введение. В предыдущих статьях этой серии [1—4] сообщалось о результатах фотографических наблюдений вспыхивающих звезд области скопления Плеяды, произведенных в Бюраканской астрофизической обсерватории.

Эти наблюдения указывают на богатство этого скопления вспыхивающими звездами. Так как большинство из них принадлежит самому скоплению Плеяды, имеющему небольшой возраст (7·10⁷ лет [5]), этот результат, вместе с результатами наблюдений, выполненных в обсерваториях Тонанцинтла (Мексика), Асиаго (Италия) и Будапештской, подтверждает высказанный ранее (см., например, [6]) вывод о том, что стадия вспыхивающей звезды является одной из наиболее ранних в жизни карликовых звезд.

Наблюдения показали также, что математическое ожидание числа обнаруживаемых за один час слежения *новых вспыхивающих звезд* в Плеядах со временем регулярно убывает, в то время как математическое ожидание числа обнаруживаемых повторных вспышек уже известных *вспыхивающих звезд* возрастает.

В настоящей статье мы приводим результаты фотографических наблюдений области Плеяд последних лет.

Новые вспыхивающие звезды. Наблюдения области Плеяд, представленные в настоящей статье, были выполнены 40- и 21-дюймовыми камерами системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Армянской ССР и 28-дюймовой камерой системы Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории Академии наук Грузинской ССР.

Общая продолжительность всех наблюдений составляет 255 часов. Из них 50 часов (в 1974 г.) область Плеяд фотографировалась тремя телескопами, одновременно в фотографических и ультрафиолетовых лучах, для определения цветов вспышек.

Все наблюдения по годам и по телескопам распределяются следующим образом: 1973 г.— 141 час в Бюракане и 20 часов в Абастумани; 1974 г.— 71 час и 56 часов; 1975 г.— 5 часов и 11 часов, соответственно, и 1976 г.— около одного часа в Абастумани.

Следует добавить, что в Бюракане область Плеяд фотографировалась либо 40" телескопом, либо 21" телескопом, кроме периода кампании 1974 г.

Наблюдения проводились, в основном, в осенние месяцы.

Табл. 1 содержит данные о всех новых вспыхивающих звездах в Плеядах, обнаруженных в Бюракане и в Абастумани после опубликования последней статьи этой серии [4]. Мы, как и раньше, используем систему единой нумерации *вспыхивающих звезд* Плеяд.

В качестве вспышки нами рассматривались все случаи быстрого возрастания блеска звезды, если амплитуда ее заметно превышала 0.5 звездной

величины. В случае параллельных наблюдений в двух цветах за вспышку принимались все случаи, когда амплитуда хотя бы в одном из цветов превышала 0.5 звездной величины.

Таблица 1

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

№	ИП [7]	α (1900)	δ (1900)	m_U	Δm_U	m_{PR}	Δm_{PR}	Дата	Телескоп
466		03 ^h 34 ^m 8	21 51"			16.5	2.0	14. 8.69	21"
467		42.3	23 21	18.1	2.0			14. 8.72	40
468		40.1	22 02			20.2	4.0	28.10.72	21
469		47.1	25 42			16.9	2.5	3.11.73	21
470		42.8	22 56			19.7	6.0	20.11.73	21
471		51.2	21 45			19.0	2.0	14.10.74	21
472		40.2	22 40	16.3	1.7	15.3	0.5	15.10.74	40 21
473		41.6	22 04	16.8	1.0			16.10.74	40 21
474		46.6	25 32	19.7	3.1			18.10.74	40 21
475		45.0	22 22	18.4	3.4	17.6	1.5	18.10.74	40 21, 28
475		43.0	24 02	18.7	2.5	17.7	0.7	18.10.74	40 21
477		37.9	23 38	20.0	4.0			19.10.74	40 21
473		41.4	23 01	19.9	5.6	18.9	4.2	24.10.74	40 21, 28
479	1651	42.0	24 12	17.6	1.3			17.11.74	40
480		40.7	22 38	17.0	1.5			17.11.74	40
481		35.5	23 33	20.5	5.0	19.5	4.8	17.11.74	40 21
432		42.6	23 08			21.0	2.5	20.11.73	28
433		41.7	25 02			18.2	3.4	17.10.74	28
484		37.3	23 45			17.3	1.1	20.10.74	28
485		32.6	23 06			21.0	4.8	8. 1.76	28

За этот период нами обнаружено всего 20 новых вспыхивающих звезд и 62 повторные вспышки уже известных вспыхивающих звезд. Из них 21 вспышка, в том числе 13 повторных, были наблюдаемы в двух цветах.

За время, прошедшее после опубликования статьи [4], 35 новых вспыхивающих звезд в области Плеяд были обнаружены другими исследователями. Сведения о них нам стали известны из литературных источников [8—11]*.

* Из трех вспыхивающих звезд, обнаруженных за этот период в Падомаре [12], звезды P 1 и P 3 (ИП 2940) нами не учтены, так как у них амплитуды вспышек не превышали 0.5 звездной величины, а вспышка звезды P 2 совпадает со вспышкой звезды T 53b, обнаруженной в Тонантитла.

В итоге число известных вспыхивающих звезд в области Плеяд к 1 мая 1976 г. достигло 469*, а число зарегистрированных вспышек — 1089. За все время фотографических наблюдений области Плеяд общая продолжительность непрерывающихся наблюдений составила 2612 часов.

В табл. 2 приводится список всех обнаруженных за этот период вспыхивающих звезд. В ней, наряду с номерами звезд по первоисточнику, даны номера их по единой нумерации.

Порядок единой нумерации по-прежнему хронологический.

Таблица 2

ЕДИНАЯ НУМЕРАЦИЯ НОВЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ, ОБНАРУЖЕННЫХ ПОСЛЕ 1971 г. (А — АСИАГО, В — БЮРАКАН, К — КОНКОЛИ, Т — ТОНАНЦИНТЛА)

№ по единой нумерации	№ по первоисточнику	Литература
431—435	Т 56b—60b	[8]
436—454	А 118—123, 125, 130, 131, 134, 135, 137, 138, 141, 145, 147—150	[9]
455—465	К 24—34	[10, 11]
466—481	В 466—481	Настоящая статья
482—485	Открыты в Абастумани	" "

Как следует из приведенных данных, интерес к вспыхивающим звездам у наблюдателей несколько понизился после того, как наблюдения позволили приближенно установить некоторые статистические особенности совокупности вспыхивающих звезд, принадлежащих скоплению. Между тем, всестороннее исследование вспыхивающих звезд в Плеядах и дальнейшее уточнение установленных статистических закономерностей, так же, как их эволюционное истолкование, представляют большой интерес для решения проблемы физики и эволюции звезд.

Повторные вспышки ранее известных вспыхивающих звезд. Как было отмечено, за прошедшее время нами были зарегистрированы 62 повторные вспышки известных вспыхивающих звезд Плеяд. Большинство из них обнаружено на новых фотографиях и только 4 при ревизии старых снимков области Плеяд. Данные об этих вспышках представлены в табл. 3. Еще 102 повторные вспышки были обнаружены в обсерватории Тонанцинтла [8] и 13 вспышек — в обсерватории Асиаго [9].

Таким образом, полное число повторных вспышек, наблюдаемых в Плеядах за последнее время, составляет 177.

* За исключением вспыхивающей звезды № 55, принадлежащей к скоплению Гпады [4].

Таблица 3

НОВЫЕ ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
В ПЛЕЯДАХ

№	НП [7]	α (1900)	δ (1900)	m_U	Δm_U	m_{PR}	Δm_{PR}	Дата	Телескоп
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2		03 ^h 34 ^m 8	+ 24 27'			18.8	3.2	27. 9.73	21"
10		38.5	25 43			16.9	2.7	29.11.73	21
10				18.0	2.7			7.11.74	40
14	906	40.2	24 22	18.2	2.4	17.0	0.6	26.10.74	40, 21
14						17.0	1.6	16.11.74	21
18		41.6	22 02			16.6	0.7	20.10.74	28
18				17.1	2.8			16. 1.75	40
23		42.4	24 36			18.8	1.5	27. 9.73	21, 28
23						18.8	3.1	14.10.74	21
23				19.8	4.8	18.8	2.1	24.10.74	40, 21, 28
24		42.5	22 53			19.3	3.4	5.10.75	28
36		36.2	23 46	18.4	1.1			24.10.74	40, 21, 28
39		37.1	24 30	18.3	2.6			5. 9.73	40
43		38.8	23 54			17.4	2.4	7.12.75	28
55	2411	43.7	24 01			15.9	0.5	26.11.73	21
55				16.9	1.2			18.10.74	40, 21
55				16.9	2.6	15.9	1.5	20.10.74	40, 21, 28
70	212	38.0	24 07	17.2	1.9			7. 9.73	40
71		38.2	22 46			17.2	2.8	24. 8.73	21
83		42.0	22 15			17.0	2.1	19.11.73	21
83						17.0	1.9	19.11.73	21
86		42.6	22 06	18.1	2.3	17.3	1.6	24.10.74	40, 21, 28
87		42.7	22 28	17.0	1.0			7. 9.73	40
95		45.1	23 00			16.3	0.8	18.10.73	21
99		49.7	22 33			16.1	2.5	15.10.74	28
101		33.2	24 25			17.8	4.7	1.10.73	28
103		36.9	23 08	17.7	1.1			18.10.74	40, 21
103				17.7	1.9			17.11.74	40, 21
104		38.7	24 12	19.5	4.5	18.5	3.2	20.10.74	40, 21
119		37.8	23 25			19.3	4.3	1.09.73	21
120		40.7	23 28	19.9	6.1	18.9	4.6	20.10.74	40, 21, 28
145		41.9	22 06	20.6	6.2	19.6	4.9	18.10.74	40, 21, 28
150		38.1	24 45	18.2	1.7			19.10.74	40
154		42.2	22 44	18.0	1.3			18. 9.71	40
172		36.1	23 38			18.6	3.5	27. 9.73	21, 28

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
173		03 ^h 37 ^m .2	22 29'			17.0	2.0	15.10.74	28	
174		36.8	23 03	20.1	4.8	19.1	4.1	17.11.74	40, 21	
179		38.6	24 22			18.3	3.2	31. 8.73	21	
225		35.5	23 36			19.0	2.7	29. 9.73	21, 28	
244	1128	40.7	23 40	16.8	1.6			4. 2.73	40	
245		37.2	24 26	18.8	1.8			18. 9.71	40	
257		42.7	24 18			19.1	2.1	30.11.72	21	
267		41.0	24 56	18.2	1.4			25. 1.74	40	
271	1485	41.9	24 35	16.9	4.0			21.12.73	40	
289		36.6	22 35	17.1	1.4	15.8	0.2	17.10.74	40, 28	
291		46.8	21 25			15.8	1.2	29.11.73	21	
298		36.6	22 28	17.4	2.6	16.5	0.8	18.10.74	40, 21	
306		36.1	24 24	16.0	1.3	14.8	0.5	20.10.74	40, 21	
326		38.5	25 03			18.2	2.4	17.11.73	21	
326						18.2	2.1	25. 1.74	21	
326				19.2	7.6	18.2	5.7	22.10.74	40, 21, 28	
335	1321	41.2	23 26	18.1	2.1	16.9	1.0	18.10.74	40, 21	
335							1.0	7.12.75	28	
360		39.9	21 48			18.8	1.5	22.10.73	21	
394		35.0	22 55			19.2	4.2	28.11.73	21	
399		38.4	24 33	20.0	5.6			21.11.74	40	
424		41.4	24 50			18.2	4.5	21.10.73	21	
435		43.3	21 52	16.6	1.4	15.2	0.5	25.10.74	40, 21	
467		42.3	23 21	18.1	1.5			7.12.72	40	
467						4.1	17.5	3.4	16.10.74	40, 21
467						17.5	2.7	24.10.74	28	
467						3.0	0.9	17.11.74	40, 21	

Двухцветные наблюдения вспыхивающих звезд в Плеядах. В период наших наблюдений одной из главных задач являлась попытка определения цветов излучения вспышек. Именно с этой целью осуществлялись одновременные параллельные («синхронные») наблюдения области Плеяд в фотографических (21" телескоп) и ультрафиолетовых (40" телескоп) лучах. Эти наблюдения проводились в октябре—ноябре 1974 г., когда была организована кампания оптических и радионаблюдений вспышек в Плеядах, совместно с радиоастрономами из радиоастрономической станции Института ТАТА в Отокамунде (Индия). В оптических наблюдениях области Плеяд участвовала также Абастуманская астрофизическая обсерватория

Академии наук Грузинской ССР*. Результаты двухцветных наблюдений включены в табл. 1—3.

Как уже отмечено, общая продолжительность параллельных наблюдений на двух телескопах составляет 51 час. За это время была зарегистрирована 21 вспышка.

Таблица 4

ДВУХЦВЕТНЫЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ (m_U) И ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ (m_{pg}) НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ПЛЕЯДАХ

№	V	U—B	Δm_U	$(m_U - m_{pg})_{flare}$			Асинхронность (мин)
				max	через 10 мин	через 20 мин	
14	15.26	1.26	2.4	-1.3	-0.3	+0.4	2 U
23	17.31	1.00	4.8	-1.8	-0.5	-0.4	3 pg
55	14.09	0.99	2.6	-0.3	+0.6	+0.2	0
86	15.69	0.74	2.3	-0.1	-0.5	+0.0	3 pg
104	17.33	1.0	4.5	-0.3	-0.8	—	0
120	17.62	1.0	6.1	-0.5	-0.2	-0.3	1 pg
145	18.85	1.0	6.2	-0.3	0.0	-0.3	0
174	17.97	1.0	4.8	+0.3	-0.7	—	4 U
289	14.46	1.27	1.4	-1.5	—	—	0
298	15.07	0.87	2.6	-1.5	-1.2	-1.0	3 pg
306	13.32	1.11	1.3	-0.4	+0.7	—	0
326	17.35	1.0	7.6	-0.9	-0.8	-1.0	1 pg
335	15.37	1.19	2.1	-0.3	-0.8	-0.7	4 pg
435	13.75	1.36	1.4	-0.3	-0.8	—	3 pg
467	16.29	0.63	4.1	-0.1	-1.0	-0.1	0
467	16.29		3.0	—	—	-2.0	0
472	13.94	1.07	1.7	-0.9	—	—	0
475	15.88	0.82	3.4	-1.3	-1.0	-1.3	5 pg
476	16.04	0.98	2.5	-1.6	-1.6	-2.3	4 pg
478	17.39	1.0	5.6	-0.4	-0.4	—	0
481	18.43	1.0	5.8	-0.1	0.0	0.0	4 U
Средние цвета				-0.7	-0.5	-0.6	

Примечание: Обозначения «U» и «pg» в последнем столбце указывают, что соответствующие наблюдения начаты раньше других.

В табл. 4 приводятся данные о вспыхнувших за это время вспыхивающих звездах и цвета $m_U - m_{pg}$ этих вспышек (речь идет о цветах самих

* При определении цветов вспышек эти наблюдения не учтены, так как они не являются «синхронными» с наблюдениями, выполненными в Бюракане.

вспышек, то есть из наблюдаемых во время вспышек величин фотометрически вычтены соответствующие величины в минимуме). Цифры, представленные в восьмом столбце табл. 4, указывают на величину асинхронности двухцветных наблюдений в минутах. Они показывают, что в большинстве случаев наблюдения точно синхронные. Однако в ряде случаев эта разница доходит до 5 минут, причем, только в трех случаях (звезды № 14, 174 и 481) наблюдения в ультрафиолетовых лучах были начаты раньше фотографических, а в 9 случаях (звезды № 23, 86, 120, 298, 326, 335, 435 и 476) — наоборот. Цвета вспышек определены для трех изображений звезды на снимке (для трех точек кривой блеска): вблизи ее максимума и через 10 и 20 минут после максимума. В некоторых случаях число цветов меньше трех, так как соответствующие изображения, по крайней мере в одном цвете, отсутствуют.

Каждое изображение представляет собой десятиминутную экспозицию звезды, то есть соответствует (если пренебречь нелинейными эффектами) интегралу излучения звезды за это время в данном цвете. Цвета вспышек определены как разность ультрафиолетовых и фотографических звездных величин вспышек, с учетом цветов звезды в минимуме блеска. Очевидно, что они могут вследствие интегрирования излучения звезды несколько отличаться от мгновенных цветов вспышек.

Данные табл. 4 позволяют делать следующие выводы. Цвета наблюдаемых вспышек меняются в широких пределах, даже примерно в одной и той же фазе относительно максимума вспышки и указывают на существенное посинение звезды во время вспышки. Вблизи максимума блеска цвет вспышки $m_U - m_{pg}$ очень «синий».

В подавляющем большинстве случаев показатель цвета отрицателен, а для значительного числа вспышек близок и меньше — 1.0. Такие цвета вспышек зарегистрированы во время фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита. Например, по наблюдениям Кункеля [13] цвета U—V в максимуме вспышек приблизительно равны —1. Данные табл. 4 указывают, по-видимому, также, в согласии с фотоэлектрическими наблюдениями звезд типа UV Кита [13], что в большинстве случаев показатель цвета вспышки «краснеет» после максимума. Однако имеются и вспышки, когда наблюдается посинение после максимума, или цвет вспышки остается постоянным.

Этим, в основном, можно объяснить тот факт, что цвета всех вспышек, включенных в табл. 4, в среднем почти не меняются с удалением от максимума. Возможно, что это частично обусловлено неодинаковым числом измерений в соответствующих столбцах.

Имея в виду большие амплитуды наблюдаемых вспышек ($\Delta m_U = 1.4-7.6$), можно допустить, что эти результаты в большинстве случаев правильно отражают действительную картину изменения цветов вспышек.

Вместе с этим следует отметить, что цвета $m_U - m_{Pg}$ вспыхивающих звезд, вычисленные по их фотографическим и ультрафиолетовым величинам, определенным из «синхронных» наблюдений вспышек, имеют недостаточно высокую точность. Она меньше точности определения каждой из соответствующих звездных величин ($\pm 0.2 \div 0.4$).

Поэтому полученные на основе m_U и m_{Pg} оценки цветов вспышек носят, в основном, качественный характер. Тем не менее, посинение звезды во время вспышки и относительное покраснение цвета вспышки после максимума в большинстве случаев можно считать несомненным. Что касается случаев посинения цвета вспышек после максимума, то они требуют дальнейшего исследования.

Следует добавить, что вычисленные нами цвета $m_U - m_{Pg}$ вспышек вблизи максимумов по своему определению должны быть несколько краснее цветов $U - V$.

Медленные вспышки в Плеядах. Аро [14] первым обратил внимание на отличие вспышек, обладающих различной продолжительностью возгорания. На основе этого критерия он разделил все вспышки на две группы: быстрые и медленные. К медленным вспышкам он отнес все вспышки, у которых время возгорания порядка 30 минут и больше, а к быстрым — все остальные вспышки. Аро [14] привел свидетельства, показывающие, что вспышки этих двух групп отличаются друг от друга своим цветом: медленные вспышки имеют более красный цвет, чем быстрые. Выяснилось также, что медленные вспышки встречаются гораздо реже, их число почти на два порядка меньше числа быстрых вспышек.

Первые медленные вспышки Аро [14] обнаружил в ассоциации Ориона и высказал предположение, что они характерны для самых молодых вспыхивающих звезд. Однако в дальнейшем это предположение не подтвердилось: были обнаружены медленные вспышки и в более старых агрегатах — Плеядах [3, 4, 15, 16], Гиадах [4] и Яслях [17]. Примечателен тот факт, что у некоторых вспыхивающих звезд (например, № 66, 149, 153 в Орионе [18] и № 103, 154, 203, 267 в Плеядах [3, 15, 16]) были наблюдаемы как быстрые, так и медленные вспышки.

Таким образом, выяснилось, что различие в этих двух группах вспышек не связано с возрастом звезды. Оно, вероятно, обусловлено различием физических условий протекания процесса вспышки. В. А. Амбарцумян [19], например, это объясняет различием в глубине расположения тех слоев звезды, где происходит вспышка (распад протозвездной материи). Это представление, по-видимому, позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемые характеристики медленных вспышек (частота, скорость возгорания и цвет).

Бюраканские наблюдения области Плеяд привели к обнаружению пяти медленных вспышек [3, 4, 15, 16], в том числе одной у звезды № 55.

принадлежащей Гиадам [4]. Еще две медленные вспышки в Плеядах были обнаружены Пигатто и Розино [9].

В табл. 5 приводятся данные об этих медленных вспышках. Для двух из них (№ 55, 203) имеются наблюдения в двух цветах [4, 15], которые как будто подтверждают вывод Аро об относительно красном цвете медленных вспышек.

МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В ПЛЕЯДАХ

Таблица 5

Звезда (№)	Дата	Время возгорания	Блеск и нормальные цвета			Литера- тура
			V	B-V	U-B	
55	3.12.72	40	14.09	1.80	0.99	[4]
103	2. 9.70	40	14.98	1.61	1.07	[15]
154	25. 9.71	30	16.44	1.57	0.84	[3]
203	20. 9.71	30	17.20	1.33	0.49	[16]
205	29. 1.73	50	17.89	1.15	—	[9]
267	19. 9.71	30	16.42	1.75	0.47	[3]
360	8.11.72	30	16.52	1.79	—	[9]

Число вспыхивающих звезд различных величин и средняя энергия вспышек. Наблюдения показывают, что число вспыхивающих звезд n_* и число зарегистрированных вспышек n в Плеядах резко возрастает, когда мы переходим от самых ярких до звезд с фотографическими величинами 17—18, а затем примерно симметрично убывает до самых слабых звезд (табл. 6).

Таблица 6

СРЕДНЕЕ ЧИСЛО НАБЛЮДЕННЫХ ВСПЫШЕК НА ОДНУ ВСПЫХИВАЮЩУЮ ЗВЕЗДУ (\bar{n}) ДЛЯ РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛОВ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН

Число mrg	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	>21.0
Звезд-п.	5	33	43	79	137	71	54	32	15
Вспышек-п	6	97	112	232	303	159	108	47	25
$\bar{n} = n/n_*$	1.20	2.94	2.60	2.94	2.21	2.24	2.00	1.47	1.67

Однако у более слабых вспыхивающих звезд нам доступны только вспышки со сравнительно большими амплитудами. Вследствие этого среди слабых вспыхивающих звезд число еще не обнаруженных должно быть сравнительно больше, чем у более ярких звезд. Об этом говорит, в частности, тот факт, что средняя видимая звездная величина обнаруживаемых вспыхивающих звезд систематически росла со временем. Так, например,

она составляет 17.3 для обнаруженных первыми 150 вспыхивающих звезд в Плеядах и 17.9 — для последних 150. Поэтому реальное убывание числа вспыхивающих звезд, при переходе к слабым, должно быть несколько медленнее. Убывание числа вспыхивающих звезд к слабым звездам, безусловно, отражает действительность. В противном случае, мы пришли бы к невероятно большой массе скопления Плеяды.

Зависимость среднего числа наблюденных вспышек на одну вспыхивающую звезду (\bar{n}) от видимой звездной величины для вспыхивающих звезд Плеяд указывает на некоторое убывание этого числа при переходе к слабым вспыхивающим звездам (табл. 6).

Если полагать, что это число убывает вследствие отмеченной наблюдательной селекции, а в действительности оно постоянно для всех звездных величин, то этот факт можно рассматривать как свидетельство независимости кратности вспышек от светимости вспыхивающих звезд.

Исключение составляет интервал звездных величин 13—14. Для них среднее число вспышек, приходящееся на одну звезду, близко к единице. Выпадение этих вспыхивающих звезд из общей зависимости обусловлено, по всей вероятности, трудностью наблюдения вспышек у ярчайших вспыхивающих звезд. Не исключено, однако, что это частично вызвано реальным уменьшением у них средней частоты вспышек.

Данные о средних амплитудах вспышек вспыхивающих звезд можно попытаться использовать для оценок средней энергии вспышек. Наблюдаемая средняя амплитуда вспышек меняется с видимой величиной звезды. Для звезд до 16-ой величины в минимуме блеска средняя амплитуда, по-видимому, не зависит от яркости звезды, а для более слабых звезд сильно возрастает с возрастанием звездной величины (табл. 7). Это возрастание можно попытаться объяснить при допущении, что для этих слабых (начиная с 17-ой звездной величины) звезд средняя энергия наблюдаемых вспышек почти постоянна независимо от яркости звезды. Это видно из данных второй строки табл. 7, полученных при этом допущении.

Таблица 7

СРЕДНИЕ АМПЛИТУДЫ ВСПЫШЕК

Δm_{pg} \ m_{pg}	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	>21.0
Наблюдения	1.2	1.2	1.2	1.4	2.0	3.2	4.0	5.0	6.0
С учетом потерь	1.2	1.2	1.2	1.4	1.6	1.6	1.6	1.7	1.7

Действительно, при наблюдениях слабых звезд мы теряем все вспышки сравнительно малых амплитуд, когда на снимках не достигается предельная

величина. В результате для них искусственно завышена наблюдаемая средняя энергия вспышек.

Для учета доли вспышек различных амплитуд, теряемых из-за наблюдательной селекции, можно допустить, что у звезд, в минимуме блеска слабее предельной величины, доступной телескопу при данной экспозиции, реальное распределение амплитуд больше 0.5 звездной величины совпадает с видимым распределением амплитуд для ярких звезд.

Оценив, таким образом, долю вспышек, теряемых при наблюдениях вспышек слабых вспыхивающих звезд, можно грубо определить для них зависимость средней амплитуды от видимой величины звезд. Она показывает тенденцию возрастания средней амплитуды с видимой звездной величиной для звезд слабее 16-ой величины. Имея в виду, что эта величина приблизительно постоянна для вспыхивающих звезд до 16-ой видимой величины, можно допустить, что указанное возрастание является следствием неточного учета наблюдательной селекции, а в действительности средняя амплитуда не зависит от яркости звезды.

В этом случае можно заключить, что средняя энергия вспышек составляет постоянную часть светимости вспыхивающих звезд. В противном случае следует считать, что имеет место слабое возрастание средней энергии вспышек к звездам низких светимостей.

Полное число и средняя частота вспыхивающих звезд в Плеядах. Как уже было отмечено, за последние три года, прошедшие после опубликования статьи [4], в Плеядах обнаружено 55 новых вспыхивающих звезд и 177 повторных вспышек ранее известных вспыхивающих звезд. Эти числа можно использовать для грубой оценки полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах.

Отношение чисел новых и повторных вспышек в каком-либо ряде наблюдений при условии, когда вероятность обнаружения вспышек одинакова для всех вспыхивающих звезд, должно быть равным отношению чисел еще не известных и известных до начала данного ряда наблюдений вспыхивающих звезд в системе. Иначе говоря, в этом случае мы имели бы основание утверждать, что число неизвестных в настоящее время вспыхивающих звезд в Плеядах примерно в три раза меньше числа уже обнаруженных вспыхивающих звезд. При справедливости этого допущения меньше одной четверти всех вспыхивающих звезд в Плеядах было бы нам неизвестно и для полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах мы имели бы оценку $N \simeq 550$.

Очевидно, что вышеприведенные соображения справедливы только при равной средней частоте вспышек всех звезд. Между тем, как будет показано ниже, эта средняя частота совершенно различна у разных вспыхивающих звезд. В этом случае, естественно, чаще обнаруживаются звезды с большими средними частотами вспышек, чем с малыми. Это приводит к меньше-

му значению вероятности появления вспышек у еще не обнаруженных вспыхивающих звезд.

Но дело не только в различии вероятностей появления вспышек этих двух родов. Вероятности обнаружения повторной вспышки и обнаружения пока неизвестной вспыхивающей звезды также значительно отличаются. Это обусловлено прежде всего тем, что со временем остаются неизвестными все более и более слабые вспыхивающие звезды (а следовательно, для обнаружения вспышки нужно, чтобы она обладала большой амплитудой) и тем, что при поисках вспышек на фотографических пластинках наблюдатель невольно (а при ревизии старых пластинок сознательно) обращает больше внимания на уже известные вспыхивающие звезды.

Этим можно объяснить тот факт, что вышеприведенная оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах ($N \approx 550$) сильно расходится с более подробными оценками, полученными разными методами в наших предыдущих статьях. Эти последние дают значение порядка 1000 [1—4] для полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах. Согласно этим оценкам, в настоящее время остаются еще неизвестными в этой системе более половины всех вспыхивающих звезд.

Наиболее простая оценка количества неизвестных в системе вспыхивающих звезд (n_0) получается с помощью формулы [1, 5]

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}, \quad (1)$$

выражающей это число посредством чисел вспыхивающих звезд, уже наблюденных в одной (n_1) и в двух (n_2) вспышках.

Формула (1) справедлива в том случае, когда последовательность вспышек у каждой звезды представляется пуассоновским распределением, а средние частоты вспышек одинаковы у всех вспыхивающих звезд.

Для известных к настоящему времени вспыхивающих звезд в Плеядах имеем:

$$n_1 = 270, \quad n_2 = 71,$$

что приводит к значению $n_0 = 513$.

Полное число вспыхивающих звезд в системе определится как сумма известных (469) и неизвестных (513) в ней вспыхивающих звезд

$$N = \sum_0^{\infty} n_k = 982.$$

Следовательно, полное число вспыхивающих звезд в Плеядах, даже при справедливости сделанных выше предположений, порядка 1000.

Формулу (1) можно применить и для оценки полного числа вспыхивающих звезд для разных интервалов звездных величин, по соответствующим

шим значениям чисел n_1 и n_2 . И в этом случае полное число всех вспыхивающих звезд оказывается порядка 1000 (табл. 8).

Таблица 8

ОЦЕНКА ПОЛНОГО ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

n_k \ mpg	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	>21	Сумма
n_1	4	14	18	48	85	38	30	22	11	270
n_2	1	6	7	11	17	9	12	6	2	71
n_0	8	16	23	105	213	80	38	40	30	553
$\sum_1 n_k$	5	33	43	79	137	71	54	32	15	469
N	13	49	66	184	350	151	92	72	45	1022

Следует отметить, что допущение о пуассоновском распределении последовательности вспышек у каждой звезды в известной мере обосновано [1]. Между тем, допущение о равенстве средней частоты вспышек у разных вспыхивающих звезд, как показано в наших предыдущих статьях [1-4], не соответствует действительности. В этом случае величина n_0 , вычисленная по формуле (1), определяет лишь нижний предел числа неизвестных вспыхивающих звезд в системе.

Полное число вспыхивающих звезд в Плеядах можно определить сравнительно независимым методом с помощью числа известных вспыхивающих звезд и числа всех зарегистрированных у них вспышек, приведенных в табл. 6.

Действительно, примем для простоты, что средняя частота вспышек одинакова для всех вспыхивающих звезд в системе. В этом случае число вспыхивающих звезд, показавших k вспышек за все время наблюдений, можно с достаточной точностью представить законом Пуассона:

$$n_k = N e^{-x} \frac{x^k}{k!}, \quad (2)$$

где N — полное число вспыхивающих звезд в системе, а x — среднее число вспышек одной вспыхивающей звезды (нетрудно убедиться, что $x = \nu t$, где ν — средняя частота вспышек, а t — суммарное время всех наблюдений).

Согласно (2), число неизвестных в системе вспыхивающих звезд определится формулой

$$n_0 = N e^{-x}, \quad (3)$$

а число известных вспыхивающих звезд

$$n_* = N - n_0. \quad (4)$$

С помощью (3) выражение (4) преобразуется в

$$n_* = N(1 - e^{-x}). \quad (5)$$

Очевидно, что число всех вспышек, зарегистрированных в системе n , определится произведением

$$n = Nx. \quad (6)$$

Разделив (6) на (5), получим отношение

$$\frac{n}{n_*} = \frac{x}{1 - e^{-x}}, \quad (7)$$

представляющее собой среднее число вспышек на одну вспыхивающую звезду.

Величины $\bar{n} = n/n_*$ для разных интервалов звездных величин представлены в табл. 6. Вычисляя по ним x , из формулы (7) можно затем определить полное число вспыхивающих звезд для каждого интервала звездных величин по формуле (6):

$$N = \frac{n}{x}. \quad (8)$$

Результаты соответствующих вычислений, x и N для всех доступных интервалов звездных величин, даны в четвертой и пятой строках табл. 9.

Таблица 9

К ОЦЕНКЕ ПОЛНОГО ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

Параметр	Видимая величина (m _{пр})									Сумма
	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	>21	
n	6	97	112	232	303	159	108	47	25	1089
$\bar{n} = n/n_*$	1.20	2.94	2.60	2.94	2.21	2.24	2.00	1.47	1.67	
$x = \tau t$	0.38	2.68	2.37	2.68	1.87	1.91	1.59	0.83	1.13	
N	16	36	47	87	162	83	68	57	22	578

Примечание: Данные первых двух строк взяты из табл. 6.

Полное число всех вспыхивающих звезд (сумма N для всех интервалов звездных величин) в Плеядах по этим данным составляет 578, что значительно меньше оценок этого числа, полученных другими методами.

Это расхождение обусловлено наличием в нашей выборке большого числа вспыхивающих звезд, показавших многократные вспышки*.

Действительно, последовательно исключая из этой выборки все звезды, показавшие $k \geq 6$ (38 звезд), $k \geq 5$ (54 звезды), $k \geq 4$ (82 звезды) и $k \geq 3$ (126 звезд) вспышек, для полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах мы получим этим же методом, соответственно, 696, 728, 866 и 1254.

Это означает, что наше допущение об одинаковой средней частоте всех вспыхивающих звезд в системе не соответствует действительности и в ней на самом деле имеются вспыхивающие звезды сильно отличающиеся друг от друга по средней частоте вспышек.

Для более точного определения полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах и приблизительной оценки средней частоты вспышек, в предыдущих статьях этой серии [1—4] мы представляли числа вспыхивающих звезд, наблюдаемых в k ($k = 1, 2, 3, \dots$) вспышках, двумя распределениями Пуассона с различными частотами:

$$n_k = \sum_{i=1, 2} N_i e^{-\nu_i t} \frac{(\nu_i t)^k}{k!}, \quad (9)$$

где N_i — полное число вспыхивающих звезд в i -ой группе, обладающих средней частотой вспышек ν_i .

В этом случае можно определить число неизвестных звезд по $N_1, N_2, \nu_1 t, \nu_2 t$ величинам, соответствующим наилучшему представлению наблюдаемых чисел n_k .

Новые данные об n_k уже не допускают приемлемое представление наблюдений даже двумя пуассоновскими распределениями. Они требуют введения, по крайней мере, еще одного пуассоновского распределения с третьей средней частотой. Это означает, что следует допустить существование в Плеядах, по крайней мере, трех групп вспыхивающих звезд, отличающихся по средней частоте вспышек.

При этом предположении наблюдаемые числа n_k для $k = 1, 2, 3, 4$ и 5 можно с помощью выражения (9) удовлетворительно представить тремя пуассоновскими распределениями, например, со следующими параметрами [20]:

$$\begin{aligned} N_1 &= 950, & \nu_1 t &= 0.40, \\ N_2 &= 100, & \nu_2 t &= 3.20, \\ N_3 &= 60, & \nu_3 t &= 4.50. \end{aligned}$$

Это представление приведено в табл. 10.

* Этим замечанием авторы обязаны М. А. Мнацаканяну.

Однако, как видно из табл. 10, даже при трех средних частотах не удается удовлетворительно представить высокие n_k . Для лучшего представления чисел n_k при $k \geq 6$ нужно допустить, что в Плеядах должна существовать еще одна группа вспыхивающих звезд, состоящая из $N_1 \approx 15$ членов с очень высокой средней частотой вспышек ($\nu_1 t = 12$).

Таблица 10
ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ЧИСЕЛ
 n_k ТРЕМЯ ПУАССОНОВСКИМИ РАСПРЕДЕ-
ЛЕНИЯМИ С РАЗНЫМИ СРЕДНИМИ ЧАСТО-
ТАМИ ВСПЫШЕК ДЛЯ ПЛЕЯД

k	n_k	
	Набл.	Вычисл.
0	—	641
1	270	271
2	71	78
3	46	38
4	28	29
5	17	22
< 6	37	25

Следует отметить, что эффективная частота вспышек для слабых звезд постепенно падает вследствие того, что вспышки с относительно малыми амплитудами у них не доступны наблюдениям.

Таким образом, новые данные указывают, по-прежнему, [1—4] на полное число вспыхивающих звезд в Плеядах порядка 1000 (около 1100). Вместе с этим, они свидетельствуют о том, что средняя частота вспышек в системе изменяется в широких пределах.

В действительности, по-видимому, существует определенная непрерывная функция «средней частоты» — $f(\nu)$, и при дальнейшем увеличении статистического материала целесообразнее представить наблюдения (n_k) не многими пуассоновскими распределениями с различными средними частотами, а пуассоновским распределением с учетом указанной функции $f(\nu)$, которая может быть определена из наблюдений.

Это находится в согласии с результатами изучения вспыхивающих звезд типа UV Кита в окрестностях Солнца, которые показывают, что средняя частота вспышек различна у разных звезд и коррелирует с физическими параметрами вспышек (амплитуда, цвет и т. д.), а, возможно, также со светимостью звезды (см., например, [21]).

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные советы и постоянный интерес к работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FLARE STARS IN PLEIADES. V

L. V. MIRZOYAN, H. S. CHAVUSHIAN, L. K. ERASTOVA, G. B. OHANIAN,
N. D. MELIKIAN, R. SH. NATSVLISHVILI, M. K. TSVETKOV

The results of photographic observations of stellar flares in the Pleiades region carried out at the Byurakan and Abastumani astrophysical observatories, mainly during 1973—1974, are given. In all 20 new flare stars (Table 1) and 62 repeated flares of the known flare stars (Table 3) have been found.

The general numeration of flare stars in Pleiades including the flare stars found in the other observations during the same period is continued (Table 2). Total number of all known flare stars in the Pleiades region at 1 May 1976 reached 469 and the number of all flares—1089 (excluding the flare star No. 55 and its flares).

21 flares have been observed in photographic and ultraviolet colours (Table 4). They show that the flare radiation is strongly "blue" near the maximum of brightness and becomes "red" after the maximum.

Some data on seven "slow" flares, detected in the Pleiades region are presented (Table 5).

The arguments are discussed which show that the numbers of flare stars per one magnitude interval of photographic brightness have well expressed maximum at $m = 17-18$ (Table 6) and mean flare energies form the same portion of the total star radiation almost independent on brightness of stars (Table 7).

The total number of the flare stars in the Pleiades, estimated by the different methods is of the order of 1000 (Table 8 and 9), in agreement with the earlier estimations [1—4].

The observational data indicate large differences in the mean flare frequencies of different flare stars in the Pleiades. The data concerning the flare stars observed in $k \leq 5$ flares are presented satisfactorily by three Poisson's distributions with different mean flare frequencies.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерстова, *Астрофизика*, 6, 7, 1970.
2. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерстова, *Астрофизика*, 7, 319, 1971.
3. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерстова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, *Астрофизика*, 8, 485, 1972.
4. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерстова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. Янкович, *Астрофизика*, 9, 461, 1973.
5. E. Simpson, R. F. Hills, W. Hoffman, S. A. Killman, E. Morton, F. Paresce, C. Peterson, *Ap. J.*, 159, 895, 1970.
6. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
7. E. Hertzsprung, C. Sanders, C. J. Kuoreman et al., *Ann. Leiden obs.*, 19, No. 1A, 1947.
8. G. Haro, E. Chavira, G. Gonzalez, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, No. 1, 3, 1975.
9. L. Pigatto, L. Rosino, *Centr. Asiago Obs.*, No. 296, 3, 1974.
10. G. Szecsenyi-Nagy, *IBVS*, No. 898, 1974.
11. G. Szecsenyi-Nagy, *IBVS*, No. 956, 1975.
12. H. M. Tovmassian, G. Haro, J. C. Webber, G. W. Swenson, Jr., K. S. Yong, K. M. Yoss, D. Deming, R. F. Green, *Astrofizika*, 10, 337, 1974.
13. W. Kunkel, *An Optical Study of Stellar Flares*, University of Texas, Austin, 1967.
14. G. Haro, *Stars and Stellar Systems*, vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968.
15. Э. С. Парсмян, *Астрофизика*, 7, 547, 1971.
16. Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 46, 16, 1975.
17. И. Янкович, *Вспыхивающая активность красных карликовых звезд в области открытого скопления Ясли*, Диссертация, Ереванский университет, 1975.
18. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 32, 59, 1969.
19. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 6, 31, 1970.
20. E. C. Molina, *Poisson's Exponential Binomial Limit*, D. Van Nostrand Company, New York, 1943.
21. В. С. Осканян, В. Ю. Теребиж, *Астрофизика*, 7, 281, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. X

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

Поступила 15 января 1977

Приводится X список галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом. В списке содержатся данные о 100 объектах. У 60 из них обнаружено или заподозрено наличие эмиссионных линий. Для объектов № 926, 959 и 975 предсказывается наличие сейфертовских особенностей, объект № 992 является вероятным QSO. Их номера в списке отмечены одной или двумя звездочками соответственно.

В 1974—76 гг. в Бюраканской обсерватории продолжались наблюдения по программе спектрального обзора неба с 40—52" телескопом Шмидта в сочетании с набором объективных призм. Вся методика наблюдений, поиска и отбора объектов осталась прежней [1, 2].

На новых пластинках выделено свыше двухсот внегалактических объектов, обладающих избыточным ультрафиолетовым излучением, в области южных галактических широт. Большинство из них представляет собой достаточно удаленные конденсированные галактики и отдельные объекты—кандидаты в QSO. Во избежание путаницы отметим, что мы не проводим резкой границы между этими классами объектов, т. к. в настоящее время известны объекты, непрерывно заполняющие промежуток между галактиками и квазарами. Поэтому, описывая отдельные объекты с явными признаками галактик, мы иногда указываем на их принадлежность к классу QSO по степени конденсированности и распределению энергии в спектре, например № 509, 478, 704, 734, 854, 876 и другие галактики из прежних списков. Ввиду высокой степени конденсированности таких объектов и высокой светимости четкое морфологическое описание их крайне затруднено условиями наблюдений и недостаточным угловым разрешением. В связи с этим могут встречаться неоднозначные описания и ошибки. Так, например, объект № 679 был отнесен нами к кандидатами в QSO, но его тип—sd1 и описание скорее соответствовали очень компактной галактике. Согласно спектральным исследованиям Б. Уиллс и Д. Уиллса (частное сообщение) объект № 679 является квазаром с красным смещением $z = 1.912$.

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КONTИНУУМОМ. X

№	Галактика	Координаты		Размеры	m _{pg}	Спектральный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
896	-1-53-38	20 ^h 43 ^m 7	- 3°00'	22"×15"	16 ^m	sd3e:
897	—	21 05.2	+ 3 40	13	16	sd3
898	2-54-7	09.7	+11 26	27×13	15.5	ds3e
899	7073	26.7	-11 42	8	16	s2
900	7077	27.4	+ 2 12	15×13	14.5	d2
901	—	43.7	+16 24	12× 8	16	s3
902	—	52.5	- 1 00	9× 6	16.5	sd3e:
903	6-48-4	22 01.7	+35 45	23×18	15	ds3e:
904	—	01.7	- 0 16	15×11	15.5	sd3e:
905	6-48-9	07.4	+39 02	25×13	15.5	ds3e:
906	6-49-2	15.1	+35 20	20	15	ds3e:
907	7250	16.1	+40 19	33×13	14.5	ds2e
908	6-49-8	20.5	+37 44	33× 20	13.5	d2e
909	—	21.3	+40 55	15×13	16	sd2e
910	-1-57-6	21.5	- 4 20	27×20	14.5	ds2
911	—	21.5	+ 3 31	13	16.5	ds3e:
912	7288	25.7	- 3 07	30×20	15.5	s3e
913	5431*	31.6	+23 05	23×12+8	14.5+15.5	s3e:+ s3
914	—	32.5	+40 25	23×18	13.5	sd3e:
915	-2-57-23	34.1	-12 48	27×14	15	sd3
916	6-49-67	37.1	+35 42	15×13	16	ds3e:
917	5-53-9	38.8	+31 55	20×13	14.5	d3e:
918	—	39.9	+35 40	18×13	16	d3
919	4-53-14	41.9	+24 51	15	15	ds3e
920	—	43.0	+33 47	18×13	16.5	d3
921	—	46.2	+31 31	10× 8	16	ds2
922	5-54-3	51.1	+31 23	18	14.5	sd2e:
923	1460*	54.5	+ 4 25	18	15	d3e
924	7440	56.2	+35 32	18×13	15.5	ds2e:
925	7-47-3	23 01.1	+41 09	21×14	14.5	s3e:
926*	-2-58-22	02.1	- 8 57	10	14.5	sl e
927	—	10.0	+30 52	13×10	16.5	d3
928	7592	15.8	- 4 41	14×12	15	d3e
929	5-55-8	20.7	+32 15	23×17	15	d3e
930	—	29.5	+28 40	9	15	sd1 e
931	—	30.8	- 2 57	10	16.5	d3e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
932	—	23 ^h 35 ^m .5	+ 1 ^s 17'	13 ^o	16 ^m .5	ds2
933	—	39.2	— 3 56	10	16.5	sd2
934	2— 1—27	58.9	+12 50	20×13	15.5	sd2
935	—	59.2	+12 49	13	15.5	ds3
936	5384*—7813	00 01.6	—12 15	27×13	14.5	d3e:
937	—1— 1—43	07.5	— 4 59	20	16	d3e:
938	34=17	08.5	—12 23	27×20	14	sd3e:
939	1536*	11.7	+47 52	20×15	15.5	sd2
940	—	11.8	+33 56	14×10	16	d2e
941	—	12.5	+34 32	10×7	16.5	sd3e
942	—	13.7	+ 0 31	11	16.5	ds2
943	—2— 1—41	14.0	—10 48	20×10	15	d3
944	—1— 2— 9	21.9	— 4 08	27×13	15	sd3
945	—1— 2—12	23.4	— 3 42	13	15	s2
946	114	24.5	— 2 03	20×14	15	ds3
947	118	24.7	— 2 03	12	14.5	ds3
948	—	25.7	+ 6 51	18×12	16	d3
949	19*	26.1	—11 55	27×20	15	sd3e:
950	—	27.3	+32 37	25×10	15.5	ds3
951	—	27.6	—10 13	13×10	16	d3
952	25*	28.7	— 0 40	18×12	16	ds3e
953	—	34.5	+35 38	27×11	16	d3e:
954	—	34.6	— 9 43	13×10	15.5	d3e:
955	0— 2—94	35.1	0 00	12	15	sd3e:
956	—	37.8	— 7 43	15×10	15.5	s3e
957	—	39.2	+40 05	13	15.5	ds2
958	—	40.1	+33 15	30× 9	16	d3
959*	—	40.6	+39 33	9	15	s2e:
960	—2— 3—19	46.2	—12 59	20×13	13.5	d3
961	—	48.8	+33 39	10× 7	16.5	s2e
962	1598*	52.1	+ 5 30	30×14	15	s3
963	—2— 3—45	53.1	—10 20	18×12	16	d3
964	—	53.6	— 3 58	9× 7	15	s3e
965	—1— 3—40	54.9	— 4 25	20×13	15	d3e
966	—1— 3—42	55.2	— 5 14	27×13	15	s3e:
967	—	56.7	+35 14	13×11	16	ds3
968	341	58.3	— 9 27	33×20	15.5	sd3e:
969	—2— 3—67	1 00.2	—13 08	13	15	sd2e:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
970	-1- 3-79	1 ^h 00 ^m .6	- 3°54'	27"×20"	15 ^m 5	ds3e
971	—	01.5	+35 17	7	16.5	sd3
972	—	03.5	- 6 42	9	16	d2
973	—	05.8	- 4 50	10×7	16.5	ds2
974	—	07.2	- 6 20	12×8	16.5	d3e:
975*	2- 4-14	11.2	+13 00	12×9	15.5	s1e:
976	451	13.4	+32 48	33×20	15.5	d3
977	6- 3-29	13.6	+38 47	15×10	16	ds3e:
978	1- 4-14	14.9	+ 3 55	7	16	sd2e:
979	—	15.5	+11 57	9×7	15.5	sd2e:
980	—	16.5	+34 35	12×8	16	sd3e:
981	—	16.6	- 1 31	12×9	16.5	ds2e:
982	—	16.7	+12 34	11×8	16.5	d3
983	—	16.8	+12 09	13×10	16	d2
984	2- 4-21	16.8	+12 11	15	15.5	ds2e:
985	—	17.7	+37 54	20×12	15	sd3
986	—	19.5	-10 09	13	15.5	sd3e:
987	1683*	19.8	+34 11	25×18	15.5	ds3e
988	—	20.7	+34 19	14	14.5	d3
989	-1- 4-33	20.8	- 7 03	20×12	14.5	sd3e
990	6- 4-12	21.2	+34 30	18×12	16.5	d3
991	5- 4-53	21.9	+31 55	12×13	14.5	sd3e:
992**	—	22.0	+31 53	5	17.5	s2
993	5- 4-58	22.7	+31 53	18×48	14.5	sd3e:
994	—	24.2	- 8 45	12×10	16	s3e:
995	—	24.8	- 8 49	8	15.5	d3e:

Примечания к списку

- 896 — Тесная пара с неразделившимися компонентами.
897 — Компактный, умеренно конденсированный объект II Zw 102. Расположен на конце восточной ветви спиральной галактики 14^m5 II Zw 101 и является спутником последней [3].
898 — Ядро спирали с перемычкой.
899 — Ядро ранней спирали.
900 — Сфероидальная с короной.
901 — Очень компактная, умеренно конденсированная, имеет значительный, по слабый по яркости выброс на юго-востоке. II Zw 147.
902 — Восточный компонент пары, компоненты в контакте, имеют сфероидальную форму.

- 903 — Сфероидальная, возможно, северо-западный компонент пары.
- 904 — Центральная часть спирали с очень тонкими и слабыми рукавами.
- 905 — Ядро спиральной галактики с перемычкой и малоразвитыми рукавами.
- 906 — Сфероидальная галактика с короной, на западе в контакте яркая звезда.
- 907 — Ядро пекулярной галактики, вытянутой по δ . На северо-западе имеет конденсированный спутник 16^m .
- 908 — Имеет овальную форму. Вытянута по δ .
- 909 — Сфероидальная, не исключена возможность, что это—тесная двойная.
- 910 — Ядро галактики с неясной структурой.
- 911 — Сферическая, компактная.
- 912 — Ядро довольно яркой спирали.
- 913 — Двойная система. Спутник (S3) расположен на западе на расстоянии $40''$.
- 914 — Умеренно конденсированная, взаимодействующая галактика, но на прямом снимке видно звездобразное ядро.
- 915 — Сфероидальная, со слабой короной. Вытянув почти по δ .
- 916 — Почти сферическая, компактная, с оболочкой.
- 917 — Ядерная область ранней спирали.
- 918 — Сфероидальная, вытянута по δ .
- 919 — Сферическая, с короной.
- 920 — Сфероидальная.
- 921 — Овальной формы, как будто имеет связанный мостиком слабый голубой спутник 19^m на юго-западе.
- 922 — Сферическая, с небольшим выступом на юге. На $2'$ к югу расположена галактика $15^m 5$, возможно, образуют пару. IV Zw 122 [4].
- 923 — Сферическая [5].
- 924 — Ядерная область спиральной галактики с яркой центральной частью.
- 925 — Сфероидальная, с короной.
- 926 — Сферическая, со значительным ореолом. К югу от нее на расстоянии $1'$ расположена довольно компактная галактика $17^m 5$, которая, по-видимому, является спутником первой. Распределение энергии в спектре типично для QSO. $H\alpha$ не наблюдается, по-видимому, значение z довольно значительное. Можно уверенно предсказать у нее наличие сейфертовских особенностей.
- 927 — Сфероидальная галактика, возможно, составляет пару с NGC 7512. IV Zw 135.
- 928 — Сфероидальная. Восточный компонент взаимодействующей тройной [6].
- 929 — Сложная система, видимо, состоящая из трех образований. Радиоисточник B2 2320+32 [7].
- 930 — На прямых снимках совершенно звездобразный объект, имеющий на юге в контакте спутник — слабую галактику $17^m 5-18^m$. В спектре наблюдаются довольно сильные эмиссии: $H\alpha$, ($N_1+N_2+N_3$), $\lambda 3727$ и др. Спектр в целом напоминает планетарную туманность.
- 931 — Сфероидальная, видимо, образует пару с NGC 7694—5.
- 932 — Почти сферическая.
- 933 — Очень компактная, но умеренно конденсированная.
- 934 — Ядро галактики неясной структуры со спиральной ветвью на востоке, вытянута по δ . Расположена на $1'.5$ к востоку от NGC 7803.
- 935 — Сферическая, со слабой короной.
- 936 — Ядро сплюснутой галактики.
- 937 — Центральная часть пекулярной галактики. Holm 4.
- 938 — По-видимому, тесная двойная с выбросом. Неразделившиеся галактики.
- 939 — Сфероидальная галактика с короной.

- 940 — Сферическая, компактная, без резких границ.
- 941 — Почти сферическая, компактная.
- 942 — Сферическая, компактная.
- 943 — Овальная, вытянута по δ . Слабый спутник 19^m на $27''$ к северо-востоку.
- 944 — Сплюснутая галактика, вытянута по δ .
- 945 — Сферическая, с заметной короной, по-видимому, галактика типа SO.
- 946 — Сферондальная, с короной.
- 947 — Сферическая, с диффузным ореолом. Континуум конденсирован умеренно. III Zw 9.
- 948 — Центральная часть спиральной галактики.
- 949 — Овальная, со слабой короной.
- 950 — Линзовидная, вытянута почти по δ .
- 951 — Овальная, с еле заметной короной.
- 952 — Сферондальное образование со слабой оболочкой. Континуум слабый и диффузный, но в спектре наблюдается H_{α} .
- 953 — Галактика сложной структуры. Вытянута по δ , возможно, на севере и на юге в контакте слабые спутники.
- 954 — Сферондальная, со слабой короной.
- 955 — Центральная часть SB галактики.
- 956 — Сферондальная, с еле заметной короной.
- 957 — Сферическая компактная галактика. По-видимому, радиисточник 5C 3.100 [8].
- 958 — Спираль, наблюдаемая с ребра, вытянута по δ .
- 959 — Очень компактная галактика, звездобразная. Возможно наличие сейфертовских особенностей. IV Zw 30.
- 960 — Гнездо галактик. Объект со сложной структурой, видимо, состоит из нескольких образований. Наго 15 [9].
- 961 — Компактная, немного вытянута по α .
- 962 — Сферондальная со значительной оболочкой, вытянута по δ .
- 963 — Сферондальная, слегка вытянута по δ .
- 964 — Центральная часть ранней спирали, вытянута по δ .
- 965 — Тесная пара неразделившихся галактик.
- 966 — Заметно вытянутая по α галактика. Holm 29.
- 967 — Сферондальная.
- 968 — Спиральная галактика с перемычкой типа SBbc. Данные относятся к ядру.
- 969 — Компактная, с короной.
- 970 — Сферондальная. Данные относятся к ее центральной части.
- 971 — Сферическая.
- 972 — Сферическая компактная галактика, но мало конденсированная.
- 973 — Сферондальная, слегка вытянута по α .
- 974 — Сферондальная, слегка вытянута по диагонали NE—SW.
- 975 — Овальной формы, вытянута по α . На востоке имеет выброс, который в виде спирального рукава, огибая с юга, распространяется до NW. На NE имеет в контакте спутник 17^m . Можно заподозрить у нее присутствие широких эмиссионных линий.
- 976 — Галактика неясной структуры, без конденсированного ядра, вероятно, составляет пару с Маркарян 1.
- 977 — Ядро спиральной галактики, возможно, с перемычкой.
- 978 — Ядро небольшой галактики неясной структуры. На $1'.5$ к юго-востоку имеется галактика такой же яркости. Возможно, они образуют пару.
- 979 — Сферондальная, компактного вида. В спектре намечается H_{α} .

- 980 — Сфероидальная.
- 981 — Вероятно, ранняя спираль со слабыми рукавами, наблюдаемая с ребра.
- 982 — Сфероидальная
- 983 — Сфероидальная, с хорошо очерченными границами.
- 984 — Ядерная область пекулярной галактики со структурными деталями. К северу от нее на расстоянии $50''$ расположена сфероидальная галактика 15^m с короной. Весьма вероятно, что они составляют физическую пару.
- 985 — Сфероидальная, с голубым выбросом на севере. Вытянута почти по \bar{b} .
- 986 — Сферическая, со значительной короной.
- 987 — Овальная, вытянута почти по \bar{b} .
- 988 — Сферическая. I Zw 4 [3].
- 989 — Сфероидальная, со слабой короной. Намечается H_{α} .
- 990 — Сфероидальная.
- 991 — Ядерная область ранней спирали. Согласно [10] имеет широкие эмиссионные линии.
- 992 — 'Спектральное и прямое изображения чисто звездные, может быть кандидатом в QSO.
- 993 — Ядерная область спирали, вытянутой по диагонали NE—SW.
- 994 — Сфероидальная, слегка вытянута по \bar{b} .
- 995 — Умеренно конденсированная галактика со слабой короной.

Объекты настоящего списка расположены в области неба $20^h 44^m + 1^m 25^s$ и $-13^{\circ} \div +47^{\circ}$. В списке приводятся данные о 100 объектах. 44 из них отнесены к типам S и sd, остальные к d и ds. У 60 объектов было обнаружено или заподозрено существование эмиссионных линий. У объектов № 926, 959 и 975 предсказывается наличие широких эмиссионных линий, а у объекта № 992 — природа QSO. Эти объекты в списке обозначены одной и двумя звездочками, соответственно. В примечаниях приведены некоторые другие обозначения данных объектов и указана литература, в которой содержатся сведения о спектрах.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. X

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

The tenth list of galaxies having intense ultraviolet continuum is presented. The list contains data for 100 objects. The presence of emission lines is either established or suspected among 60 of them. The presence of Seyfert characteristics can be predicted on the following objects No. 926, 959 and 975. The object No. 992 is probably QSO.

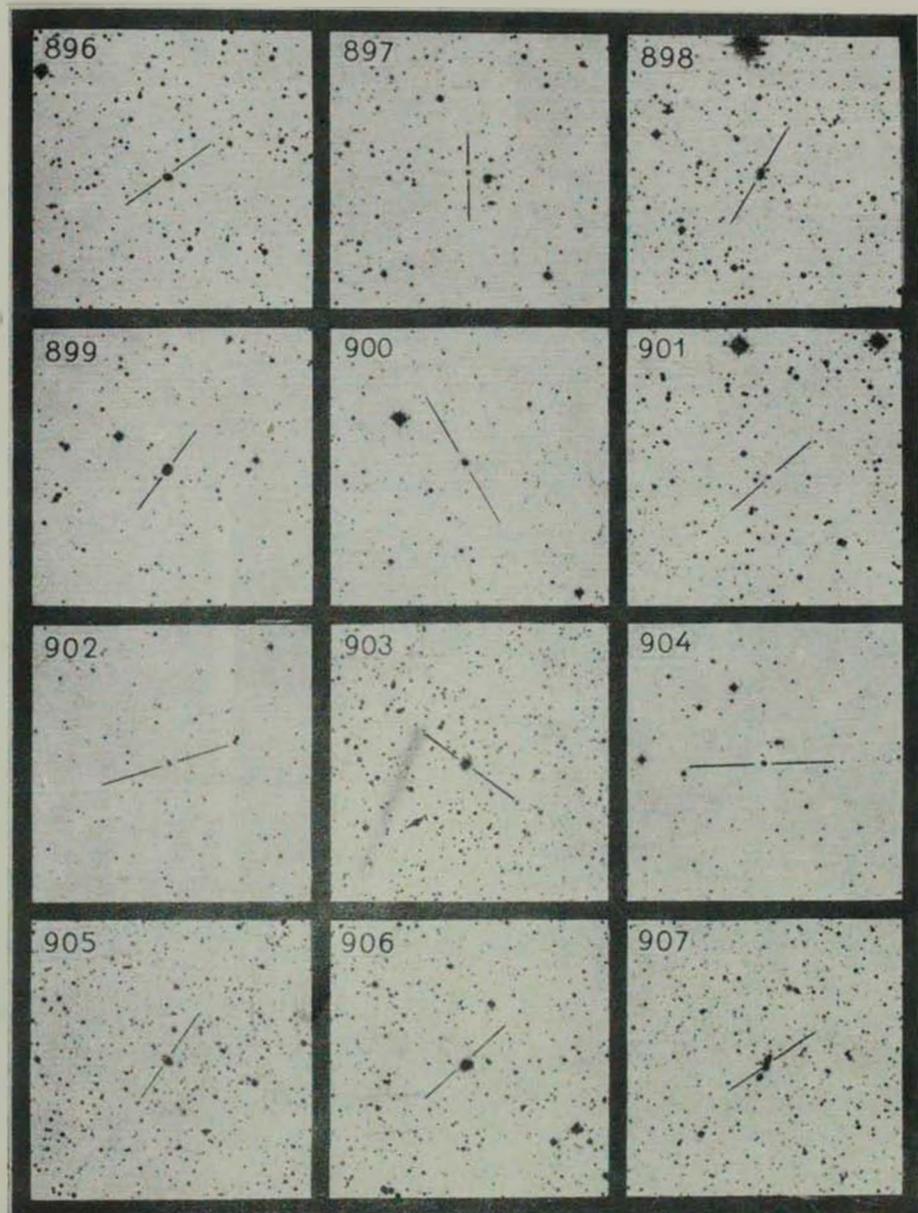
ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 1976; 12, 657, 1976.
3. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
4. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, Speich Zuerich, Switzerland, 1971.
5. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
6. G. de Vaucouleurs, *A. de Vaucouleurs*, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. of Texas, Austin, 1964.
7. G. Colla et al., *Astron. Astrophys., Suppl.*, 20, 1, 1975.
8. E. M. Burbidge, *A. J.*, 160, L 33, 1970.
9. D. L. DuPuy, *A. J.*, 75, 1143, 1970.
10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Каждая карта покрывает область $10' \times 16'$.

Север сверху. Восток слева.



908



909



910



911



912



913



914



915



916



917

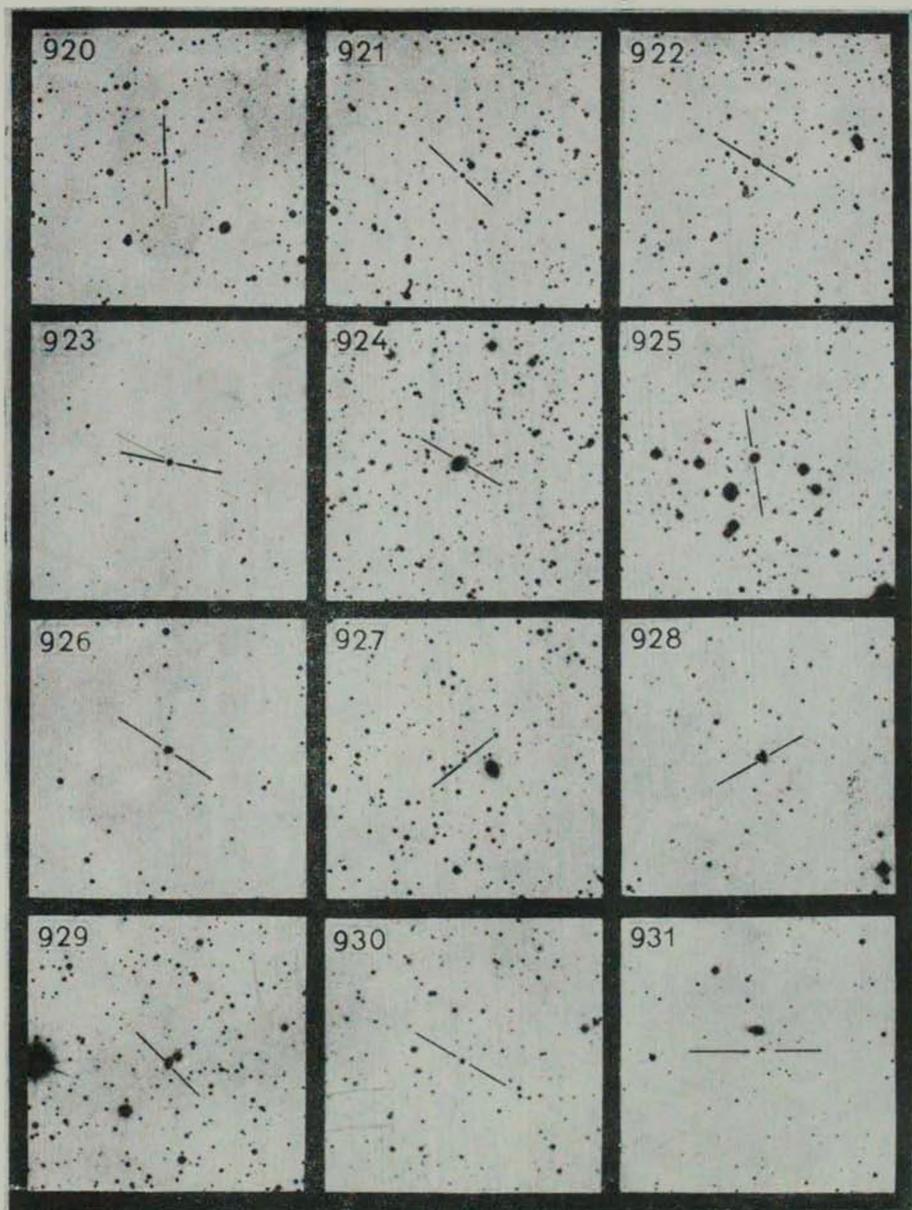


918



919





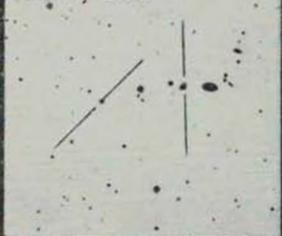
932



933



934, 935



936



937



938



939



940



941



942

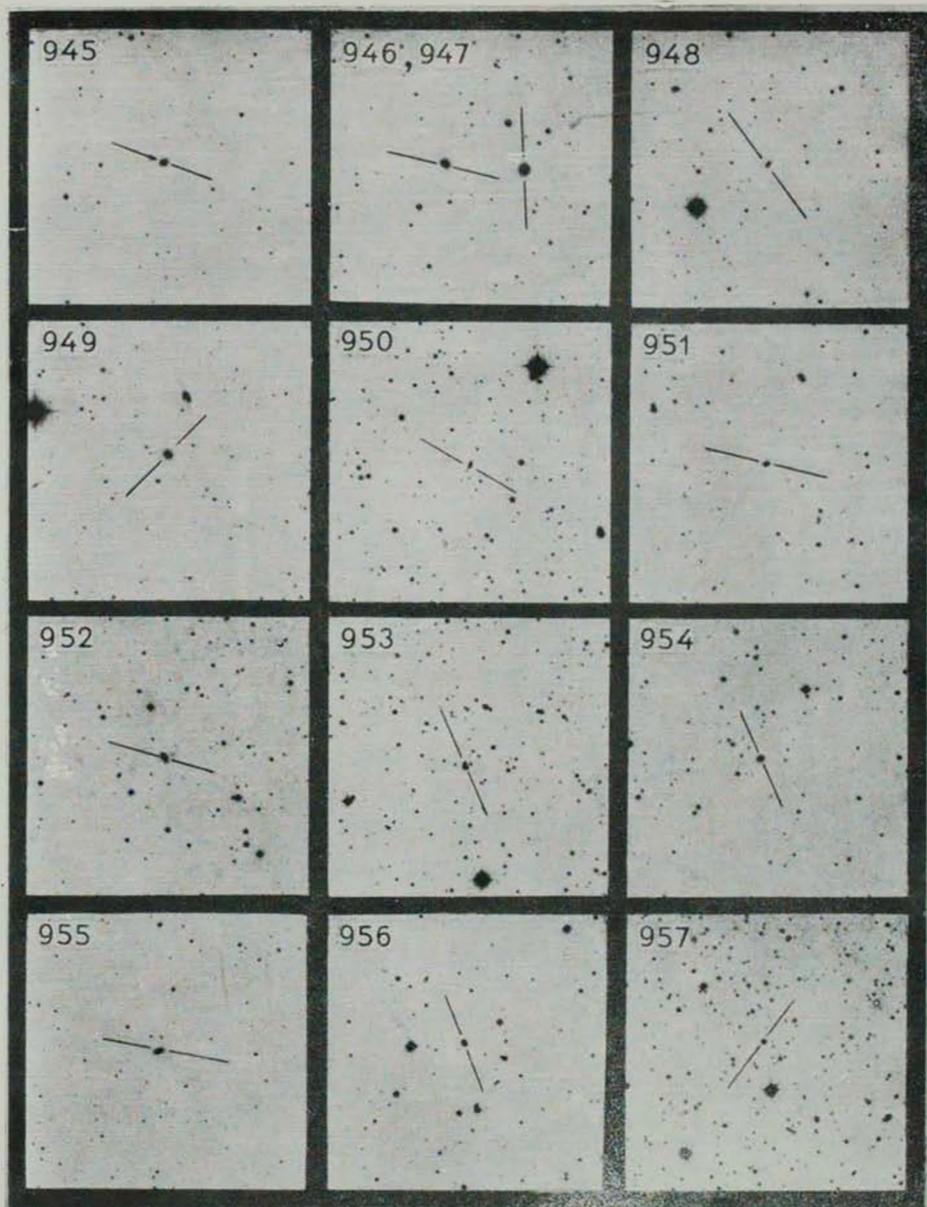


943

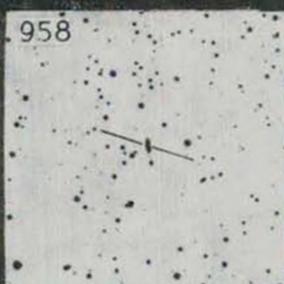


944





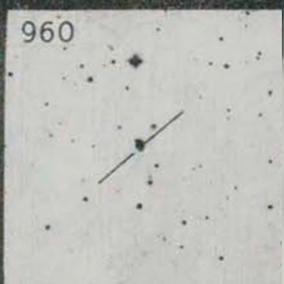
958



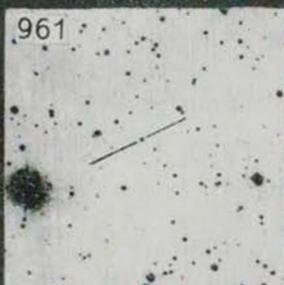
959



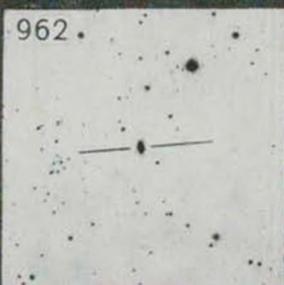
960



961



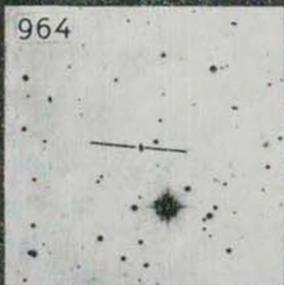
962



963



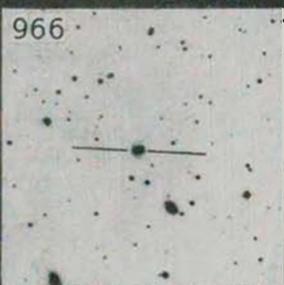
964



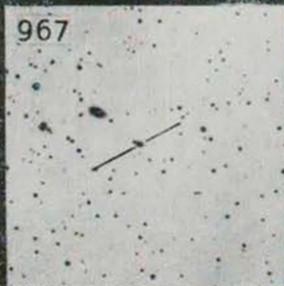
965



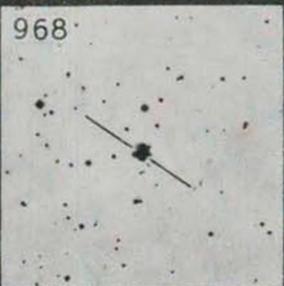
966



967

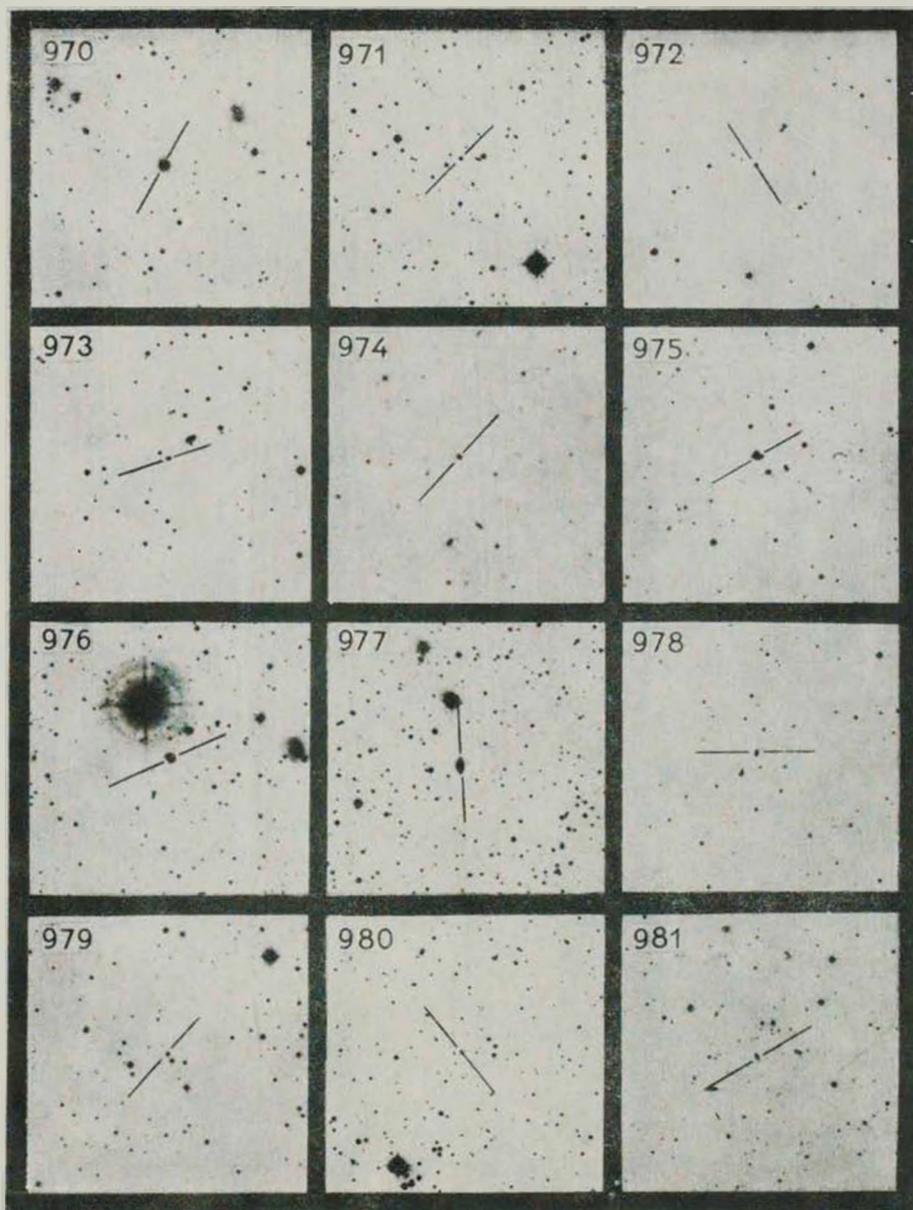


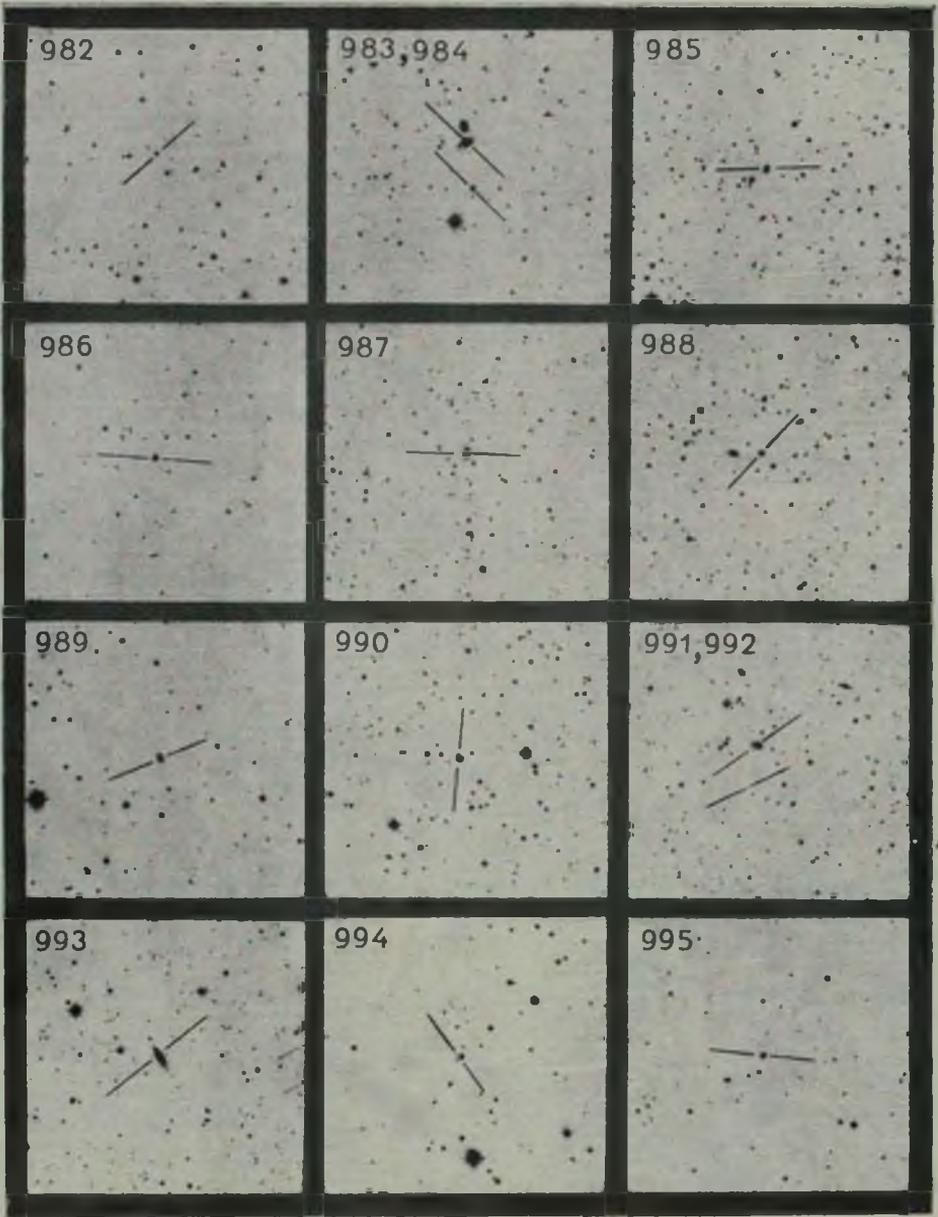
968



969







АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

UBV-ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 185 И 186

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН, А. Г. ЕГИКЯН

Поступила 12 марта 1976

Приводятся результаты UBV-поверхностной фотометрии галактик Маркарян 185 и 186. Ядро Маркарян 185 является довольно красным и не может обеспечить наблюдаемый ультрафиолетовый континуум. Последний, по-видимому, приходит из голубых сгущений спиральных рукавов галактики. Показатель цвета $U-B$ по всему протяжению Маркарян 186 является отрицательным.

1. *Введение* Согласно Б. Е. Маркаряну, объект № 185 = NGC 3811 из его второго списка [1] имеет слабый ультрафиолетовый континуум, простирающийся далеко в коротковолновую область спектра. Спектр галактики принадлежит к разновидности sd3. Ф. Бёрнген и А. Т. Каллоглян классифицировали ее как SB(r)b [2]. Согласно М. А. Аракеляну и др. [3], эмиссионные линии в спектре галактики довольно слабые, а радиальная скорость равна 3000 км/сек.

Галактика Маркарян 186 = NGC 3870 имеет сильный ультрафиолетовый континуум, а спектр принадлежит к разновидности sd1. Согласно [2], галактика обладает сложным ядром, состоящим из трех сгущений, хорошо видимых во всех трех лучах U, B, V. Вероятный морфологический тип галактики SBO/a. Радиальная скорость галактики 600 км/сек. [4].

В настоящей статье мы приведем результаты UBV-поверхностной фотометрии Маркарян 185 и 186.

2. *Наблюдательный материал.* Снимки галактик получены в шмидтовском фокусе телескопа Таутенбургской обсерватории. В лучах U и B использовались пластинки ZU 2 со светофильтрами UG 2 и GG 13 соответственно, а в лучах V — пластинки Кодак 103a-D со светофильтром GG 11. Связь нашей цветовой системы со стандартной UBV-системой приведена в [5].

Для каждой галактики в каждом из цветов U , B , V обрабатывалось по 5 пластинок с разными экспозициями. Стандартами послужили внефокальные изображения звезд в скоплении Ясли. Среднеквадратическая ошибка одного измерения звездных величин около $\pm 0^m07$. Изображения галактик измерялись методом сплошной фотометрии так, чтобы соседние площадки, покрывающие область по 5×5 кв. секунд дуги, примыкали друг к другу по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Полученные результаты приведены в табл. 1 и 2, где сверху и слева даются прямоугольные координаты центров площадок относительно ядер галактик. Каждой измеренной площадке в таблице соответствует одна клетка, в которой последовательно приведены: поверхностная яркость V/\square , показатели цвета $U-B$ и $B-V$. В случае Маркарян 185 измерения велись параллельно направлению перемычки (разрез $y=0$), а в случае Маркарян 186 — параллельно большой оси (разрез $y=0$). Первые точки в верхнем левом углу табл. 1 и 2 соответствуют северным точкам в обеих галактиках. При данном x склонение в таблицах убывает сверху вниз, а при данном y прямое восхождение убывает слева направо.

3. Результаты.

а) *Интегральные звездные величины и цвета.* На основании данных табл. 1 и 2 вычислены интегральные звездные величины и показатели цвета $U-B$ и $B-V$ галактик. Полученные данные вместе с соответствующими данными для ядер галактик приведены в табл. 3. Линейные размеры и исправленные за галактическое поглощение абсолютные величины вычислены: при $H=55$ км/сек на $M_{\text{пл}}$.

Из данных табл. 3 видно, что в отличие от Маркарян 186, ядро которой является довольно голубым, ядро Маркарян 185 имеет большие показатели цвета. К тому же интегральные показатели цвета Маркарян 186 больше, чем показатели цвета ядра, а в случае Маркарян 185 имеет место обратное. По линейным размерам и абсолютной величине Маркарян 186 входит в число карликовых среди галактик с ультрафиолетовым континуумом. Между тем, по этим же параметрам Маркарян 185 является гигантской галактикой. По значениям показателей цвета ядра эта галактика не могла обладать ультрафиолетовым континуумом. Последний, по всей вероятности, приходит из спиральных рукавов галактики, в некоторых участках которых показатель цвета $U-B$ становится существенно отрицательным.

б) *Распределение яркости и цвета по большим осям галактик.* На рис. 2 приведено распределение поверхностной яркости и показателей цвета $U-B$ и $B-V$ вдоль направления перемычки Маркарян 185 (разрез $y=0$ по табл. 1). Асимметрия в распределении яркости обусловлена спиральными

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ V_{100}'' И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U-B, B-V
В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 185

x'' y''	+35	+30	+25	+20	+15	+10	+5	0	-5	-10	-15	-20	-25	-30	-35	-40
+30	B U-B B-V		23.42 — 0.12	23.21 — 0.29		23.44 — 0.20	23.38 — 0.17	22.97 -0.50 0.54	23.27 — 0.53	23.40 — 0.20						
+25			22.87 -0.46 0.27	23.12 -0.56 0.40	23.37 — 0.75	22.93 — 0.45	23.27 — 0.11	23.50 — 0.75	23.35 — 0.55	23.00 — 0.56	23.40 -0.82 0.38					
+20	23.42 — 0.64	22.57 -0.25 0.27	22.76 -0.20 0.65	22.76 — 0.45	22.05 0.09 0.20	22.05 -0.08 0.41	23.05 -0.62 0.81	22.84 — 0.50	22.98 -0.56 0.31	22.53 -0.60 0.26	21.78 -0.34 0.26	22.96 -0.54 0.39	23.30 — -0.2	23.60 — 0.30		
+15	23.5 — 0.4	22.30 -0.45 0.40	22.64 -0.41 0.69	22.25 -0.18 0.47	22.13 -0.28 0.91	21.81 0.03 0.73	22.35 -0.11 1.05	22.43 0.06 0.81	22.40 -0.12 0.58	22.88 — 0.69	22.64 -0.35 0.63	22.86 -0.50 0.49	23.2 — 0.4			
+10	23.62 — 0.39	22.85 — 0.35	22.46 — 0.46	21.83 -0.37 0.84	21.94 0.08 0.81	22.00 0.44 0.98	21.97 0.26 0.93	21.85 0.32 0.91	22.03 0.46 0.90	22.36 — 0.78	22.60 -0.20 0.73	22.80 — 0.70	23.2 — 0.5			
+5	23.3 — 0.4	23.38 — 0.93	22.10 -0.43 0.48	21.65 -0.06 0.80	21.90 0.14 0.88	21.99 0.41 1.06	21.59 0.48 0.97	21.25 0.42 1.11	21.65 0.11 1.21	21.87 0.16 1.09	22.18 0.20 0.86	22.37 0.05 0.56	22.77 — 0.4	23.6 — 0.6		

Таблица 1 (продолжение)

$\psi^{\circ} \backslash x^{\circ}$	+35	+30	+25	+20	+15	+10	+5	0	-5	-10	-15	-20	-25	-30	-35	-40
0	23.72	22.93	22.25	21.85	22.03	21.85	21.00	19.62	20.84	21.62	21.90	22.26	22.83	23.3	23.7	
	—	—	-0.44	-0.15	0.00	0.26	0.57	0.36	0.51	0.51	0.12	-0.20	—	—	—	—
	0.24	0.61	0.58	0.80	1.00	1.30	1.11	0.95	1.17	1.10	0.96	0.92	0.88	0.4	0.2	
-5		22.95	22.58	22.11	22.05	22.13	21.74	21.30	21.60	21.90	21.55	22.12	22.73	23.1	23.09	23.42
		-0.46	—	0.35	0.05	0.22	0.52	0.50	0.62	0.50	0.36	-0.14	—	—	—	—
		0.31	0.60	0.67	0.85	1.20	1.03	0.91	1.16	1.03	0.75	1.06	0.88	0.5	0.44	0.47
-10		23.12	22.88	22.80	22.50	22.42	22.00	21.93	22.11	22.10	21.75	22.09	23.06	23.12	23.13	23.3
		—	—	-0.34	0.03	—	0.12	0.09	0.18	0.42	0.23	0.42	-0.53	—	—	—
		0.41	0.51	0.72	0.64	0.92	0.82	0.90	0.89	0.96	0.81	0.91	0.98	0.51	0.64	0.4
-15		23.2	23.0	23.02	22.95	23.00	22.55	22.02	22.02	22.00	22.15	22.80	23.34	23.8		
		—	—	—	—	—	-0.47	-0.26	-0.26	0.24	0.20	—	—	—	—	—
			0.5	0.82	0.41	0.91	0.97	0.73	0.94	0.96	0.86	0.88	0.88	0.8		
-20		23.8	23.7	23.08	23.46	23.10	23.06	22.93	22.75	23.0	23.38	23.1	23.3	23.7		
		—	—	—	—	—	—	—	-0.22	0.5	—	—	—	—	—	—
		0.3	0.7	0.50	0.91	0.34	0.64	0.79	0.65	0.9	1.05	0.6	0.6	0.7		
-25				23.42	23.30	23.10	23.3	23.6	23.4	23.72	23.7	23.1				
				—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
				0.48	0.59	0.50	0.5	0.7	0.6	0.86	0.4	0.0				
-30						23.14	23.35					23.7				
						—	—					—				
						0.54	0.59					0.0				
-35						23.7	23.5	23.5		23.3					23.4	
						—	—	—		—					—	—
						0.6	0.5	0.2		-0.1					0.5	

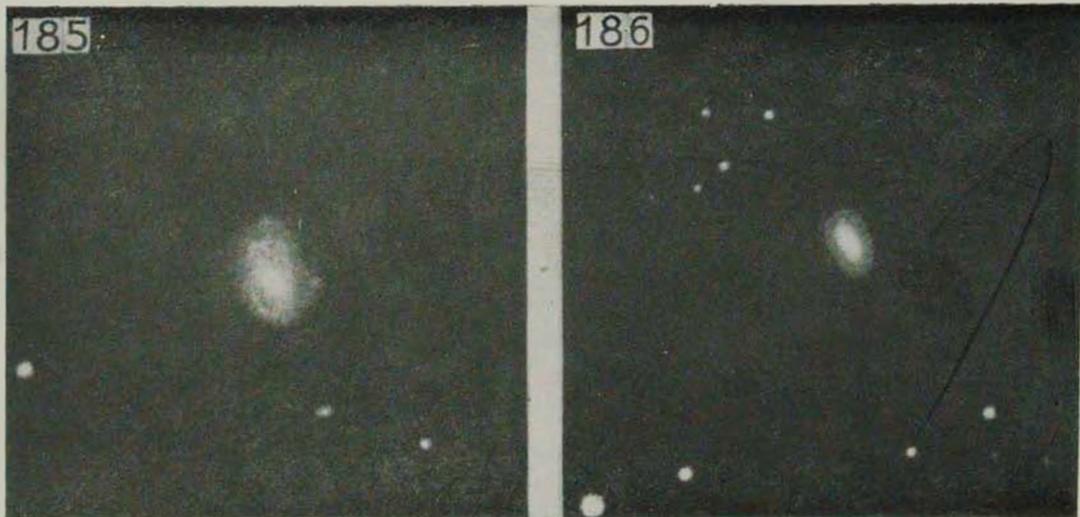


Рис. 1. Снимки галактик Маркарян 185 и Маркарян 186 в лучах V. Север сверху, восток слева.

К ст. Ф. Бёрнгена, А. Т. Каллогяна, А. Г. Егикян

рукавами галактики. Из верхней части рисунка видно, что ядро галактики является менее красным, чем окружающие области перемычки.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В/□" И
ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U—B, B—V В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 186

$\begin{matrix} x'' \\ y'' \end{matrix}$		+25	+20	+15	+10	+5	0	-5	-10	-15	-20
+10	B	23.00	23.46	23.16	23.14	22.75	22.74	23.00	23.54		
	U—B	—	—	-0.43	—	-0.40	-0.27	-0.45	—		
	B—V	0.01	0.60	0.72	0.81	0.49	0.54	0.55	0.71		
+ 5		23.57	22.72	21.96	21.29	21.07	21.39	22.13	22.89		
		—	—	0.04	0.17	-0.05	-0.01	0.08	—		
			0.64	0.33	0.27	0.40	0.37	0.63	0.58		
0		23.54	22.96	22.29	20.79	19.62	18.78	20.06	21.19	22.35	
		—	—	0.03	-0.14	-0.20	-0.28	-0.36	-0.27	0.25	
		0.59	0.65	0.57	0.43	0.32	0.26	0.42	0.44	0.67	
- 5		23.75	23.01	22.64	21.49	21.05	20.90	21.29	21.71	22.76	23. 3
		—	-0.68	-0.17	-0.25	-0.12	-0.18	-0.15	-0.03	-0.21	-0. 6
			0.50	0.72	0.55	0.42	0.58	0.44	0.41	0.90	0. 2
-10		23.09	22.55	22.70	22.99	22.2 ^a	22.50	22.54	23.00	23.22	23.68
		—	-0.67	-0.59	-0.35	0.26	-0.03	0.05	-0.27	-0.68	—
			0.20	0.43	0.71	0.58	0.71	0.61	0.92	0.42	0.56
-15		23.43	23.70	23.84	23.50	22.94					
		—	—	—	—	—					
		-0.05	0.27	0.72	0.61	0.20					

Асимметрия, наблюдаемая в распределении поверхностной яркости по большой оси Маркарян 186 (рис. 3), является результатом сложной структуры самой галактики. Представляет особый интерес тот факт, что показатель цвета U—B меньше нуля по всему главному телу галактики. Это может означать, что ультрафиолетовый континуум приходит из области, значительно превышающей размеры ядра галактики.

Таблица 3

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК И ИХ ЯДЕР

Галактика	B	U—B	B—V	Угловые размеры	Линейные размеры (в клс)	M _B
Маркарян 185	13 ^m 36	—	—	1.3 × 1.2	21.2 × 19.6	-20 ^m 6
	13.70	0 ^m 09	0 ^m 89	0.9 × 0.9	—	—
Ядро	16.08	0.36	0.95	0.1	—	—
Маркарян 186	13.81	—	—	0.6 × 0.5	1.9 × 1.6	-16.7
	13.89	-0.14	0.49	0.5 × 0.4	—	—
Ядро	15.24	-0.28	0.26	0.1	—	—

в) *Диаграммы ($U-B$, $B-V$)*. Эти диаграммы приведены на рис. 4 и 5. В обоих случаях ядра галактик располагаются ниже линии абсолютно черного тела. Несмотря на большую дисперсию цветов, в случае Маркаряна 185 наблюдается определенная зависимость между $U-B$ и $B-V$: с уменьшением $U-B$ уменьшается и $B-V$. Подобная зависимость может наблюдаться в нормальных галактиках, где излучение имеет звездную природу. Отметим, что ни у одной из галактик, исследованных нами аналогичным методом, такой зависимости не наблюдалось [5—8].

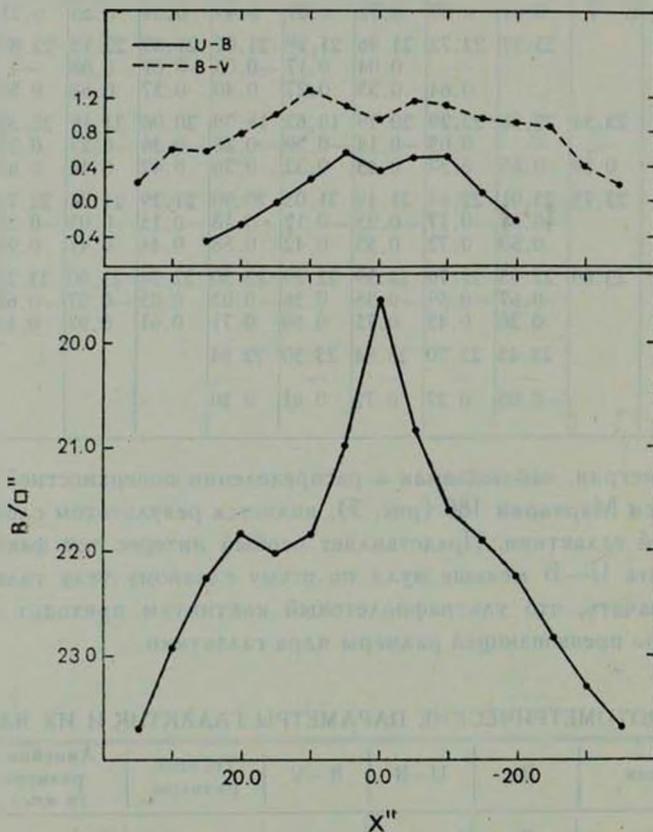


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета вдоль перемычки Маркаряна 185.

Далее исследовалось распределение интенсивностей различных измеренных площадок в каждой галактике относительно линии абсолютно черного тела на диаграммах ($U-B$, $B-V$). С этой целью проведены параллельные этой линии полосы шириной в 0^m2 и вычислены суммарные интенсивности площадок, попадающих по своим цветам в данную полосу, в до-

лях интегральной яркости соответствующих галактик. Полученные данные приведены в табл. 4. В первой строке таблицы приведены номера полос,

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ СУММАРНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛОЩАДОК В ПОЛОСАХ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛИНИИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

Галактика	№ полосы						
	1	2	3	4	5	6	7
Маркарян 185	—	0.02	0.09	0.24	0.55	0.10	—
Маркарян 186	—	—	0.03	0.12	0.70	0.12	0.03

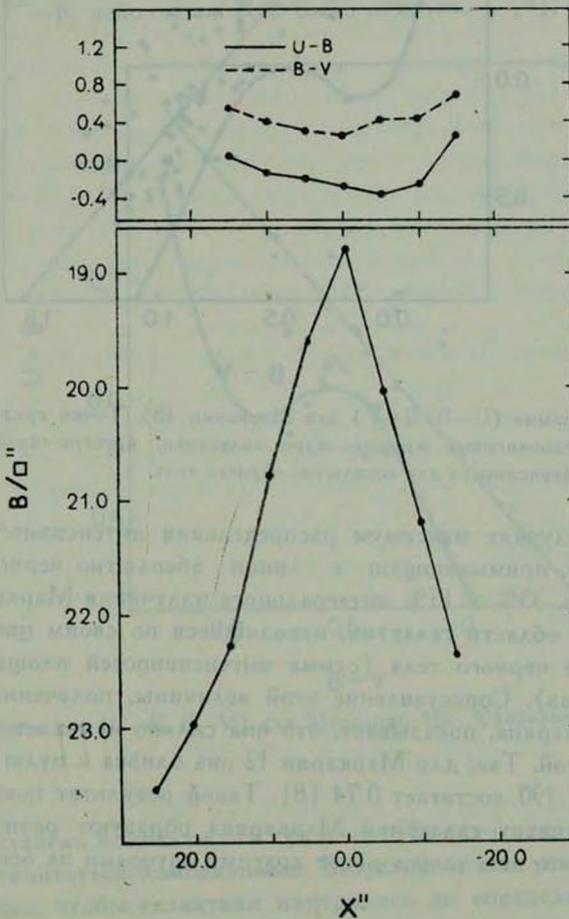


Рис 3. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета вдоль большой оси Маркарян 186.

совпадающие с ранее принятой нами нумерацией [5]. Во второй и третьей строках приводятся относительные суммарные интенсивности площадок в соответствующих полосах.

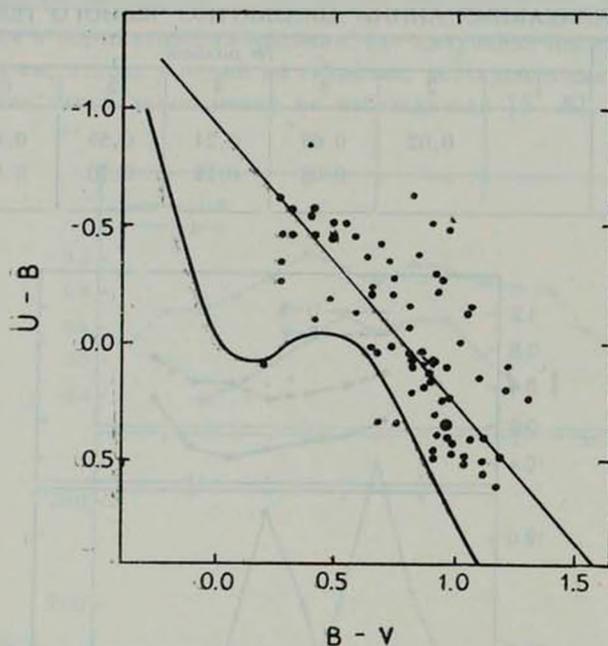


Рис. 4. Диаграмма ($U-V$, $B-V$) для Маркарян 185. Точки представляют отдельные площадки, заполненный кружок—ядро галактики, крестик—галактику в целом, жирная прямая—зависимость для абсолютно черного тела.

В обоих случаях максимум распределения интенсивностей приходится на полосу 5, примыкающую к линии абсолютно черного тела снизу. Соответственно, 35% и 15% интегрального излучения Маркарян 185 и 186 приходятся на области галактик, находящиеся по своим цветам выше линии абсолютно черного тела (сумма интенсивностей площадок в первых четырех полосах). Сопоставление этой величины, полученной для девяти галактик Маркаряна, показывает, что она сильно изменяется от одной галактики к другой. Так, для Маркарян 12 она близка к нулю [7], тогда как для Маркарян 190 достигает 0.74 [8]. Такой результат показывает, что и по этому параметру галактики Маркаряна образуют разнородный класс объектов, как это отмечалось ранее другими авторами на основании других характеристик.

г) Средневзвешенные поверхностные яркости. По методу, изложенному в [5], были вычислены средневзвешенные поверхностные яркости Мар-

карян 185 и 186. Эти данные, совместно с данными о средних поверхностных яркостях, вычисленных обычным путем деления интегральной яркости на площадь измеренной поверхности, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Галактика	β_0	V/\square''
185	$21^m.97$	$22^m.45$
186	20.95	21.61.

Как видно, Маркарян 186 существенно ярче Маркарян 185, хотя по светимости является карликовой галактикой. Однако в обоих случаях разница $\Delta_0 = V/\square'' - \beta_0$ небольшая. Как было отмечено в [8], Δ_0 может харак-

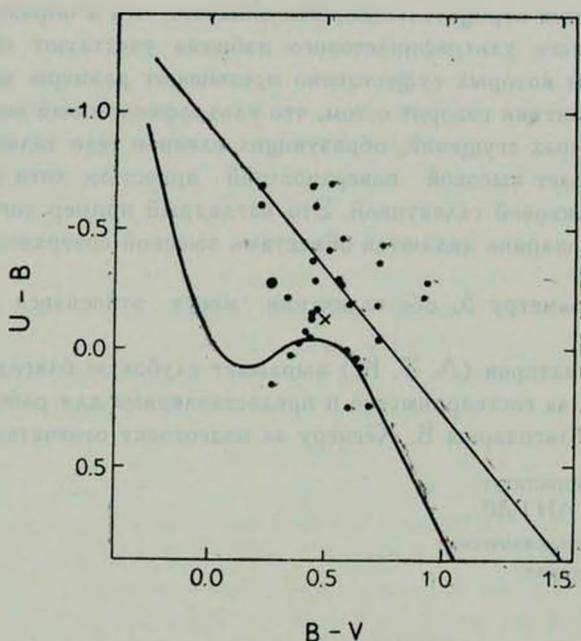


Рис. 5. Диаграмма (U--B, B--V) для Маркарян 186. Обозначения те же, что и на рис. 4.

теризовать степень компактности галактик. По значению Δ_0 Маркарян 185 и 186 могут считаться компактными. Безусловно, для установления шкалы Δ_0 необходимо, чтобы галактики измерялись до определенной предельной поверхностной яркости. В случае 9 галактик, исследованных нами, эта предельная поверхностная яркость почти одинакова.

4. *Заключение.* Результаты настоящего исследования приводят к следующим выводам.

1. По значению показателя цвета $U-B$, равному $+0^m36$, ядро галактики Маркарян 185 не может обеспечить наблюдаемый ультрафиолетовый избыток излучения. Интенсивность континуума мала, эмиссионные линии слабы. По всей вероятности, излучение в ультрафиолетовой части спектра обусловлено наличием голубых сгущений в спиральных рукавах галактики. На диаграмме ($U-B$, $B-V$) имеется прямая зависимость между показателями цвета $U-B$ и $B-V$, что должно быть характерным для нормальных галактик, излучение которых имеет звездную природу.

2. Показатель цвета $U-B$ по всему главному телу галактики Маркарян 186 является отрицательным. Это означает, что в образовании наблюдаемого сильного ультрафиолетового избытка участвуют области галактики, размеры которых существенно превышают размеры ядра. Сложная структура галактики говорит о том, что ультрафиолетовый континуум исходит из отдельных сгущений, образующих главное тело галактики. Маркарян 186 обладает высокой поверхностной яркостью, хотя по светимости является карликовой галактикой. Это наглядный пример того, что обычно галактики Маркаряна являются объектами высокой поверхностной яркости.

3. По параметру Δ_0 обе галактики могут относиться к классу компактных.

Один из авторов (А. Т. К.) выражает глубокую благодарность руководству ЦИА за гостеприимство и предоставленные для работы возможности. Авторы благодарны В. Хёгнеру за подготовку отпечатков галактик.

Центральный институт
астрофизики АН ГДР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

UBV-SURFACE PHOTOMETRY OF GALAXIES MARKARIAN 185 AND 186

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN, A. G. EGHKIAN

The results of UBV surface photometry of galaxies Markarian 185 and 186 are presented. The nucleus of Markarian 185 is red enough and cannot be the source of the observed ultraviolet continuum. The

latter apparently is due to the blue condensations in the spiral arms of galaxy. The $U-B$ is negative everywhere in the main body of Markarian 186.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
2. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 11, 369, 1975.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970.
5. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 10, 159, 1974.
6. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 11, 5, 1975.
7. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 11, 617, 1975.
8. Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллолян, А. Г. Егикян, *Астрофизика*, 12, 13, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИК

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 3 августа 1976

На основании результатов отождествления радионсточников, выявленных обзором *B2*, с галактиками Каталога галактик и скоплений галактик показано, что относительное количество галактик, имеющих радиоизлучение, возрастает с ростом средней поверхностной яркости. Обнаружена также слабая корреляция между спектральными индексами и поверхностными яркостями.

В сообщении [1] были приведены некоторые статистические данные, свидетельствующие о зависимости относительного количества галактик с эмиссионными линиями от средней поверхностной яркости. Для наблюдательной проверки этого заключения на большом материале был составлен список [2], содержащий примерно 600 галактик, поверхностные яркости которых в системе, близкой к системе Холмберга, не меньше, чем $\bar{B} = 22.0$ с квадратной секунды дуги. При вычислении поверхностных яркостей использовались внешние размеры по Морфологическому каталогу галактик (МКГ) Б. А. Воронцова-Вельяминова и соавторов [3—5] и видимые величины по Каталогу галактик и скоплений галактик (КГСГ) Ф. Цвикки и соавторов [6—11]. Наблюдения галактик из списка [2] показали, что в спектрах половины этих объектов присутствуют эмиссионные линии [12—16]. Поскольку значительную часть объектов списка составляют эллиптические и линзовидные галактики, в спектрах которых эмиссионные линии обычно присутствуют реже, этот результат следует рассматривать как подтверждение сделанного в [1] заключения. Кроме того, среди галактик высокой поверхностной яркости, по сравнению со случайной выборкой, по-видимому, имеется также избыток объектов сейфертовского типа. В настоящей заметке показано существование корреляции между средней поверхностной яркостью галактик и их радиоизлучением.

В работах [17, 18] приведены результаты отождествления с галактиками из КГСГ слабых радиоисточников, обнаруженных в Болонье [19—21] при обзоре неба на частоте 408 $M_{\text{ц}}$ (обзор В2) с предельной плотностью потока 0.2 единицы потока. Поскольку список [2] также основан на видимых величинах по КГСГ, то приведенные в [17, 18] результаты отождествления являются подходящим материалом для поиска корреляции между поверхностными яркостями и радиоизлучением.

1. *Статистика источников радиоизлучения.* Всего в работах [17, 18] со спиральными галактиками отождествлено 25 радиоисточников, а с эллиптическими и линзовидными — 59. При этом, как следует из [17], отождествленные галактики составляют 1 процент объектов, содержащихся в КГСГ. С другой стороны, в двух таблицах* статьи [2] имеется 180 галактик, находящихся в области неба, где производилось отождествление ($21^{\circ}30' < \delta < 40^{\circ}00'$). Поэтому математическое ожидание числа галактик, отождествленных с источниками радиоизлучения в предположении о независимости относительного количества радиоисточников от поверхностной яркости, равно 1.8. Между тем, число отождествленных объектов равно 7. Вероятность подобного отклонения составляет $2 \cdot 10^{-3}$. Это дает основание для заключения, что наблюдаемое отклонение не случайно, и радиоизлучение коррелирует со средней поверхностной яркостью галактик.

Галактики высокой поверхностной яркости, отождествленные с источниками радиоизлучения, перечислены в табл. 1. Первый столбец таблицы содержит обозначение согласно В2, второй — номер по [2] (курсивом обозначен номер галактики Маркарян 421, содержащейся в табл. 1 статьи [2]). В двух последних столбцах приведены поверхностные яркости по [2] и спектральные индексы α , вычисленные по плотностям потока на частотах 408 $M_{\text{ц}}$ и 1415 $M_{\text{ц}}$. Значения α несколько отличаются от величин, приведенных в [17, 18], вычисленных с учетом плотности потока на частоте 4995 $M_{\text{ц}}$. Содержание остальных столбцов очевидно. Следует лишь отметить, что абсолютные величины соответствуют $H = 75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ и включают поправку за поглощение в Галактике, равную $-0.25 \text{ cosec } |b''|$.

Рассмотрим теперь поверхностные яркости других галактик, отождествленных с источниками радиоизлучения. Из 25 спиральных галактик размеры в МКГ приведены для 23. Одна из них ($1106 + 26 = \text{МКГ } 5-26-62, 63$) является дисковой и поверхностные яркости могут быть вычислены для обоих компонентов. Из 59 эллиптических и линзовидных галактик размеры в МКГ приведены лишь для 27. Поверхностные яркости трех эллипти-

* В табл. 1 статьи [2] приведено 30 галактик высокой поверхностной яркости, являющихся объектами из первых шести списков Маркаряна.

ческих галактик, перечисленных в табл. 2, хотя они не содержатся в списке [2], также превышают 22.0 с квадратной секунды дуги. Во втором столбце табл. 2 приведены номера галактик по МКГ. Содержания остальных столбцов обеих таблиц совпадают.

Таблица 1

<i>B</i> 2	№	Тип	m_p	z	M_p	S_{109}	\bar{B}	α
0755+37	148	E	14.9	0.0413	-21.7	5.90	22.0	0.71
1101+38	421	E	13.1	0.0308	-22.6	1.15	20.9	0.15
1223+31	365	Sc	10.9	0.0024	-19.3	0.57	22.0	0.70
1753+34	534	E	13.9	0.017	-20.8	0.20	22.0	0.56
2236+35	561	E	15.0	0.0277	-21.0	0.77	21.9	0.61
2240+29	564	S	14.4	0.0254	-21.2	0.23	22.0	0.67
2320+32	583	S	14.5	0.0177	-20.3	0.21	21.5	0.45

Два первых объекта табл. 2 не занесены в список галактик высокой поверхностной яркости, т. к. их галактическая широта меньше 20° , а список покрывает область с $|b''| > 20^\circ$. Третья галактика в список не занесена, т. к. отмечена в КГСГ как двойная. Однако спутник, согласно МКГ, довольно слаб, и объект также мог бы быть отнесен к галактикам высокой поверхностной яркости.

Таблица 2

<i>B</i> 2	МКГ	Тип	m_p	z	M_p	S_{109}	\bar{B}	α
0326+39	7-8-14	E	14.9	0.0243	-21.2	1.90	20.7	0.31
0648+27	5-16-10	E	14.9	0.0409	-22.2	0.27	21.1	0.13
0722+30	5-18-12	E	15.6	0.0191	-19.5	0.38	21.9	0.93

Таким образом, у 10 из 51 галактики, для которой может быть вычислена средняя поверхностная яркость, выполняется условие

$$\bar{B} \leq 22.0.$$

Между тем, как это следует из [1, 2], подобному условию удовлетворяет примерно 4 процента случайно взятых галактик. Следовательно, относительное количество объектов с $\bar{B} \leq 22.0$ среди галактик, отождествленных с источниками радиоизлучения, в 4—5 раз превосходит относительное количество объектов той же поверхностной яркости среди галактик, взятых случайно. Вероятность подобного отклонения порядка 10^{-4} .

Гистограмма распределения средних поверхностных яркостей 51 галактики, отождествленной с источниками радиоизлучения, представлена на рис. 1а. На рис. 1б приведена аналогичная гистограмма [1] для примерно 2000 галактик, взятых случайно. Избыток галактик относительно высокой

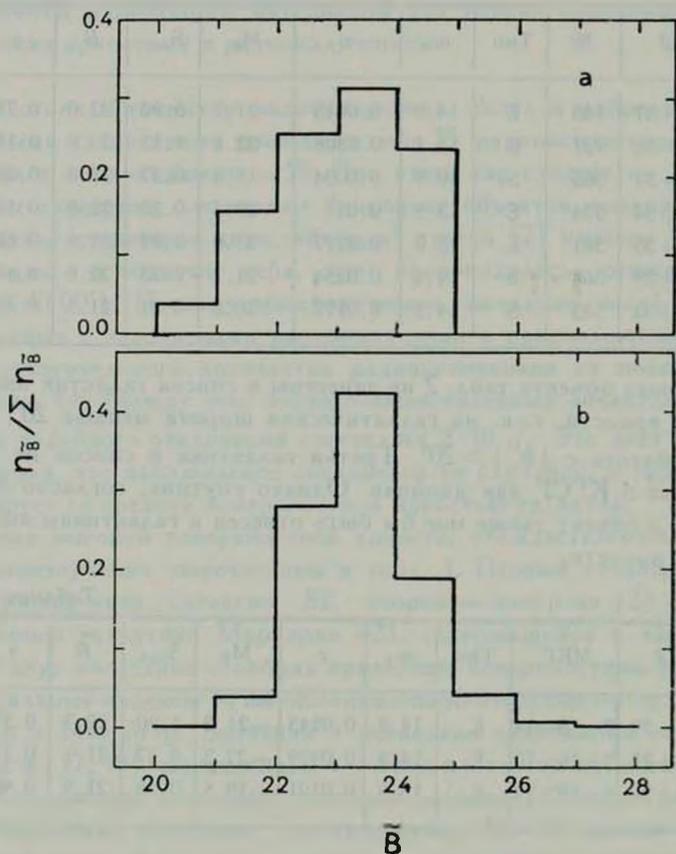


Рис. 1. Гистограммы распределения средних поверхностных яркостей: а—51 галактики, у которой обнаружено радиоизлучение, б—случайной выборки 1918 галактик по данным [1].

поверхностной яркости среди источников радиоизлучения очевиден. Среднее значение поверхностной яркости и ее дисперсия для источников радиоизлучения равны

$$\langle \bar{B} \rangle = 22.9, \quad \sigma^2(\bar{B}) = 0.99,$$

а для галактик, взятых случайно,

$$\langle \bar{B} \rangle = 23.5, \quad \sigma^2(\bar{B}) = 0.94.$$

Поверхностные яркости двух рассмотренных выборок галактик отличаются на уровне значимости 1 процент.

Таким образом, относительное количество источников радиоизлучения возрастает с ростом средней поверхностной яркости галактик.

2. *Статистика спектральных индексов.* Попытаемся теперь выяснить вопрос существования зависимости спектральных индексов от поверхностной яркости. Значения спектрального индекса были вычислены по плотностям потока на 408 $M_{\text{Гц}}$ и 1415 $M_{\text{Гц}}$ во всех случаях, когда соответствующие данные приведены в [17, 18]. Среднее значение спектрального индекса для перечисленных выше 10 галактик с $\bar{B} \leq 22.0$ и дисперсия этой величины равны соответственно

$$\langle \alpha \rangle = 0.52, \quad \sigma^2(\alpha) = 0.067.$$

Для остальных 40 галактик с известными поверхностными яркостями эти величины равны:

$$\langle \alpha \rangle = 0.74, \quad \sigma^2(\alpha) = 0.066.$$

Эти два средних отличаются со статистической значимостью на уровне 2 процентов. Следует, однако, отметить, что это различие может быть отчасти обусловлено неодинаковым морфологическим составом рассмотренных групп. Поэтому рассмотрим эллиптические и спиральные галактики в отдельности. Для 7 эллиптических галактик с $\bar{B} \leq 22.0$ имеем

$$\langle \alpha \rangle = 0.49, \quad \sigma^2(\alpha) = 0.090.$$

Для 19 эллиптических галактик с $\bar{B} > 22.0$

$$\langle \alpha \rangle = 0.67, \quad \sigma^2(\alpha) = 0.080.$$

Аналогичным образом, для 3 спиральных галактик с $\bar{B} \leq 22.0$ имеем

$$\langle \alpha \rangle = 0.61, \quad \sigma^2(\alpha) = 0.019,$$

а для 21 галактики с $\bar{B} > 22.0$

$$\langle \alpha \rangle = 0.81, \quad \sigma^2(\alpha) = 0.048.$$

Как видим, различия между средними спектральными индексами галактик с $B \leq 22.0$ и остальных галактик в обеих морфологических группах сохраняются. Статистическая значимость этих различий невелика, что, по-видимому, обусловлено немногочисленностью выборок галактик, имеющих высокую поверхностную яркость.

На рис. 2 приведены отдельно для эллиптических и спиральных галактик зависимости между спектральными индексами и средними поверхностными яркостями. Прямые линии представляют решения методом наименьших квадратов. Значения коэффициента корреляции в обоих случаях невелики — для эллиптических галактик 0.29 ± 0.18 , для спиральных 0.38 ± 0.17 . Однако существование даже слабой корреляции какого-либо параметра с поверхностной яркостью следует рассматривать как значимое,

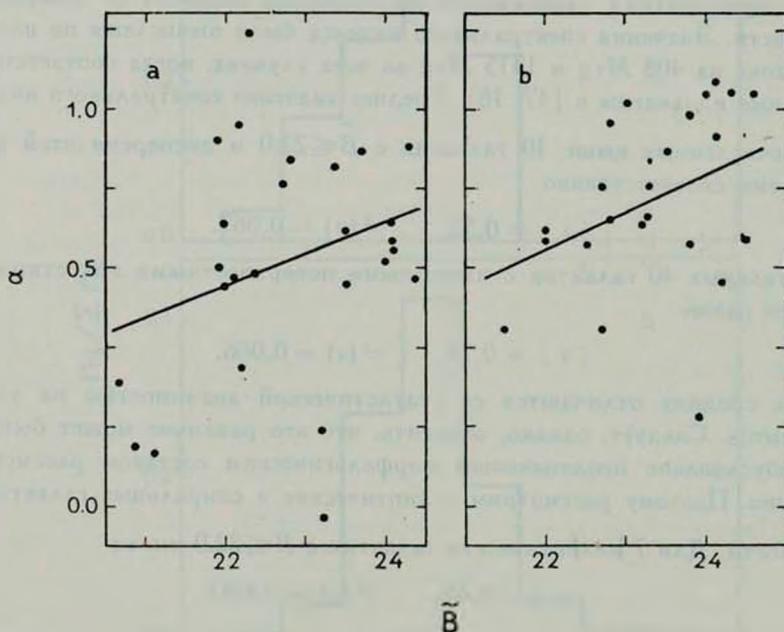


Рис. 2. Зависимость от средней поверхностной яркости спектральных индексов а—эллиптических и линзовидных галактик, б—спиральных галактик.

т. к. используемые данные и метод, которым мы вычисляем поверхностные яркости, являются довольно грубыми. Поскольку случайные ошибки уменьшают реальную корреляцию, то в действительности коэффициент корреляции может быть значительно больше полученного значения.

3. *Заключение.* Приведенные выше данные свидетельствуют о том, что с ростом средней поверхностной яркости галактик возрастает относительное количество объектов, являющихся источниками радиоизлучения. Некоторая корреляция намечается также между средними поверхностными яркостями галактик и спектральными индексами радиоисточников. Это означает, что при отождествлении галактик с радиоисточниками на больших

частотах зависимость от поверхностной яркости относительного количества галактик, являющихся источниками радиоизлучения, будет еще сильнее.

Выявленные корреляции представляют очевидный интерес, поскольку один из рассмотренных параметров является интегральной оптической характеристикой галактики, а второй — характеристикой радиоисточника, локализованного в ядре.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

MEAN SURFACE BRIGHTNESS AND RADIO EMISSION OF GALAXIES

M. A. ARAKELIAN

By the use of the results of identification of radio sources discovered by the Bologna survey with galaxies of the Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies it has been shown that the relative number of galaxies having radio emission increases with mean surface brightness. A weak correlation is found between spectral indices and surface brightness as well.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 10, 507, 1974.
2. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 3, 1975.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т. I, М., 1962.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. II, М., 1964.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. III, М., 1963.
6. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, I, 1961.
7. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, II, 1963.
8. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, III, 1966.
9. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, IV, 1968.
10. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, V, 1965.
11. F. Zwicky, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, VI, 1966.
12. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 15, 1975.
13. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975.

14. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 11, 631, 1975.
15. М. А. Аракелян, Э. А. Дубай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 195, 1976.
16. М. А. Аракелян, Э. А. Дубай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 683, 1976.
17. R. Fanti, I. Gioia, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, *Astron. Astrophys.*, 24, 69, 1973.
18. G. Golla, C. Fanti, R. Fanti, I. Gioia, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, M.-H. Ulrich, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 20, 1, 1975.
19. G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcaro, L. Formiggini, E. Gandolfi, G. Grueff, C. Lari, L. Padrielli, G. Roffi, P. Tomasi, M. Wlgottl, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 1, 281, 1970.
20. G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcaro, L. Formiggini, E. Gandolfi, C. Lari, B. Murano, L. Padrielli, P. Tomasi, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 7, 1, 1972.
21. G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcaro, L. Formiggini, E. Gandolfi, I. Gioia, C. Lari, B. Murano, L. Padrielli, P. Tomasi, *Astron. Astrophys.*, 11, 291, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА В СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ

М. Г. АБРАМЯН, Р. С. ОГАНЕСЯН

Поступила 8 июля 1975

Пересмотрена 5 ноября 1975

В работе рассмотрен вопрос о возможных равновесных формах распределения вращающегося межзвездного газа в сфероидальных галактиках с учетом неоднородности и сжимаемости. Установлено, что без учета самогравитации межзвездного газа возможные формы распределения являются такими же, что и в случае однородной несжимаемой модели (сферонды, плоские диски, двуполостные гиперболонды), однако учет неоднородности позволяет получить информацию о характерных геометрических размерах этих фигур.

При исследовании малых возмущений дискообразного слоя межзвездного газа получен полный спектр частот рассматриваемых возмущений и установлена устойчивость этой формы.

Распределение межзвездной среды в спиральных галактиках, как правило в целом, встречается в виде определенных равновесных форм. Известно, что в нашей Галактике межзвездный газ образует нечто вроде круглого диска радиусом около 15 кпс. Интересно, что этот диск не плоский. В центральной части диска его толщина очень невелика, около 100 пс, но с удалением от центра толщина увеличивается, достигая 2—3 кпс по краям [1]. Для объяснения глобального характера распределения межзвездной среды и звездных подсистем, в работах [2—4] была начата разработка нового раздела теории фигур равновесия вращающихся двухкомпонентных однородных масс, а именно, теории фигур равновесия вложенных конфигураций, где рассматривается случай, когда одна гравитирующая масса находится внутри другой гравитирующей конфигурации иной формы и с другим вращением.

В настоящей работе развивается эта теория с учетом неоднородности вложенной массы — межзвездной среды. При этом состояние межзвездного газа предполагается изотермическим:

$$p = c^2 \rho, \quad (1)$$

где $c = \sqrt{kT/m}$ — скорость звука, ρ , p — соответственно плотность и давление межзвездного газа.

Форму звездной компоненты галактики будем считать сфероидом с однородной плотностью массы ρ_0 и эксцентриситетом меридианного сечения e_0 . Так что потенциал регулярного гравитационного поля звездной компоненты галактики во внутренней ее точке будет

$$V_0(r, z) = -\pi G \rho_0 [A_0 r^2 + C_0 z^2], \quad (2)$$

где

$$A_0 = \frac{\sqrt{1-e_0^2}}{e_0^3} (\text{arc sin } e_0 - e_0 \sqrt{1-e_0^2}),$$

$$C_0 = \frac{2}{e_0^3} (e_0 - \sqrt{1-e_0^2} \text{ arc sin } e_0). \quad (3)$$

Рассмотрим случай, когда поведение межзвездного газа в основном диктуется регулярным гравитационным полем сфероидальной звездной системы и собственным вращением газа Ω , которое предполагается твердотельным. Так что эффектами самогравитации межзвездного газа в этой работе пренебрегается.

1. *Возможные равновесные формы распределения межзвездного газа.* Уравнение гидростатического равновесия межзвездного газа в регулярном гравитационном поле галактики во вращающейся (вокруг оси z) системе координат имеет вид

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \left[V_0(v, z) + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \right]. \quad (4)$$

Проинтегрируя это уравнение с учетом (1), (2) и граничного условия для плотности:

$$\rho(0, 0) = \rho_c, \quad (5)$$

находим выражение, определяющее распределение плотности массы межзвездного газа:

$$\rho(r, z) = \rho_c \exp \left\{ \frac{\Omega^2 - 2\pi G \rho_0 A_0}{2c^2} r^2 - \frac{\pi G \rho_0 C_0}{c^2} z^2 \right\}. \quad (6)$$

Фигуру равновесия межзвездного газа можно определить как поверхность, на которой плотность массы уменьшается в e раз:

$$\frac{\pi G \rho_0 C_0}{c^2} z^2 - \frac{\Omega^2 - 2\pi G \rho_0 A_0}{2c^2} r^2 = 1. \quad (7)$$

Как видно из полученного уравнения, в зависимости от знака величины

$$\Omega^2 - 2\pi G \rho_0 A_0$$

возможны следующие равновесные формы распределения межзвездного газа внутри сфероидальных галактик:

а) Сфероиды. При выполнении условия

$$\Omega^2 < \Omega_0^2 \equiv 2\pi G \rho_0 A_0 \quad (8)$$

поверхности равной плотности являются сфероидами. В частности, из (7) находим:

$$\frac{r^2}{a^2} + \frac{z^2}{D^2} = 1, \quad (9)$$

где a и D — полуоси вложенного сфероида, на котором плотность газа уменьшается в e раз:

$$a^2 = \frac{2c^2}{\Omega_0^2 - \Omega^2}; \quad D^2 = \frac{c^2}{\pi G \rho_0 C_0}. \quad (10)$$

Существенно отметить, что характеристический параметр Ω_0 целиком определяется параметрами звездной компоненты галактики.

Для плотности распределения межзвездного газа получаем формулу:

$$\rho(z, r) = \rho_e e^{-\frac{r^2}{a^2} - \frac{z^2}{D^2}}. \quad (11)$$

Отметим, что $a \geq D$. Причем знак равенства имеет место в случае $e_0 = 0$ и $\Omega = 0$, т. е. внутри сферических галактик не вращающийся межзвездный газ распределяется сферически-симметрично.

Малая полуось сфероида межзвездного газа не зависит от угловой скорости вращения, а большая полуось увеличивается с ростом Ω . Введя эксцентриситет меридианного сечения вложенного сфероида $e^2 = 1 - D^2/a^2$, с учетом (10) для связи физических параметров системы с геометрией, получим [2]

$$\Omega^2 = \pi G \rho_0 F_E(e, e_0), \quad (12)$$

где

$$F_E(e, e_0) = 2 + \frac{2(2e^2 - 3)}{e_0^3} (e_0 - \sqrt{1 - e_0^2} \arcsin e_0).$$

б) Плоский диск ($\Omega = \Omega_*$) с эффективной толщиной $2D$ [5]. При этом для плотности распределения межзвездного газа получим формулу

$$\rho(z) = \rho_c e^{-\frac{z^2}{D^2}}. \quad (13)$$

Как видно из (13) плотность распределения межзвездного газа в этом частном случае зависит только от координаты z , не чувствуя остальных направлений и границ галактики. Получается пространственно-ограниченное в одном направлении образование, эквивалентное плоскому слою [5, 7].

В качестве иллюстрации вычислим толщину $2D$ для межзвездного газа нашей Галактики. Известно, что Галактика имеет форму сильно сплюснутого сфероида с отношением полуосей, равным $1/12$ ($e_0 \simeq 0.9965$). Принимая далее, что $\rho_0 \simeq 6 \cdot 10^{-24}$ г/см³; $(kT)/m \sim 10^{12}$ см²/сек², для искомой величины находим $2D \simeq 105$ пс.

в) Двуполостный гиперболоид вращения (ДГВ-фигура). При этом поверхность, на которой плотность газа уменьшается в e раз, определяется уравнением

$$\frac{z^2}{D^2} - \frac{r^2}{R^2} = 1, \quad (14)$$

где R — мнимая полуось гиперболоида $R^2 = 2c^2/(\Omega^2 - \Omega_*^2)$. Плотность распределения межзвездного газа в этом случае дается формулой

$$\rho(r, z) = \rho_c e^{\frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{D^2}}, \quad (15)$$

откуда видно, что в радиальном направлении плотность увеличивается по экспоненциальному закону благодаря сравнительно быстрому вращению. Введя обратную величину эксцентриситета гиперболоида $\tau^2 = D^2/(D^2 + R^2)$, получим связь физических параметров системы с геометрией ДГВ-фигуры [3]

$$\Omega^2 = \pi G \rho_0 F_S(\tau, e_0), \quad (16)$$

где

$$F_S(\tau, e_0) = 2 + 2 \frac{1 - 3\tau^2}{1 - \tau^2} \left(\frac{\sqrt{1 - e_0^2}}{e_0^3} \arcsin e_0 - \frac{1}{e_0^2} \right). \quad (17)$$

Как видно из полученных результатов, учет неоднородности не меняет критическое значение угловой скорости Ω_* , при котором происходит переход от сферодальных к ДГВ-фигурам равновесия, а также остаются неизменными формулы (12) и (17) [2, 3].

Однако учет неоднородности приводит к тому, что, имея физические параметры системы, мы можем с помощью формул (10) и (15) точно вычислить эффективные полуоси вложенных фигур равновесия (как сфероидов, так и плоских дисков и ДГВ). Напомним, что без учета неоднородности вложенной массы эти величины оставались бы неопределенными и теория дала возможность определить лишь значения эксцентриситетов этих фигур.

2. *Устойчивость вложенных дискообразных фигур.* Перейдем к исследованию вопроса устойчивости дискообразного распределения межзвездной среды методом теории малых колебаний. Важность рассмотрения такой задачи заключается в том, что на основе исследования неустойчивости слоя межзвездной среды делаются соответствующие космогонические выводы относительно происхождения звездных систем, спиральной структуры галактик и т. д.

После линеаризации основного уравнения движения получим [6]

$$\frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \frac{\delta \rho}{\rho^2} \nabla p - \frac{1}{\rho} \nabla \delta p + 2 \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\xi} \Omega_*], \quad (18)$$

где $\delta \rho$, δp — эйлеровы изменения плотности и давления межзвездного газа:

$$\delta \rho = -\operatorname{div} \rho \vec{\xi}, \quad \delta p = c^2 \delta \rho, \quad (19)$$

а ρ и Ω_* для дискообразного распределения выражаются соответственно формулами (13) и (8). При получении уравнения (18) мы пользовались тем, что эйлерово изменение потенциала регулярного гравитационного поля звездной системы равно нулю: $\delta V_0 = 0$. С учетом (1), (19) и (13) легко показать, что

$$\frac{\delta \rho}{\rho^2} \nabla p - \frac{1}{\rho} \nabla \delta p = \nabla \Phi, \quad (20)$$

где

$$\Phi = c^2 \left\{ \operatorname{div} \vec{\xi} - \frac{2z}{D^2} \xi_z \right\}. \quad (21)$$

Действуя оператором rot на обе стороны уравнения (18), с учетом (20), получим:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \operatorname{rot} \vec{\xi} = 2 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} [\vec{\xi} \Omega_*]. \quad (22)$$

z -компонента которого дает

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \operatorname{rot}_z \vec{\xi} = -2\Omega_* \frac{\partial}{\partial t} \left(\operatorname{div} \vec{\xi} - \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \right). \quad (23)$$

Продифференцируя с учетом (20) x -компоненту уравнение (18) по x, t ; y -компоненту — по y, t и суммируя, получим

$$\frac{\partial^3}{\partial t^3} \left(\operatorname{div} \vec{\xi} - \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} + 2\Omega_* \frac{\partial^2}{\partial t^2} \operatorname{rot}_z \vec{\xi}. \quad (24)$$

Исключая из (23) и (24) член, содержащий $\operatorname{rot}_z \vec{\xi}$, находим одно уравнение для определения $\vec{\xi}$

$$\left(\frac{\partial^3}{\partial t^3} + 4\Omega_*^2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\operatorname{div} \vec{\xi} - \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (25)$$

Вторым уравнением является z -компонента уравнения (18) с учетом (20)

$$\frac{\partial^2 \xi_z}{\partial t^2} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (26)$$

Представим решения уравнений (25), (26) в виде [7]

$$\xi_z = \xi(z) \exp \{ i(\omega t + k_1 x + k_2 y) \}, \quad (27)$$

$$\operatorname{div} \vec{\xi} = \varphi(z) \exp \{ i(\omega t + k_1 x + k_2 y) \}.$$

Подставляя (27) в уравнение (25) и (26), для определения функций $\varphi(z)$ и $\xi(z)$ получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$-\frac{\omega^2}{c^2} \xi(z) = \frac{d\varphi}{dz} - \frac{2}{D^2} \xi(z) - \frac{2z}{D^2} \frac{d\xi}{dz}, \quad (28)$$

$$\varphi(z) = \frac{k^2 c^2}{k^2 c^2 - \omega^2} \frac{2z}{D^2} \xi(z) - \frac{\omega^2}{k^2 c^2 - \omega^2} \frac{d\xi}{dz}, \quad (29)$$

где ввели обозначения

$$\omega_*^2 = \omega^2 - 4\Omega_*^2; \quad k^2 = k_1^2 + k_2^2. \quad (30)$$

Подставляя (29) в (28), получим уравнение относительно функции

$$\frac{d^2 \xi}{dz^2} - \alpha z \frac{d\xi}{dz} - (\alpha - \beta) \xi = 0, \quad (31)$$

где

$$\alpha = \frac{2}{D^2}, \quad \beta = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_*^2 - k^2 c^2}{\omega_*^2}. \quad (32)$$

Полученное уравнение (31) легко приводится к уравнению Куммера (относительно переменной z^2/D^2), общее решение которого имеет вид

$$\xi(z) = C_1 F\left(\frac{1}{2} - \frac{\beta}{2\alpha}, \frac{1}{2}, \frac{z^2}{D^2}\right) + C_2 F\left(1 - \frac{\beta}{2\alpha}, \frac{3}{2}, \frac{z^2}{D^2}\right), \quad (33)$$

где $F(a, b, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, а C_1, C_2 — постоянные коэффициенты.

Требование симметричности задачи относительно плоскости $z=0$, дает $C_1=0$, так что для вертикальных смещений получим

$$\xi_x(x, y, z, t) = C_2 F\left(1 - \frac{\beta}{2\alpha}, \frac{3}{2}, \frac{z^2}{D^2}\right) \exp\{i(\omega t + k_1 x + k_2 y)\}. \quad (34)$$

Для определения смещений ξ_x и ξ_y , пользуясь x и y компонентами уравнения (18), с учетом (20) и (27), получим

$$\begin{aligned} \xi_x(x, y, z, t) &= -\frac{c^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \left(ik_1 + \frac{2k_2 \Omega_*}{\omega} \right) \left(\frac{\partial \xi_x}{\partial z} - \frac{2z}{D^2} \xi_x \right), \\ \xi_y(x, y, z, t) &= -\frac{c^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \left(ik_2 - \frac{2k_1 \Omega_*}{\omega} \right) \left(\frac{\partial \xi_y}{\partial z} - \frac{2z}{D^2} \xi_y \right), \end{aligned} \quad (35)$$

которые с учетом (21), (29) дают

$$\begin{aligned} \xi_y \omega^2 - 2i\omega \Omega_* \xi_x &= -ik_2 \Phi, \\ \xi_x \omega^2 + 2i\omega \Omega_* \xi_y &= -ik_1 \Phi, \end{aligned} \quad (36)$$

где функция $\xi(x, y, z, t)$ дается формулой (34).

Для получения спектра собственных частот рассматриваемых возмущений будем пользоваться условием конечности решений (34) и (36) при неограниченном возрастании координаты z [7]. Это требование приводит к следующему условию:

$$\frac{\beta}{2\alpha} = n, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots, \quad (37)$$

которое и дает искомый полный спектр частот или дисперсионное уравнение. При этом, как известно, вырожденная гипергеометрическая функция переходит в обобщенные полиномы Лагера

$$F\left(1 - n, \frac{3}{2}, \frac{z^2}{D^2}\right) \rightarrow L_{n-1}^{1/2}\left(\frac{z^2}{D^2}\right),$$

которое и удовлетворяет требованиям задачи.

Перейдем к исследованию дисперсионного уравнения (37), которое с учетом (30) и (32) принимает вид:

$$\omega^2 \frac{\omega^2 - 4\Omega_*^2 - k^2 c^2}{\omega^2 - 4\Omega_*^2} = \frac{4c^2}{D^2} n. \quad (38)$$

Рассмотрим отдельно следующие частные случаи:

а) *Вертикальная пульсация дискообразного слоя межзвездного газа.* При этом, принимая $k_1 = k_2 = 0$, из (38) находим полный спектр собственных частот вертикальных пульсаций

$$\omega_n^2 = \frac{4c^2}{D^2} n \equiv n\omega_0^2 C_0(\epsilon_0), \quad (39)$$

где мы учли обозначение (10) и ввели величину

$$\omega_0^2 = 4\pi G \rho_0. \quad (40)$$

Как видно из (39), основная мода частоты вертикальных пульсаций зависит от меры сплюснутости звездного сфероида и увеличивается с ее ростом.

б) *Медленное вращение дискообразного слоя ($\Omega_* \rightarrow 0$).* Как видно из (8), в этом случае $A_0 \rightarrow 0$, т. е. когда галактика имеет форму диска ($\epsilon_0 \rightarrow 1$). При этом из (38) получаем

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \frac{4c^2}{D^2} n > 0 \quad (41)$$

откуда следует, что внутри сильно сплюснутой галактики несамогравитирующая дискообразная межзвездная среда устойчива.

В общем случае из (38) имеем уравнение

$$\omega^4 - \omega^2 \left(k^2 c^2 + 4\Omega_*^2 + \frac{4c^2}{D^2} n \right) + \frac{16c^2 \Omega_*^2}{D^2} n = 0, \quad (42)$$

решение которого можно представить в виде

$$\begin{aligned} \omega = & \pm \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{k^2 c^2 + 4\Omega_*^2 + \frac{4c^2}{D^2} n + \frac{4c\Omega_*}{D} \sqrt{n}} \pm \right. \\ & \left. \pm \sqrt{k^2 c^2 + 4 \left(\Omega_* - \frac{c}{D} \sqrt{n} \right)^2 + \frac{4c\Omega_*}{D} \sqrt{n}} \right\}. \end{aligned} \quad (43)$$

Так как подкоренные выражения положительны, т. е. ω всегда действительная величина, то и в этом случае неустойчивость не возникает.

Таким образом, дискообразный слой межзвездного газа, самогравитацией которого можно пренебречь по сравнению с гравитацией звездной компоненты галактики, всегда устойчив.

Авторы благодарны проф. С. А. Каплану за постановку общей проблемы о возможных равновесных формах распределения межзвездной среды в галактиках.

INTERSTELLAR MEDIUM IN SPHEROIDAL GALAXIES

M. G. ABRAHAMIAN, R. S. OGANESIAN

The problem of possible equilibrium forms of distribution of rotating interstellar gas in the spheroidal galaxies is considered, taking into account inhomogeneity and compressibility. It is established that if one does not take into account the self-gravitation of interstellar gas, the possible forms of distribution are the same as in the case of homogeneous and incompressible model (spheroids, flat discs, hyperboloids of two sheets) but if one takes into account the inhomogeneity it becomes possible to obtain some information of the characters of geometrical values of those figures.

Investigating the problem of small perturbations of the discshape stratum of interstellar gas, the complete spectrum of frequencies of the considered perturbation is obtained and the stability of this form is established.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, *Элементарная радиоастрономия*, Наука, М., 1966.
2. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 10, 121, 1974.
3. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 11, 121, 1975.
4. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 11, 319, 1975.
5. А. А. Власов, *Статистические функции распределения*, Наука, М., 1966.
6. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
7. Р. С. Оганесян, *Изв. АН АрмССР. Физика*, 1, 186, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ГАЛАКТИКАХ

С. А. КАПЛАН, Р. С. ОГАНЕСЯН, М. Г. АБРАМЯН

Поступила 12 марта 1976

Пересмотрена 1 сентября 1976

В работе рассмотрены основные свойства статистического распределения межзвездного газа с дифференциальным вращением в сфероидальных галактиках.

Установлены законы распределения плотности и анизотропности давления, а также определены возможные равновесные формы межзвездной массы.

Межзвездный газ в галактиках можно рассматривать как пространственно-ограниченные скопления, статистические, термодинамические и глобальные свойства которых диктуются внутренними и внешними силами. Гравитационные взаимодействия между частицами этого газа относятся к внутренним силам, а их взаимодействие с регулярным силовым полем галактики — к внешним.

Решающую роль в поведении межзвездного газа могут играть также космические протяженные магнитные поля.

Для объяснения наблюдаемых равновесных форм распределения звездных подсистем и системы межзвездной среды в эллиптических и спиральных галактиках, в работах [1—3] на основе классической теории жидких вращающихся фигур была начата разработка теории взаимопроникающих вложенных фигур равновесия. Было показано, что твердотельно вращающаяся однородная масса, вложенная в сфероидальную звездную систему, может принимать форму сфероидов, трехосных эллипсоидов, плоских дисков и двуполостных гиперболоидов вращения.

Нахождение статистического распределения частиц межзвездного газа с дифференциальным вращением, установление его локальных термодинамических характеристик и объяснение возможных равновесных структур

межзвездной среды на основе точной кинетической теории представляют большой интерес с точки зрения астрофизики. Этим вопросам посвящена настоящая работа.

Предположим, что внутри некоторой сфероидальной галактики с однородным распределением плотности ρ_0 звездного населения и эксцентриситетом меридианного сечения e_0 имеется вращающаяся масса межзвездного газа. В основу теоретического рассмотрения свойств рассматриваемой системы можно положить кинетическое уравнение Власова [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad}_r f + \frac{1}{m} \operatorname{grad} (V_0 + V) \operatorname{grad}_v f = 0, \quad (1)$$

$$\Delta V = -4\pi G \int_{(\infty)} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}, \quad (2)$$

где m — масса одной частицы, V_0 — гравитационный потенциал галактики во внутренней его точке, а V — самосогласованный потенциал межзвездной газовой компоненты. В изложенной формулировке задачи V_0 в кинетическом уравнении выступает в качестве потенциала внешнего по отношению к газовой массе регулярного силового поля.

Рассмотрим стационарное решение системы уравнений (1) и (2) для вложенного в сфероидальную галактику газа в предположении осевой симметрии. При этом в цилиндрической системе координат уравнение (1) примет вид [4]:

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial f}{\partial r} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial r} (V_0 + V) \frac{\partial f}{\partial v_r} - \frac{v_r v_\varphi}{r} \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} + \\ + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial z} (V_0 + V) \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где V_0 определяется формулой [5]

$$V_0(r, z) = -\pi G \rho_0 (A_0 r^2 + C_0 z^2), \quad (4)$$

$$A_0 = 1 - \frac{1}{2} C_0 = \frac{V \sqrt{1 - e_0^2}}{e_0^3} (\operatorname{arc} \sin e_0 - e_0 \sqrt{1 - e_0^2}). \quad (5)$$

Следуя методу решения кинетического уравнения, изложенному в [4], нетрудно убедиться, что в нашем случае решение уравнения (3) для статистической функции распределения можно представить в виде

$$\begin{aligned} f(\vec{r}, \vec{v}) = \rho_c \left(\frac{m}{2\pi\theta} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{mv_r^2}{2\theta} - \left(\frac{m}{2\theta} + Ar^2 \right) (v_r - u)^2 - \right. \\ \left. - \frac{mv_z^2}{2\theta} \right\} \exp \left\{ S(r) + \frac{m}{\theta} (V_0 + V) \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь ρ_c — плотность вложенной массы в центре сфероида, u и $S(r)$ — соответственно представляют линейную скорость вращения и «центробежный потенциал», определяемые формулами

$$u = \frac{\Omega_0 r}{1 + \frac{2\theta}{m} Ar^2}, \quad S(r) = \frac{m}{2\theta} \frac{\Omega_0^2 r^2}{1 + \frac{2\theta}{m} Ar^2}. \quad (7)$$

Отличие от нуля постоянной величины A в формулах (7) указывает на существование дифференциального вращения газа с угловой скоростью

$$\Omega(r) = \frac{\Omega_0}{1 + \alpha r^2}, \quad (7')$$

где $\alpha = (2\theta/m) A$.

Существенно отметить, что дифференциальное вращение не вводится извне, а получается как следствие из самого решения кинетического уравнения. Функция распределения (6) по скоростям называется эллипсоидальной, поскольку дисперсия скоростей в азимутальном направлении отлична от дисперсии скоростей радиального и вертикального направлений. При подстановке $A=0$ указанная анизотропия исчезает и получается твердотельное вращение вложенного межзвездного газа со сферическим распределением скоростей.

Используя функцию распределения (6), можно вычислить все термодинамические параметры межзвездного газа и установить их пространственное распределение в пределах звездной системы галактики.

Вычисляя плотность по формуле

$$\rho(r, z) = \int_{(-\infty)}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v},$$

получаем

$$\rho(r, z) = \frac{\rho_c}{V \sqrt{1 + \alpha r^2}} \exp \left\{ S(r) + \frac{m}{\theta} (V_0 + V) \right\}. \quad (8)$$

Сочетание уравнений (8) и (2) приводит к нелинейному дифференциальному уравнению для определения самосогласованного безразмерного потенциала φ вложенной массы:

$$\Delta \varphi + \lambda(r, z) e^{\varphi} = 0, \quad (9)$$

где введены обозначения:

$$\varphi = \frac{m}{\theta} V, \quad \lambda(r, z) = \frac{4\pi G m \rho_c / \theta}{V \sqrt{1 + \alpha r^2}} \exp \left\{ S - \frac{m}{\theta} V_0 \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, система уравнений (9), (8) и (6) полностью характеризует статистические и термодинамические свойства вложенного межзвездного газа. Решение уравнения (9) связано с большими трудностями, поэтому в конкретных случаях следует пользоваться приближенными и численными решениями.

Однако, при условии $V \ll V_0$, т. е. когда поведение вложенной массы полностью диктуется собственным вращением и регулярным гравитационным полем звездного сфероида, координатная часть функции распределения становится известной. При этом плотность распределения с учетом (4) и (5) примет вид

$$\rho(r, z) = \frac{\rho_c}{\sqrt{1 + \alpha r^2}} \exp \left\{ \frac{m}{2\theta} \left(\frac{\Omega_0^2}{1 + \alpha r^2} - \Omega^2 \right) r^2 - \frac{z^2}{D^2} \right\}, \quad (11)$$

где

$$\Omega_0^2 = 2\pi G \rho_0 A_0, \quad D^2 = \frac{\theta}{\pi G \rho_0 C_0 m}. \quad (12)$$

Свойства дифференциального вращения, которые отражены в эллипсоидальном характере статистической функции распределения, приводят к анизотропному давлению межзвездного газа. Подставляя функцию распределения в формулу

$$P_{ij} = \int_{(-\infty)}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{v}) v_i v_j d\vec{v}$$

и проводя вычисления в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , получаем следующее выражение для тензора давления, представленного в форме диагональной матрицы:

$$P_{ij}(r, z) = \frac{\theta}{m} \rho(r, z) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1 + \alpha r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где $\rho(r, z)$ определяется через (11).

Путем аналогичных вычислений можно найти также другие термодинамические функции.

При твердотельном вращении ($\alpha = 0$) давление становится скалярной величиной:

$$P_{ij} = \frac{\theta}{m} \rho(r, z) \delta_{ij}. \quad (14)$$

Скалярный характер давления приблизительно сохраняется также в области, близкой к оси вращения, т. е. при $\alpha r^2 \gg 1$, хотя $\alpha \neq 0$. В областях, лежащих вдали от оси вращения ($\alpha r^2 \gg 1$), аксиальная компонента тензора давлений $P_{\varphi\varphi}$ становится обратно пропорциональной квадрату расстояния и исчезает быстрее по сравнению с остальными компонентами.

Далее, рассмотрим возможные равновесные формы распределения межзвездного газа в сфероидах галактиках в приближении $V \ll V_{\infty}$. Существенно отметить, что закон распределения плотности вложенной массы, определяющийся формулой (11), справедлив только в пределах звездного сфероиды, где плотность монотонно зависит от пространственных координат и нигде в указанной области не обращается в нуль. Другими словами, нет резкой граничной поверхности, включающей в себя полную массу вложенного газа. Однако с любой точностью можно определить эффективные размеры объема, занимаемого основной массой этого газа, и в этом же приближении определить конфигурацию образования. Определим «фигуру равновесия» вложенной массы как поверхность, на которой ее плотность уменьшается в « e » раз.

При этом «фигура равновесия» твердотельно вращающейся вложенной массы есть поверхность, уравнение которой с учетом (11) имеет вид

$$-\frac{m}{2\theta} (\Omega_0^2 - \Omega_2^2) r^2 + \frac{\pi G \rho_0 C_0 m}{\theta} z^2 = 1. \quad (15)$$

Из (15) видно, что величины

$$a = [2\theta/m (\Omega_0^2 - \Omega_2^2)]^{1/2}, \quad D = [\theta/\pi G m \rho_0 C_0]^{1/2} \quad (16)$$

фигурируют в качестве эффективных размеров вложенной газовой конфигурации. При $\Omega_0 = \Omega_*$ формируются равновесные конфигурации соответственно типа сфероиды, диска с эффективной полутолщиной D и двуполостного гипероболоида вращения [6].

В общем случае, когда вложенная масса обладает дифференциальной скоростью вращения, вертикальная зависимость плотности распределения (11) остается неизменной: $\exp\{-z^2/D^2\}$, а радиальная зависимость существенно меняется, в зависимости от знака выражения:

$$\frac{\Omega_0^2}{1 + \alpha r^2} - \Omega_2^2. \quad (17)$$

Действительно, при $\Omega_0 < \Omega_*$ знак выражения (17) для любых r и α всегда отрицателен и плотность убывает по радиальному направлению. При этом «фигура равновесия» замыкается на близких расстояниях от оси вращения. Если $\Omega_0 > \Omega_*$, вышеуказанное выражение в центральных областях галактики положительно, а при больших расстояниях от оси вращения ста-

новится отрицательным. Следовательно, плотность вложенной массы до некоторого расстояния r_m растет, а затем убывает. Расстояние r_m , на котором плотность принимает максимальное значение, находим из условия $\dot{\rho}/\dot{r} = 0$, которое дает:

$$r_m^2 = \frac{b}{2m\Omega_0^2} - \frac{1}{\alpha} + \sqrt{\frac{b^2}{4m^2\Omega_0^4} + \frac{\Omega_0^2}{\alpha^2}}. \quad (18)$$

Наконец, определим общую форму равновесного распределения вложенной массы с учетом дифференциального вращения. Поверхность, на которой плотность вложенной массы уменьшается в « e » раз, в этом случае выражается формулой.

$$z^2 = D^2 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \ln(1 + \alpha r^2) \right\} + \frac{\Omega_0^2 - \Omega^2(1 + \alpha r^2)}{2\pi G \rho_0 C_0 (1 + \alpha r^2)} r^2. \quad (19)$$

В общем виде уравнение (19) описывает замкнутую фигуру. В зависимости от значения параметров, входящих в (15), вид фигуры и ее эффективные размеры меняются. Интересно, что в центральных областях галактики ($r < r_m$) эту поверхность можно аппроксимировать поверхностью двуполостного гиперboloида вращения, а на больших расстояниях ($r > r_m$) — сфероида. Полученную пространственно-ограниченную форму вложенной массы назовем замкнутой гиперboloидальной фигурой. Однако очевидно, что замкнутые гиперboloиды окажутся «фигурами равновесия» вложенной массы, если его эффективные размеры не превосходят размеров звездного сфероида. Все зависит от величины параметра дифференциального вращения α . Ясно, что при условии $\alpha R_0^2 \gg 1$, где R_0 — экваториальный радиус звездного сфероида, замкнутые гиперboloиды всегда являются «фигурами равновесия», т. е. они целиком заключены внутри звездного сфероида. При условии же $\alpha R_0^2 \ll 1$ (т. е. внутри звездного сфероида вращение имеет твердотельный характер!) «фигуру равновесия» вложенной массы в пределах рассматриваемой области можно аппроксимировать фигурой двуполостного гиперboloида вращения (ДГВ-фигура), в которой плотность массы растет в радиальном направлении экспоненциально ($r_m \sim R_0$) [6]. При этом (и во всех случаях, когда линейные размеры вложенной фигуры превосходят размеры звездного сфероида) для определения формы распределения межзвездной среды во внешней области звездного сфероида следует пользоваться довольно сложной формулой для потенциала сфероидальной массы во внешней ее точке.

Ясно, что в случае $\alpha R_0^2 \ll 1$ в центральных областях галактики должна быть сосредоточена незначительная часть массы межзвездной среды. Действительно, такие структурные особенности распределения межзвездной среды в галактиках наблюдаются. Например, галактика NGC 4594 (Sa). Эта галактика видна почти с ребра и выделяется мощной полосой поглощаю-

шей материи вдоль экватора. Она обладает необычайно большим звездным сфероидом, которому соответствует эксцентриситет $e_0 \sim 0.78$.

При детальном анализе распределения яркости в темной экваториальной полосе ван Хутаном [7] была найдена оптическая толщина межзвездной среды на разных расстояниях от оси вращения галактики. Оказалось, что практически вся масса межзвездной среды находится в области, заключенной между 8 и 33 кпс от центра, если принять расстояние до галактики равным 16.8 Мпс.

На фотоснимках NGC 4594 темную экваториальную полосу можно аппроксимировать фигурой ДГВ. Правда, не исключается возможность, что наблюдаемая общая форма распределения межзвездной среды в виде ДГВ-фигуры отчасти связана с большей концентрацией светящейся материи в центральной области галактики и поэтому может оказаться оптическим эффектом. Однако более вероятным кажется, что наблюдаемая ДГВ-форма распределения межзвездной среды соответствует реальной действительности. В пользу этого говорит и результат ван Хутана. Действительно, в приближении твердотельного вращения ($\alpha R_0^2 \ll 1$) оценим порядок отношения массы межзвездного газа в центральной области (до радиуса $R_1 \sim 8$ кпс) галактики к массе газа, заключенной внутри звездного сфероида ($R_0 \sim 30$ кпс).

$$\frac{M(R_1)}{M(R_0)} = \frac{\int_0^{R_1} \exp\{r^2/R^2\} r dr}{\int_0^{R_0} \exp\{r^2/R^2\} r dr} \sim 10^{-7}.$$

Ввиду быстрой сходимости подынтегральной функции, мы интегрирование по z провели в пределах $(-\infty, \infty)$ и через R обозначили мнимую полуось гиперболоида: $R^2 = 2b/m(\Omega_0^2 - \Omega^2)$, для которой из фотоснимков установили значение $R \sim 7.5$ кпс.

Итак, если считать, что наблюдаемая ДГВ-форма распределения межзвездной среды в галактике NGC 4594 соответствует реальной действительности, то теория вложенных фигур в принципе дает объяснение наблюдательным данным ван Хутана. Отметим, что если бы межзвездная среда в галактике NGC 4594 была распределена дискообразно (согласно излагаемой теории она должна была бы вращаться с угловой скоростью Ω_*), то для отношения масс $M(R_1)/M(R_0)$ получили бы значение 0.07.

Наконец, полученный нами результат, согласно которому плотность дифференциально вращающейся межзвездной среды должна иметь максимум на некотором расстоянии r_m (см. формулу (18)) от оси вращения галактики, также не противоречит данным наблюдений. Применим форму-

лу (18) для межзвездной среды нашей Галактики. Принимая $\theta/m \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^2/\text{сек}^2$, $\rho_0 \sim 5 \cdot 10^{-24} \text{ г}/\text{см}^3$ и по данным [8, 9] определяя величину $\alpha \sim 0.02 \text{ кпс}^{-2}$, $\Omega_0 \sim 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ сек}^{-1}$, $\Omega_* \sim 0.8 \cdot 10^{-15} \text{ сек}^{-1}$, получим

$$r_m \sim \left(\frac{\Omega_0 - \Omega_*}{\alpha \Omega_*} \right)^{1/2} \sim 7 \text{ кпс.}$$

Известно, что действительно плотность массы межзвездной среды в нашей Галактике имеет максимум на расстоянии $4 \div 6 \text{ кпс}$ от оси вращения.

НИРФИ, Горький

Ереванский государственный
университет

SOME QUESTIONS OF KINETIC THEORY OF DIFFERENTIALLY ROTATING INTERSTELLAR MEDIUM IN GALAXIES

S. A. KAPLAN, R. S. OGANESIAN, M. G. ABRAHAMIAN

The problem of the principal properties of statistical distribution of interstellar gas with differential rotation in the spheroidal galaxies is discussed.

The laws of the distribution of the density and pressure are established and also the possible equilibrium forms of interstellar mass are defined.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 10, 565, 1974.
2. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 11, 121, 1975.
3. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 11, 487, 1975.
4. А. А. Власов, *Статистические функции распределения*, Наука, М., 1966.
5. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
6. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, *Астрофизика*, 13, 253, 1977.
7. С. van Houten, *VAN*, 16, 1, 1961.
8. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, Физматгиз, М., 1963.
9. Т. А. Агсисян, *Звездная динамика*, в сб. «Курс астрофизики и звездной астрономии», под ред. А. А. Михайлова, т. 2, Физматгиз, М., 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

«СКРЫТЫЕ МАССЫ» И ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

В. А. АНТОНОВ, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 27 февраля 1976

Анализ динамической эволюции звездных систем, содержащих «скрытые массы», показывает, что объекты «скрытой массы» не могли формироваться в единых комплексах с видимым населением галактик.

Хорошо известный вириальный парадокс в скоплениях галактик допускает два решения: либо эти системы нестационарны и распадаются, либо они содержат значительные скрытые массы, способные обеспечить гравитационную связанность и стационарность. В пользу второй возможности приводятся аргументы, которых становится все больше [1—4]. Хотя количественные оценки остаются не слишком надежными, полагают, что масса невидимого вещества в системах галактик может в 3—30 раз превышать массу самих галактик.

Скрытое вещество, если оно действительно существует, собрано, вероятнее всего, почти целиком в компактные объекты — звезды малой, $\approx 0.1 \div 0.03 M_{\odot}$, массы и низкой светимости или холодные сгустки нейтрального водорода [5—8].

Существенно, что видимые звезды и «скрытые» компактные объекты (далее СО) обладают различным пространственным распределением: одни сосредоточены в галактиках, тогда как другие рассеяны по гораздо большим (в 100 или 1000 раз) объемам, хотя и концентрируются, по-видимому, вокруг массивных галактик и их групп [2—4]. Принципиальным является следующий вопрос. Образовались ли те и другие вместе, в одном объеме и в одном процессе, или СО с самого начала были пространственно и по времени образования отделены от обычных звезд? Предлагаемый нами ответ на этот вопрос основан на анализе динамической эволюции звездных систем. Мы покажем, что СО представляют собою, по-видимому, особую

популяцию, не связанную генетически с нормальным населением звездных систем.

Согласно известным космогоническим представлениям, звезды не могут возникать изолированно, а образуются целыми комплексами в результате фрагментации массивных газовых облаков. Рассуждая от противного, предположим, что в таких комплексах рождались и звезды, и СО. Вторых должно быть по суммарной массе гораздо больше, чем первых. Дальнейшая эволюция комплексов, каждый из которых гравитационно связан, должна вести к отделению СО и выносу их сначала за пределы комплексов, а затем и галактики в целом. Качественно такая картина возможна (см., например, [8]), если массы СО заметно меньше масс обычных звезд. При этом сначала происходит внутренняя релаксация каждого комплекса, в ходе которой массивные его составляющие, т. е. обычные звезды, оседают к центру комплекса. Затем внешние части комплексов, содержащие преимущественно легкие его составляющие, т. е. СО, отрываются благодаря приливному взаимодействию комплексов друг с другом. Наконец, рассеиваясь на комплексах, освободившиеся СО приобретают скорость, достаточную для выхода за пределы галактики. Эти три процесса протекают, разумеется, параллельно, но скорость каждого последующего ограничена скоростью предыдущего, чему отвечает следующая цепочка неравенств для характерных времен:

$$t_{\text{REL}} < t_{\text{DIS}} < t_{\text{ESC}} < t_0. \quad (1)$$

Здесь

$$t_{\text{REL}} \approx \alpha N_1 (G \rho_1)^{-1/2}, \quad \alpha = 0.1 - 0.03; \quad (2)$$

$$t_{\text{DIS}} \approx (G \rho)^{-1/2} R / R_1, \quad (3)$$

$$t_{\text{ESC}} \approx \beta N (G \rho)^{-1/2}; \quad \beta = 1 - 10; \quad (4)$$

суть соответственно времена внутренней релаксации комплекса [9—11], его разрушения [12] и испарения СО из галактики [9—11]. В этих формулах $t_0 \approx 10$ млрд лет — возраст звездных систем; N_1, ρ_1, R_1 — число СО в комплексе, его плотность и размер; N, ρ, R — число комплексов в галактике, ее плотность и размер в исходном состоянии.

Если $0.03 < R < 1$ Мпс, а масса галактики (вместе с СО) $\sim 10^{12} - 10^{13} M_\odot$, то при массах отдельных СО $\sim 0.1 - 0.03 M_\odot$ цепочка (1) совместна, когда

$$N_1 < t_0^2 G \rho_1^{3/2} / \alpha < 10^7, \quad (5)$$

$$N < t_0 (G \rho)^{1/2} / \beta < 300. \quad (6)$$

Но второе из этих требований противоречит первому, ибо из него следует, что комплексы должны быть массивными, $N_1 > 3 \cdot 10^6$. К этому нужно добавить, что по мере разрушения комплексов время t_{ESC} увеличивается и противоречивость цепочки (1), и без того характеризующая расхождением в несколько порядков, еще более возрастает.

Мы видим, что сегрегация звезд и СО вследствие различия их масс с выносом, скажем, половины или более легких СО за пределы протогалактики, оказывается невозможной. Противоположный вывод, сделанный в [8] в предположении, что комплексы являются шаровыми скоплениями, ошибочен, так как в [8] в качестве t_{REL} была взята заниженная величина $\sim 10^9$ лет, верная лишь для самых плотных центральных областей шаровых скоплений [13]; в действительности для заметного разделения звезд внутри комплекса требуется, чтобы релаксация охватила весь его объем. Кроме того, принятая в [8] оценка для $t_{\text{ESC}} \sim 10^9$ лет также занижена и противоречит стандартной формуле (4).

Итак, предполагаемое пространственное распределение скрытой массы не может быть достигнуто, если объекты обоих типов — обычные звезды и СО — составляли когда-либо единые комплексы. Скорее всего, таких комплексов в действительности не существовало и скрытые массы еще на газовой фазе были распределены в формирующихся системах галактик по гораздо большим объемам, чем то вещество, из которого возникли звезды первого поколения. (Некоторые независимые космогонические соображения на этот счет см. в [5, 14]). Компактные объекты скрытой массы, будь они обнаружены прямыми наблюдениями, стали бы в этом смысле населением III звездных систем.

Ленинградский государственный
университет

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

“HIDDEN MASSES” AND DYNAMICAL EVOLUTION OF STELLAR SYSTEM

V. A. ANTONOV, A. D. CHERNIN

An analysis of the dynamical evolution of stellar systems with considerable amount of “hidden masses” shows that compact objects of “hidden masses” cannot originate from common complexes with the visible population of stellar systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. J. Rood*, *Ap. J.*, 188, 451, 1974.
2. *J. Einasto, A. Kaasik, E. Saar*, *Nature*, 250, 309, 1974.
3. *J. Einasto, A. Kaasik, E. Saar, A. D. Chernin*, *Nature*, 252, 111, 1974.
4. *J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles, A. Yahil*, *Ap. J.*, 193, L1, 1974.
5. *А. Д. Чернин, Я. Эйнасто, Э. Саар*, Препринт Тартуской обс., № 4, 1974.
6. *Б. В. Кумберг, И. Д. Новиков*, Препринт ИКИ, № 122, 1974.
7. *J. Tarter, J. Silk*, *Q. J. RAS*, 15, 122, 1974.
8. *W. McD. Napier, B. N. G. Guthrie*, *M. N.*, 170, 7, 1975.
9. *С. Чандрасскар*, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948, стр. 206.
10. *Л. Э. Гуревич, Б. Ю. Левин*, *ДАН СССР*, 70, 65, 1950.
11. *L. Spitzer, R. Harm*, *Ap. J.*, 127, 544, 1958.
12. *P. W. Hodge, R. W. Michie*, *A. J.*, 74, 587, 1969.
13. *J. P. Ostriker, L. Spitzer, R. A. Chevalier*, *Ap. J.*, 176, L51, 1972.
14. *В. А. Антонов, А. Д. Чернин*, Письма АЖ, 1, 18, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

Э. Х. ДАНИЕЛЯН, О. В. ПИКИЧЯН

Поступила 20 июля 1976

Проведено исследование задач об определении режима излучения в плоскопараллельных атмосферах, содержащих первичные источники энергии.

Установлена связь между полями излучения в полубесконечной и конечной средах, содержащих изотропный источник. Кроме того показано, что в некоторых случаях для нахождения интенсивности излучения можно обходиться без интегрирования уравнения переноса, а ограничиться лишь отысканием соответствующей функции источника и элементарными алгебраическими операциями. Приводятся также асимптотические выражения для определения внутренних полей излучения.

1. *Введение.* Задачи об определении светового режима в плоскопараллельных средах, содержащих первичные источники энергии, имеют большое прикладное значение в астрофизике. С такого рода задачами мы сталкиваемся, например, при исследовании атмосфер некоторого типа нестационарных звезд (UV Cet, T Tau и др.), во внешних слоях которых, по-видимому, время от времени происходит локальное выделение энергии (см., например, [1]). Знание же интенсивности излучения в атмосферах, как известно, позволяет определять различные физические характеристики в ней, как-то: температуру, поток излучения, распределение атомов по возбужденным состояниям и др. Из других конкретных применений вышеуказанной задачи отметим также задачу об определении поля диффузного излучения (а, значит, и состояния вещества), обусловленного излучением звезд, в газовом слое Галактики, который можно схематически представить как плоскопараллельную среду конечной оптической толщины. Разумеется, этот список можно продолжить.

Определение поля излучения в рассеивающих средах, содержащих внутренние источники, с учетом всех геометрических и физических факторов

представляет собой трудную задачу. Поэтому приходится делать ряд упрощающих допущений, т. е. рассматривать схематизированные модели.

Ниже мы рассмотрим одну из таких модельных задач об определении стационарного поля излучения в плоскопараллельной однородной среде (как полубесконечной, так и конечной оптической толщины), при наличии в ней изотропного или мононаправленного источника в предположении, что элементарный акт рассеяния кванта происходит со сферической индикатрисой и без изменения частоты.

В настоящее время теория переноса излучения дает принципиальную возможность решения задач об определении поля излучения в рассеивающих средах, содержащих произвольные источники энергии. Определение интенсивности излучения обычно сводится к нахождению функции источника и дальнейшему интегрированию уравнения переноса.

Ниже, в частности, будет показано, что в некоторых случаях интенсивность излучения в среде можно находить без интегрирования уравнения переноса, а просто из некоторого алгебраического соотношения (опять-таки посредством функции источника).

В работе применяется принцип инвариантности в классической трактовке Амбарцумяна [2], а также вероятностный способ описания процессов переноса, впервые предложенный Соболевым [3].

Вопрос о переходе от вероятностей к интенсивностям не затрагивается по причине тривиальности.

2. Световой режим в среде конечной оптической толщины, содержащей изотропный источник. Рассмотрим плоскопараллельный слой, ограниченный сверху плоскостью $\tau=0$, а снизу плоскостью $\tau=\tau_0$, и пусть в нем на глубине τ' находится плоский источник, излучающий изотропно. Допустим также, что среда однородна и что элементарный акт рассеяния в ней происходит со сферической индикатрисой и без изменения частоты.

Интенсивность излучения на некоторой глубине τ и в некотором направлении θ можно найти с помощью следующих физических соображений. Добавим к нижней границе рассматриваемого слоя слой бесконечно большой оптической толщины, в результате чего получим полубесконечную среду с источником на глубине τ' . Легко видеть, что излучение, вызванное этим источником на глубине τ , складывается из излучения, диффундировавшего лишь в первоначальном конечном слое и из излучения, обусловленного квантами, покинувшими конечный слой через нижнюю границу и вернувшимися на глубину τ в результате диффузии во всем полупространстве.

Если отсчитывать значения угловых переменных от внешней нормали, то приведенные рассуждения в вероятностных терминах можно записать в виде:

$$P(\tau, \tau', \eta) = p(\tau, \tau', \tau_0, \eta) + 2\pi \int_0^1 G(\tau, \tau_0; \eta, -\zeta) p(\tau_0 - \tau', \tau_0, \zeta) d\zeta, \quad (1)$$

В этом выражении величина $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta) d\eta$ есть вероятность того, что квант, поглощенный на глубине τ' в конечном слое толщины τ_0 после рассеяний пересечет некую плоскость, параллельную границе среды на глубине τ в направлении η ($\eta = \cos \theta$) в телесном угле $2\pi d\eta$. Величина $P(\tau, \tau, \eta) d\eta$ — аналогичная величина для полубесконечной среды, так что

$$P(\tau, \tau', \eta) = p(\tau, \tau', \infty, \eta). \quad (2)$$

Что же касается величин, стоящих под интегралом, то $p(\tau, \tau_0, \zeta) d\zeta$ есть вероятность выхода кванта из слоя толщины τ_0 , а $G(\tau, \tau_0; \eta, \zeta) d\zeta$ представляет собой вероятность того, что квант, первоначально движущийся в полубесконечной среде на глубине τ_0 в направлении ζ в процессе диффузии пересечет плоскость, параллельную границе среды на глубине τ в направлении η , в телесном угле $2\pi d\eta$, т. е. функцию Грина уравнения переноса для полубесконечной среды.

Вышеприведенные рассуждения для выходящего излучения ранее приводились в работах [4—6]. Так, полагая в (1) $\tau=0$ и считая $\eta_0 > 0$, получим интегральное уравнение для вероятности выхода кванта, найденное в [6] из физических соображений:

$$P(\tau'; \eta) = p(\tau', \tau_0, \eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \zeta) p(\tau_0 - \tau', \tau_0, \zeta) d\zeta. \quad (3)$$

Таким образом, определение светового режима в среде конечной толщины, содержащей изотропный источник, сводится к определению величины G и к решению уравнения (3).

3. *Вспомогательные функции U и V и некоторые свойства G -функции.* В работе [6], в частности, было показано, что ядро уравнения (3) можно представить в виде

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) + \bar{F}(\tau, \zeta)}{\eta + \zeta}. \quad (4)$$

Здесь λ — вероятность выживания кванта, а $\varphi(\eta)$ — функция Амбарцумяна. Вспомогательные же функции F и \bar{F} выражаются через резольвентную функцию Соболева — $\Phi(\tau)$ посредством соотношений:

$$F(\tau, \eta) = e^{-\frac{\tau}{\eta}} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\eta}} \Phi(t) dt \quad (5)$$

и

$$\tilde{F}(\tau, \eta) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} \Phi(t) dt \quad (6)$$

и допускают двойственное вероятностное толкование. Подобная двойственность связана с принципом обратимости оптических явлений и выявляется в данном случае умножением последних выражений на $(\lambda/2)d\eta$ и затем на $d\tau/\eta$. В первом случае, учитывая вероятностный смысл функции $\Phi(\tau)$, видим, что величины $(\lambda/2)F(\tau, \eta)d\eta$ и $(\lambda/2)\tilde{F}(\tau, \eta)d\eta$ представляют собой вероятности того, что квант, поглощенный на границе полубесконечной среды, в результате диффузии будет двигаться на глубине τ в направлении η в телесном угле $2\pi d\eta$, соответственно вниз или вверх. Величины же $F(\tau, \eta)(d\tau/\eta)$ и $\tilde{F}(\tau, \eta)(d\tau/\eta)$ имеют смысл вероятностей поглощения в пограничном слое $d\tau$ кванта, первоначально движущегося в полубесконечной среде на глубине τ в направлении η , соответственно вверх или вниз.

Функции F и \tilde{F} в [6] рассматривались лишь для положительных угловых аргументов, однако их можно рассматривать и на всей бесконечной оси. При этом легко видеть, что

$$F(\tau, -\eta) + \tilde{F}(\tau, \eta) = e^{-\frac{\tau}{\eta}} \varphi(\eta). \quad (7)$$

Для наших дальнейших целей введем новые вспомогательные функции U и V , заданные на интервале $-1 \leq \eta \leq 1$ и определяемые как:

$$U(\tau, \eta) = \begin{cases} \frac{F(\tau, \eta)}{\eta}; & \eta > 0 \\ -\frac{\tilde{F}(\tau, -\eta)}{\eta}; & \eta < 0 \end{cases}; \quad V(\tau, \eta) = \begin{cases} \frac{\lambda}{2} \tilde{F}(\tau, \eta); & \eta \geq 0 \\ \frac{\lambda}{2} F(\tau, -\eta); & \eta < 0 \end{cases} \quad (8)$$

Обе эти функции имеют вполне определенный физический смысл, вытекающий из смысла функций F и \tilde{F} . Причем очевидно, что

$$\frac{\lambda}{2} |\eta| U(\tau, \eta) = V(\tau, -\eta). \quad (9)$$

Выше мы видели (см. формулу (1) настоящей работы), что для определения светового режима в среде конечной оптической толщины при наличии в ней изотропного источника необходимо иметь функцию Грина— G , характеризующую уже световой режим в полубесконечной среде, содержащей мононаправленный источник. Можно показать, что эту функцию удастся представить в виде некоторой алгебраической комбинации от функции P . Однако прежде укажем на некоторые ее свойства. Во-первых, G -функция обладает очень важным свойством симметрии, следующим из принципа обратимости оптических явлений (по этому поводу см., например, [7])

$$|\zeta| G(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = |\eta| G(\tau', \tau; -\zeta, -\eta), \quad (10)$$

кроме того, в силу определений G и P , легко видеть, что:

$$G(\tau, \tau'; \eta, 0) = P(\tau, \tau', \eta) \quad (11)$$

и

$$\frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 G(\tau, \tau'; \eta, \zeta) d\zeta = P(\tau, \tau', \eta). \quad (12)$$

4. *Мононаправленный и изотропный источники в полубесконечной среде. Эквивалентность двух задач.* Рассмотренная нами функция Грина (в вероятностной трактовке) удовлетворяет следующему интегро-дифференциальному уравнению переноса:

$$\zeta \frac{\partial G(\tau, \tau'; \eta, \zeta)}{\partial \tau'} + G(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = P(\tau, \tau', \eta) + |\eta| \delta(\tau - \tau') \delta(\eta - \zeta). \quad (13)$$

Пользуясь принципом обратимости в форме (10), из (13) можно получить еще одно уравнение для G

$$\begin{aligned} & \eta \frac{\partial G(\tau, \tau'; \eta, \zeta)}{\partial \tau} - G(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = \\ & = -\frac{|\eta|}{|\zeta|} P(\tau', \tau, -\zeta) - |\eta| \delta(\tau - \tau') \delta(\eta - \zeta). \end{aligned} \quad (14)$$

Кроме того, если воспользоваться принципом инвариантности, т. е. добавить перед полубесконечной средой слой малой толщины $\Delta\tau$, то с учетом смысла функций U и V легко получить третье уравнение для G , содержащее уже производные как по τ , так и по τ' .

$$\frac{\partial G(\tau, \tau'; \eta, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial G(\tau, \tau'; \eta, \tau)}{\partial \tau'} = U(\tau', \tau) V(\tau, \eta). \quad (15)$$

Исключая производные из этих уравнений, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 & (\eta - \zeta) G(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = \\
 & = \eta P(\tau, \tau', \eta) - \zeta P(\tau', \tau, -\zeta) \frac{|\eta|}{|\zeta|} - \eta \zeta U(\tau', \zeta) V(\tau, \eta),
 \end{aligned} \tag{16}$$

откуда, в частности, при $\eta = \zeta$ имеем

$$P(\tau', \tau, -\zeta) = P(\tau, \tau', \zeta) - \zeta U(\tau', \zeta) V(\tau, \zeta). \tag{17}$$

С использованием (17) окончательное выражение для функции Грина примет следующий «симметричный» вид:

$$\begin{aligned}
 (\eta - \zeta) \frac{G(\tau, \tau'; \eta, \zeta)}{|\eta|} &= \eta \frac{P(\tau, \tau', \eta)}{|\eta|} - \zeta \frac{P(\tau, \tau', \zeta)}{|\zeta|} - \\
 &- \frac{\lambda}{2} \zeta U(\tau', \zeta) [\eta U(\tau, -\eta) - \zeta U(\tau, -\zeta)].
 \end{aligned} \tag{18}$$

Поскольку величины $P(\tau, \tau', \eta)$ и $G(\tau, \tau'; \eta, \zeta)$ описывают интенсивность излучения в полубесконечных атмосферах, содержащих, соответственно, изотропный и мононаправленный источники, постольку выражение (18) устанавливает в известном смысле эквивалентность между этими двумя задачами.

Что касается величины $P(\tau, \tau', \eta)$, то ее можно находить по-разному. Например, ее можно выразить через резольвенту $-\Gamma(\tau, \tau')$. Так как величина P удовлетворяет интегральному уравнению

$$P(\tau, \tau', \eta) = \frac{\lambda}{2} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta}} \theta\left(\frac{\tau'-\tau}{\eta}\right) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} E_1(|\tau'-t|) P(\tau, t, \eta) dt, \tag{19}$$

с очевидностью следующему из физических соображений (здесь $\theta(x)$ — функция единичного скачка), то, решая это уравнение, приходим к искомому выражению

$$P(\tau, \tau', \eta) = \frac{\lambda}{2} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta}} \theta\left(\frac{\tau'-\tau}{\eta}\right) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} \theta\left(\frac{t-\tau}{\eta}\right) \Gamma(t, \tau') dt. \tag{20}$$

Заметим, что последнее выражение, как и уравнение (19), справедливо при $\tau' \geq \tau$, $-1 \leq \eta \leq 1$.

Другое выражение для P можно получить, решая (15), положив в нем предварительно $\zeta = 0$ (учитывая (11)), причем при $\tau' > \tau$ получим

$$P(\tau, \tau', \eta) = P(0, \tau' - \tau, \eta) + \int_0^{\tau'} \Phi(\tau' - t) V(\tau - t, \eta) dt, \quad (21)$$

а при $\tau' < \tau$

$$P(\tau, \tau', \eta) = P(\tau - \tau', 0, \eta) + \int_0^{\tau'} \Phi(\tau' - t) V(\tau - t, \eta) dt. \quad (22)$$

Отметим, что соотношения, подобные (21) и (22), впервые были получены другим путем Мининим [8]. При получении последних мы воспользовались тем, что $U(\tau, 0) = \Phi(\tau)$ согласно определению этой функции (см. формулы (5), (6) и (8) настоящей работы).

Частные значения величины P , входящие в (21) и (22), удобно находить из (20), полагая $\tau = 0$ и $\tau' = 0$. Проведем это, получим

$$P(0, \tau, \eta) = 2\pi P(\tau, \eta) \theta(\eta) + \frac{\lambda}{2} \theta(-\eta) \theta(-\tau) \quad (23)$$

и

$$P(\tau, 0, \eta) = V(\tau, \eta) + \frac{\lambda}{2} \theta(\eta) \theta(-\tau). \quad (24)$$

5. *Асимптотическое поведение исследуемых величин.* Для функции Грина уравнения переноса в полупространстве асимптотические формулы были получены в работах Иванова [9] и Домке и Иванова [10] в общем случае анизотропного рассеяния, причем в последней учитывалась также и поляризация излучения. В них с помощью физических рассуждений функция Грина выражается через милновскую интенсивность.

Ниже мы получим асимптотические представления для G -функции через введенные выше функции U и V , играющие, на наш взгляд, фундаментальную роль в теории изотропного рассеяния в полубесконечной среде и имеющие простой физический смысл. Отметим также, что в отличие от работ [9] и [10] здесь асимптотические формулы получаются вполне строго без привлечения дополнительных физических рассуждений. Для этого воспользуемся решением уравнения (15) для случая $\tau' > \tau$. Оно имеет вид:

$$G(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = W(\tau' - \tau, \eta, \zeta) \theta(\eta) + \int_0^{\tau'} U(\tau' - t, \zeta) V(\tau - t, \eta) dt, \quad (25)$$

где

$$W(\tau, \eta, \zeta) = \begin{cases} Y(\tau, \eta, \zeta); & \zeta \geq 0 \\ Z(\tau, \eta, \zeta); & \zeta \leq 0, \end{cases}$$

а Y и Z — некоторые известные функции, введенные и подробно рассмотренные в [6]. Эти функции дают угловое распределение восходящей и нисходящей интенсивностей в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами. Для них известна следующая асимптотическая формула (см., например, [17]):

$$W_{ac}(\tau, \eta, \zeta) = \frac{2\pi P_{ac}(\tau, \eta)}{1 - k\zeta}. \quad (26)$$

Помимо (26) нам понадобятся и асимптотические выражения для вспомогательных функций U и V , которые имеют вид:

$$U_{ac}(\tau, \eta) = \frac{Ce^{-k\tau}}{1 - k\eta}; \quad V_{ac}(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} |\eta| \frac{Ce^{-k\tau}}{1 + k\eta}. \quad (27)$$

Для получения последних достаточно воспользоваться известной асимптотической резольвентной функцией:

$$\Phi_{ac}(\tau) = Ce^{-k\tau}.$$

Теперь, допуская, что $\tau' - \tau \gg 1$, из (25) с помощью (27) получаем

$$G_{ac}(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = \frac{1}{1 - k\zeta} \left[2\pi P_{ac}(\tau' - \tau, \eta) \delta(\eta) + \right. \\ \left. + Ce^{-k(\tau' - \tau)} \int_0^{\tau} e^{-kz} V(z, \eta) dz \right], \quad (28)$$

откуда, в частности, полагая $\zeta = 0$, с учетом (11) имеем

$$P_{ac}(\tau, \tau', \eta) = 2\pi P_{ac}(\tau' - \tau, \eta) \delta(\eta) + Ce^{-k(\tau' - \tau)} \int_0^{\tau} e^{-kz} V(z, \eta) dz. \quad (29)$$

Из сравнения последних видно, что

$$G_{ac}(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = \frac{P_{ac}(\tau, \tau', \eta)}{1 - k\zeta}. \quad (30)$$

Для противоположного случая, т. е. при $\tau - \tau' \gg 1$, асимптотическую формулу для G можно получить сразу из (30), воспользовавшись принципом обратимости (10).

$$G_{ac}(\tau, \tau'; \eta, \zeta) = \left| \frac{\eta}{\zeta} \right| \frac{P_{ac}(\tau', \tau, -\zeta)}{1 + k\eta}. \quad (31)$$

Таким образом, формулы (30) и (31) описывают поле излучения в полубесконечной среде «вдали» от мононаправленного источника.

Величину P_{ac} можно находить из (29), однако мы получим другое выражение, во многом более пригодное для вычислений. Полагая в (22) $\tau - \tau' \gg 1$, с учетом (24) и (27) легко получить, что

$$P_{ac}(\tau, \tau', \eta) = \Psi_k(\tau') V_{ac}(\tau - \tau', \eta). \quad (32)$$

Здесь обозначено

$$\Psi_k(\tau) = 1 + \int_0^{\tau} e^{-kz} \Phi(z) dz.$$

Теперь из (32) с помощью (17) можно получить

$$P_{ac}(\tau, \tau', \eta) = \Psi_k(\tau) V_{ac}(\tau' - \tau, -\eta) + \eta U_{ac}(\tau', \eta) V(\tau, \eta); \tau' - \tau \gg 1, \quad (33)$$

или с учетом (27)

$$P_{ac}(\tau, \tau', \eta) = \frac{\lambda}{2} |\eta| \frac{C e^{-k\tau}}{1 - k\eta} [e^{k\tau} \Psi_k(\tau) + \eta U(\tau, -\eta)]; \tau' - \tau \gg 1. \quad (33a)$$

Простота этих формул по сравнению с (29) заключается в том, что уже отпадает необходимость в интегрировании вспомогательной функции V .

Одним из следствий формулы (33a) является выражение для миллионской интенсивности, полученное впервые в [13].

$$I_M(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{4} \frac{c}{1 - k\eta} [e^{k\tau} \Psi_k(\tau) + \eta U(\tau, -\eta)].$$

Последние формулы в совокупности с (30) находятся в согласии с асимптотическим выражением для функции Грина, полученным ранее в [9]. Вернемся теперь к задаче об определении поля излучения в среде конечной толщины. При условии $\tau_0 - \tau \gg 1$ из (1) при помощи (30) получим

$$P(\tau, \tau', \eta) = p_{ac}(\tau, \tau', \tau_0, \eta) + 2\pi P_{ac}(\tau, \tau_0, \eta) D(\tau_0 - \tau', \tau_0), \quad (34)$$

где

$$D(\tau, \tau_0) = \int_0^1 \frac{p(\tau, \tau_0^{\text{в}})}{1 + k^{\text{в}}} d^{\text{в}}.$$

Выражение (34) обобщает известную асимптотику для выходящего излучения (см., например, [11]) на случай внутреннего светового режима.

Важно подчеркнуть, что формула (34) в отличие от (28)—(33a) одинаково справедлива как «вдали», так и «вблизи» от источника. Ограниче-

ние же $\tau_0 - \tau \gg 1$ означает, что эта формула более точна при определении поля излучения вблизи границ рассматриваемого слоя.

6. *Заключение.* В заключении хотелось бы обратить внимание на одно обстоятельство, имеющее место при решении ряда задач теории переноса. Величины, характеризующие поле излучения и зависящие от двух угловых переменных, как правило, удается представить в виде элементарной комбинации функций, зависящих уже от одной угловой переменной. Подобное обстоятельство впервые было выявлено Амбарцумяном [2] при решении задачи об отражении от полубесконечной среды, а также в задаче об отражении и пропускании конечным слоем. Сходный результат для задачи о нахождении светового режима в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами, был получен независимо разными авторами в работах [6, 12, 13 и 18], причем в [13] рассматривалось анизотропное рассеяние.

В работе Кагивада и Калаба [14] было показано, что то же обстоятельство имеет место и в задаче об определении интенсивности излучения в среде конечной толщины, освещенной параллельными лучами.

Здесь же показано, что то же самое имеет место и в задаче об определении светового режима в полубесконечной среде, содержащей мононаправленный источник. Можно показать, что «разделение» угловых переменных, в указанном выше смысле, имеет место и в задаче об определении интенсивности излучения в среде конечной толщины, содержащей мононаправленный источник. Для этого достаточно воспользоваться приемом, изложенным выше при получении (18). При этом уже получим четыре дифференциальных уравнения (четвертое получается после добавления слоя малой толщины к нижней границе), из которых, исключая производные, придем к искомому соотношению.

Возможность представления решения через функции одной угловой переменной имеет место и в случае диффузии излучения с полным перераспределением по частоте. При этом под «угловой» переменной следует подразумевать величину $\eta/\alpha(x)$ ($\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения).

Хотелось бы еще раз указать на ту важную роль, которую играют вспомогательные функции U и V в теории изотропного рассеяния. Не останавливаясь здесь на всех задачах, решения которых сводятся к знанию этих функций, ограничимся лишь одним примером, в котором окончательный результат выражается непосредственно через эти функции. Например, интенсивность излучения в полубесконечной атмосфере с источниками, равномерно распределенными по глубине, можно найти из (21) и (22) интегрированием по τ' от нуля до бесконечности. Проделав это и переходя от вероятностей к интенсивностям, получим следующее выражение:

$$I(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{1-i}} [\Psi(\tau) + \eta U(\tau, -\eta)], \quad (35)$$

совпадающее с точностью до постоянного множителя с выражением для милновской интенсивности при $k=0$. Такое совпадение, конечно, неудивительно, поскольку известно подобное совпадение для соответствующих функций источников (см., например, [15]).

Что касается вычисления функций U и V (или F и \bar{F}), то помимо формул (5) и (6), предполагающих знание резольвентной функции $\Phi(\tau)$, можно получить другие, в некоторых случаях, более приемлемые для вычислений. Так, если воспользоваться явным выражением для $\Phi(\tau)$, полученным Мининым в [16], и подставить в (5) и (6), то после интегрирования по оптической глубине, для U , например, получим

$$U(\tau, \eta) = \frac{\theta(\eta) e^{-\frac{\tau}{\eta}}}{\eta a(\eta) \varphi(\eta)} + \frac{C e^{-k\tau}}{1-k\eta} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{e^{-\frac{\tau}{\mu}}}{R^2(\mu) \varphi(\mu) (\mu - \eta)} d\mu, \quad (36)$$

где

$$a(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \left| \frac{\eta+1}{\eta-1} \right|; \quad R^2(\mu) = a^2(\mu) + \left(\frac{\lambda \pi \mu}{2} \right)^2.$$

Легко видеть, что вычисление U для одного значения η по формуле (36) требует примерно тех же усилий, что и вычисление $\Phi(\tau)$.

Авторы глубоко признательны академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к работе, а также В. В. Иванову за ценные замечания и А. Г. Никогосяну за обсуждение полученных результатов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE FIELD OF RADIATION IN A PLANE PARALLEL ATMOSPHERE INVOLVING ENERGY SOURCES

E. KH. DANIELIAN, H. V. PIKIDJIAN

The study of the problems on the determination of the internal radiation regime in the plane parallel atmospheres involving the original energy sources has been carried out.

The connection between the internal radiation fields of the finite, and semifinite media, involving the isotropic source has been established

In addition, it has been shown that in some cases one can dispense with the determination of the radiative transfer equation for the determination of the diffuse intensity and limit oneself only to the search of the corresponding source function as well as the elementary algebraic operations. The corresponding asymptotic formulas for the determination of the internal fields have also been provided.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960.
2. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
3. В. В. Соболев, Астрон. ж., 28, 355, 1951.
4. Н. Б. Егибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
5. М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 93, 1975.
6. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
7. К. М. Кейз, П. Ф. Цвайфсль, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
8. И. Н. Минин, Вестн. ЛГУ, 13, 106, 1963.
9. В. В. Иванов, Астрофизика, 10, 193, 1974.
10. Х. Домке, В. В. Иванов, Астрон. ж., 52, 1034, 1975.
11. В. В. Соболев, ДАН СССР, 155, 316, 1964.
12. T. W. Mullikin, Multiple Scattering in a Homogeneous Plane-Parallel Atmosphere, RAND Corporation RM-4846-PR, 1965.
13. В. В. Иванов, Астрон. ж., 52, 217, 1975.
14. Н. Н. Kagiwada, R. A. Kalaba, Ар. J., 147, 301, 1967.
15. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
16. И. Н. Минин, ДАН СССР, 120, 63, 1958.
17. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
18. Э. Г. Яновичкий, ДАН СССР, 227, 1319, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

РАСШИРЕНИЕ И СМЕЩЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПЕРЕНОСЕ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

С. А. КАПЛАН, Р. Д. ЛОМАДЗЕ

Поступила 5 сентября 1976

Нелинейное комптоновское рассеяние на тепловых электронах и распад электромагнитных волн на электромагнитные и плазменные ленгмюровские волны могут вызвать существенные изменения в профиле эмиссионных спектральных линий. Эти искажения описываются нелинейным уравнением, данным в нашей работе [1]. Совершенно его преобразование в систему двух уравнений для центральной частоты и ширины линии. Найдено приближенное решение этой системы, соответствующее случаю высокого уровня плазменной турбулентности.

Свойства изменений спектральной линии, сравнимые с наблюдениями, суммированы в конце статьи. Неправильные детали в спектрах таких объектов как сверхновые или VL Lac могут быть связаны с обсуждаемым явлением.

В работах [1, 2] были получены уравнения, описывающие эволюцию спектра электромагнитного излучения в плазме при учете как комптоновского рассеяния на тепловых электронах, так и распадного процесса с участием ленгмюровских волн. Подобно известному уравнению Компаньейца, они отвечают изотропному распределению излучения по направлениям волновых векторов. Хотя это и ограничивает применимость уравнений к решению проблем астрофизики, с их помощью можно изучить физические особенности поведения электромагнитного излучения в своеобразных условиях космических источников. В частности, в настоящей статье исследуются изменения, происходящие со спектральной линией, обладающей доплеровским контуром, в плазменной турбулентной среде.

1. *Основное уравнение и начальные условия.* Если частота излучения удовлетворяет неравенству

$$\omega > \frac{ck_d}{2}, \quad (1)$$

где $k_d \simeq \frac{\omega_{pe}}{3v_{te}}$ — максимальное волновое число ленгмюровских пульсаций (ω_{pe} — электронная частота плазмы, v_{te} — тепловая скорость электронов), то уравнение для спектральной плотности энергии излучения W_ω имеет вид:

$$\frac{\partial W_\omega}{\partial \tau} = \frac{\pi^2 c}{m_e} \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ \left(\frac{W_\omega}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{\pi^2 c^3} \left[T_e \omega^4 + \frac{3}{2} \left(\frac{ck_d}{2} \right)^4 T_{eff} \left| \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_\omega}{\omega^3} \right) \right| \right] \right\}. \quad (2)$$

Величина τ представляет собой оптический путь фотонов по томсоновскому рассеянию, T_{eff} — эффективная температура плазменных волн, определенная так, что их полная энергия в единице объема равна $W^l = k_d^3 T_{eff} / 6\pi^2$. Первые два слагаемых в правой части (2) описывают нелинейное комптоновское рассеяние на электронах с температурой T_e , а последнее — диффузионный процесс изменения частоты квантов в распадном взаимодействии с ленгмюровскими волнами. Аналогичное, но приближенное выражение для этого члена было получено ранее в работе [3], где также рассматривались распады, связанные с другими модами волн в плазме.

Будем считать заданным значение T_{eff} . Допустим, что в начальный момент времени спектральная плотность энергии излучения имеет доплеровский профиль, соответствующий максвелловскому распределению атомов по скоростям:

$$W_\omega(\tau = 0) = \frac{\omega_0 b T_e \omega}{\pi^2 c^3} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\sigma_0} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь ω_0 — частота центра линии, а $\sigma_0 = \omega_0 v_{та} / c$ — дисперсия по частотам ($v_{та}$ — средняя тепловая скорость атомов). Множитель b характеризует отклонение W_ω в центре линии от той величины, которая отвечает термодинамическому равновесию. Плазменная турбулентность развивается, как правило, в разреженной среде, где плотность равновесного излучения мала. Поэтому в астрофизических объектах с плазменной турбулентностью $b \gg 1$. Этот параметр может быть определен из условия стационарности для населенностей уровней, дающих рассматриваемую линию. Мы предполагаем его заданным.

Комптоновское рассеяние расширяет эмиссионную спектральную линию. Распадный же эффект приводит либо к появлению ее спутников (когда начальная ширина линии σ_0 меньше частоты ленгмюровских волн ω_{pe}), либо к расширению (см. [3]). Последнее происходит при обратном неравенстве $\sigma_0 > \omega_{pe}$. Нас интересует именно этот случай, в котором, как нетрудно видеть, условие (1) выполняется (для частот $\omega < ck_d/2$ уравнение переноса излучения имеет отличный от (2) вид [1, 2]).

2. Уравнения для смещения и расширения линий. В процессе рассеяния и распада форма спектральной линии искажается. Но мы допустим, что эти изменения сводятся к сдвигу центральной частоты линии и к изменению ее ширины. Иными словами, это означает, что решение уравнения (2) ищется в виде

$$W_{\omega}(\tau) = \frac{\omega_0^2 b T_e \omega}{\pi^2 c^3 \tau} \exp \left\{ - \left| \frac{\omega - \bar{\omega}(\tau)}{\sigma(\tau)} \right|^2 \right\}, \quad (4)$$

где $\bar{\omega}(\tau)$ и $\sigma(\tau)$ — искомые средняя частота линии и ее ширина. Такая запись спектральной плотности энергии излучения удовлетворяет условию сохранения в обоих рассматриваемых эффектах числа фотонов:

$$N = \int_0^{\infty} \frac{d\omega W_{\omega}}{h\omega} = \frac{\omega_0^2 b T_e}{\pi \sqrt{\pi} c^3 h} = \text{const}(\tau),$$

(здесь использовано предположение $\sigma \ll \bar{\omega}$).

Удобным параметром, характеризующим излучение в спектральной линии, является спектрофотометрическая, или яркостная, температура в центре линии $T_b(\tau)$, которую также можно выразить через функции $\bar{\omega}$ и σ —

$$T_b(\tau) = \frac{\omega_0^2 b}{\bar{\omega}(\tau) \sigma(\tau)} T_e. \quad (5)$$

Для того, чтобы получить уравнения для $\bar{\omega}$ и σ , воспользуемся методом моментов. Подставляем (4) в (2), умножаем на ω и интегрируем по частоте от 0 до ∞ , считая $\sigma \ll \bar{\omega}$. Затем повторяем эту процедуру с умножением на ω^2 . В результате, пренебрегая малыми слагаемыми, имеем следующие два уравнения:

$$\frac{d\bar{\omega}(\tau)}{d\tau} = \frac{T_e}{m_e c^2} \left[- \frac{b\omega_0\sigma_0}{\sqrt{2}\tau(\tau)} + 4\bar{\omega}(\tau) \right], \quad (6)$$

$$\frac{d[\sigma(\tau)]^2}{d\tau} = 4 \frac{T_e}{m_e c^2} [\bar{\omega}(\tau)]^2 + 6 \left(\frac{ck_d}{2} \right)^4 \frac{T_e \pi}{m_e c^2} \frac{1}{[\bar{\omega}(\tau)]^2}. \quad (7)$$

Отсюда сразу видно, что ширина линий всегда растет, а центральная частота может и уменьшаться, и увеличиваться.

Система (6)—(7) сводится к одному уравнению путем исключения τ . При этом перейдем к новым переменным $x = \omega_0/\bar{\omega}(\tau)$ и $y = \sigma(\tau)/\omega_0$. В начальный момент $\tau=0$, $x_0=1$, $y_0=\sigma_0/\omega_0$. С ростом τ как x , так и y увеличиваются. Выписывать уравнение полностью мы не станем. Рассмотрим ситуацию

$$b \gg 1, \quad \frac{3}{2} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{T_{\text{eff}}}{T_c} \gg 1, \quad (8)$$

когда можно справа в (6) пренебречь вторым слагаемым (это означает смещение линии в сторону низких частот), а в (7) — первым. Тогда получаем

$$\frac{dy}{dx} = \frac{3\sqrt{2} T_{\text{eff}}}{b T_c} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{1}{y_0}.$$

Если неравенства (8) сильны, то решение этого уравнения

$$y - y_0 = \frac{3\sqrt{2} T_{\text{eff}}}{b T_c} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{x - 1}{y_0} \quad (9)$$

охватывает достаточно широкие интервалы изменения центральной частоты и ширины спектральной линии.

При относительно небольшом сдвиге $|\bar{\omega} - \omega_0| \ll \omega_0$ (9) дает:

$$\sigma(\tau) - \sigma_0 \approx \frac{3\sqrt{2}}{b} \frac{T_{\text{eff}}}{T_c} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{\omega_0}{\sigma_0} [\omega_0 - \bar{\omega}(\tau)].$$

Это соотношение соответствует малой оптической толщине по томсоновскому рассеянию. Здесь яркостная температура T_b в первом приближении не меняется.

Интересен случай $\bar{\omega} \ll \omega_0$. Пренебрегая в (9) величинами x_0 и y_0 , получаем своеобразный «закон сохранения», справедливый, подчеркиваем, только при значительных смещениях линии:

$$\frac{\bar{\omega}(\tau) \sigma(\tau)}{\omega_{pe}^2} \approx \frac{(m_e c^2)^2 T_{\text{eff}}}{300 b T_c^3} \frac{\omega_0^2}{\omega_0 \sigma_0}. \quad (10)$$

Физический смысл этого результата очевиден — подставляя (10) в (5), находим, что яркостная температура излучения стремится к постоянному значению

$$T_b(\tau) \approx \frac{300 b^2 T_c^4}{(m_e c^2)^2 T_{\text{eff}}} \left(\frac{\omega_0 \sigma_0}{\omega^2_{pe}} \right)^2 = \text{const}, \quad (11)$$

которое существенным образом определяется начальными параметрами линии.

С помощью (10) легко получить и зависимость функций $\bar{\omega}$ и σ от τ . В частности, из (6) (без второго члена в правой части) имеем:

$$\bar{\omega}(\tau) \approx \omega_0 \exp\left(-\frac{T_b}{\sqrt{2} m_e c^2} \tau\right),$$

где T_b дается (11). Отсюда видно, что сильное сползание частоты центра линии и ее расширение в несколько раз произойдет, если оптический путь квантов по томсоновскому рассеянию сравним с $(m_e c^2)/T_b$.

3. Обсуждение результатов и возможности применения к истолкованию спектров астрофизических объектов.

Как следует из вышеизложенного, нелинейное комптоновское рассеяние и процесс распада электромагнитной волны на электромагнитную и ленгмюровскую волны в турбулентной среде приводит к необычному поведению эмиссионных спектральных линий. Перечислим эти особенности.

1. Пока смещение линии невелико, ее расширение пропорционально величине смещения и существенно зависит от начальной центральной частоты ($\sim \omega_0^{-3}$).

2. При большом сдвиге частота центра линии обратно пропорциональна несмещенной средней частоте, а ширина линии обратно пропорциональна как несмещенной, так и смещенной частотам ее центра.

Эти свойства коренным образом отличают рассматриваемый эффект от доплеровского смещения спектральных линий, где его величина пропорциональна частоте.

3. Яркостная температура излучения в середине значительно сдвинутой линии пропорциональна квадрату начальной центральной частоты.

4. Когда линия сильно смещена и расширена, она теряет свою «индивидуальность». Спектр оказывается состоящим из полос неправильной формы, ширина которых составляет заметную долю их средней частоты. Предположим, что такая картина возникает, когда ширина полосы (обозначим ее $\Delta\omega$) лишь на порядок величины меньше частоты центра. Тогда из (10) следует

$$\Delta\omega \approx \frac{m_e c^2}{55} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{b T_e^3} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_0 \sigma_0)^{1/2}}.$$

Приведем численные оценки входящих сюда параметров. В случае интенсивной плазменной турбулентности эффективная температура может достигать значений порядка $T_{\text{eff}} \approx 10^{14} - 10^{15}$ град. Полагая также $b \approx 10$, $T_e \approx 10^4$ град, $\omega_{pe} \approx 10^{10}$ сек⁻¹, $\omega_0 \approx 10^{16}$ сек⁻¹, $\sigma_0 \approx 10^{12}$ сек⁻¹, получаем $\Delta\omega \approx 10^{15}$ сек⁻¹, что и соответствует широким полосам в оптическом диапазоне.

5. Рассматриваемые эффекты проявляются существенным образом, если диффузионный оптический путь фотонов превосходит $m_e c^2/T_b$, т. е. $\tau \gg 1$ при $T_b \ll m_e c^2$. На самом деле, однако, достаточно более слабого условия $\tau_0 \geq 1$, где τ_0 — оптический размер среды, когда само многократ-

ное томсоновское рассеяние задерживает кванты в среде и значительно удлиняет их действительный путь. Кроме того, при этом возникает изотропность излучения, что оправдывает применимость сделанных предположений.

Как уже отмечалось, при сравнительно большой оптической толщине по томсоновскому рассеянию в среде с развитой плазменной турбулентностью вместо обычного спектра с четкими эмиссионными линиями может образовываться неправильный по структуре спектр с широкими полосами разной формы, заметно меняющийся со временем. В действительности, у ряда объектов такие спектры наблюдаются. Типичный пример представляют собой сверхновые I типа. Долгое время не удавалось объяснить эмиссионные полосы в их спектрах, пока в 1968 г. Ю. П. Псковский не дал интерпретацию, согласно которой эмиссионные полосы есть промежутки непрерывного спектра, а линии наблюдаются лишь в поглощении [4]. Принимая ее, мы хотели бы заметить, что в этом случае и эмиссионные полосы можно связать со спектральными линиями, искаженными «до неузнаваемости» влиянием комптоновского рассеяния и распадных процессов в турбулентной плазме. Оптическая толщина оболочек сверхновых по томсоновскому рассеянию достаточно велика.

Другим примером могли бы служить лацертиды, в спектрах которых часто наблюдается некоторая неправильная структура, не поддающаяся интерпретации.

НИРФИ, г. Горький,

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

BROADENING AND DISPLACEMENT OF EMISSION LINES DURING THE NONLINEAR TRANSFER IN TURBULENT PLASMA

S. A. KAPLAN, R. D. LOMADZE

The nonlinear Compton scattering on thermal electrons and the decay of electromagnetic waves into electromagnetic and plasma Langmuir waves can cause substantial changes in the profile of emission spectral lines. These changes may be described by nonlinear equation given in our paper [1]. A conversion of this equation in a system of two equations for the central frequency and width of displaced line has been made. The approximate solution of this system corresponding to the case of high plasma turbulence has been found.

The properties of the changes for spectral lines comparable with observations are summarized at the end of the paper. The nonregular

spectral features in objects like supernova or BL Lacertae may be related to the phenomena under discussion.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе, *Астрон. ж.*, 53, 20, 1976.
2. Р. Д. Ломадзе, *Астрофизика*, 11, 409, 1975.
3. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Астрофизика*, 5, 21, 1969.
4. Ю. П. Псковский, *Астрон. ж.*, 45, 945, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ЯВЛЕНИЕ ПИОНИЗАЦИИ ВЫРОЖДЕННОГО ВЕЩЕСТВА

Г. С. СААКЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 2 октября 1975

Показано, что при плотностях $\rho \gtrsim 10^{11}$ г/см³ одновременно с явлением нейтронизации происходит пионизация вещества: в атомных ядрах появляются отрицательные пионы. С повышением плотности число пионов медленно растет, достигая значения примерно 8% от числа нуклонов в ядре, при плотностях близких к ядерной. Наличие π^- -мезонов снижает энергию системы.

1. *Введение.* Уравнение состояния ядерной материи исследовалось в ряде работ (соответствующие ссылки можно найти в монографиях [1—4]). Однако из-за недостаточно точного знания взаимодействия между барионами и сложности проблемы многих частиц вопрос нельзя считать окончательно решенным. В частности, до сих пор должным образом не учтена роль π -конденсата в теории сверхплотных небесных тел. Впервые наличие π -конденсата в ядерной материи и атомных ядрах было установлено в работах [5, 6, 33, 34]. В дальнейшем этот вопрос исследовался также в [7—24].

В настоящей работе показано, что отрицательные π -мезоны появляются внутри атомных ядер вырожденной плазмы при средней плотности нуклонов значительно ниже ядерной. Такая ситуация реализуется в сравнительно плотных белых карликах. При этом установленный в вышеупомянутых работах Мигдала и сотрудников π -конденсат нами принимается в качестве исходного фона, сверх которого в ядрах дополнительно могут появиться отрицательные π -мезоны. Это явление обусловлено наличием в среде вырожденного электронного газа, и в этом смысле мы имеем ситуацию, сходную с явлением нейтронизации вещества.

По ряду объективных причин приводимые ниже результаты в определенной степени носят качественный характер.

2. Уточнение формулы Вайцзеккера. Параметры атомных ядер в вырожденной плазме обстоятельно исследовались в работах [1, 32, 25—27], а так же в [28, 29]. Между результатами этих работ имеются некоторые расхождения, обусловленные, по-видимому, различием моделей, положенных в основу расчетов. Ниже мы исходим из последней работы Бете и сотрудников [27], которая нам представляется наиболее точной. В этой работе были учтены все необходимые уточнения формулы Вайцзеккера, и в результате получена соответствующая формула для массы ядер, находящихся в вырожденном электронно-нейтронном газе (Аеп-фаза вещества). Однако формула оказалась весьма громоздкой и практически не применимой для исследования такого тонкого эффекта, как пионизация вырожденной электронно-ядерной плазмы.

Ниже мы покажем, что если в формуле Вайцзеккера произвести разумное уточнение, то можно со средней точностью 5% получить все результаты точных численных расчетов работы [27] (параметры, характеризующие Аеп-фазу). Обоснованная таким образом формула Вайцзеккера позволяет аналитически исследовать вопрос об образовании дополнительного л-конденсата в атомных ядрах вырожденного вещества.

Энергия в Аеп-фазе равна ($h = c = 1$)

$$E = N_A M(A, Z) + \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right) \rho_n(n_n) + V \rho_e(n_e), \quad (1)$$

где $M(A, Z)$ — масса ядра с параметрами A и Z ; N_A — число ядер, V — объем системы, ρ_n — плотность энергии свободного нейтронного газа,

$$n_n = \frac{N_n}{V - \frac{AN_A}{n_0}} \quad (2)$$

плотность свободных нейтронов, $n_0 \approx 0.5 m_0^3$ — ядерная плотность, $V - AN_A/n_0$ — объем, занятый нейтронным газом, n_e — плотность электронов, а ρ_e — плотность их энергии. В (1) не учтено взаимодействие ядер со свободными нейтронами (оно становится существенным только в конце Аеп-фазы, после которой образуется сплошная ядерная материя) и электронами (которое всегда достаточно мало).

В интересующей нас области плотностей электронный газ ультррелятивистский и

$$\rho_e = 0.75 a n_e^{4/3}, \quad (3)$$

где $a = (3\pi^2)^{1/3} \approx 6.1145 \cdot 10^{-11}$ Мэв·см. Энергия нерелятивистского ней-

тронного газа с учетом энергии взаимодействия, рассчитанная на один нейтрон, равна [27]

$$\frac{\rho_n}{n_n} = 19.74 k_n^2 - k_n^3 \frac{40.4 - 1.088 k_n^3}{1 + 2.545 k_n} + m_n \text{ Мэв}, \quad (4)$$

где $hk_n = p_n/2^{1/3}$, а p_n — граничный импульс нейтронного газа. Эта аппроксимация справедлива в области $k_n \leq 1.5 \text{ ф}^{-1}$.

Для массы ядер мы считаем целесообразным исходить из обычной формулы Вайцзеккера, добавив лишь одно слагаемое в члене симметрии

$$M(A, Z) = (A - Z) m_n + Z m_p - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + (c_3 + c_4 Z^2) A Z^2, \quad (5)$$

где $\alpha = 1 - 2Z/A$, $c_0 = 15.75 \text{ Мэв}$, $c_1 = 17.8 \text{ Мэв}$, $c_2 = 0.71 \text{ Мэв}$, $c_3 = 23.7 \text{ Мэв}$, $c_4 = 7.70 \text{ Мэв}$. Коэффициент c_4 дополнительного члена $c_4 A Z^2$ был определен из требования:

$$\lim_{\substack{Z \rightarrow 0 \\ A \rightarrow \infty}} \frac{M(A, Z)}{A} = \frac{\rho_n(n_0)}{n_0}, \quad (6)$$

где правая часть определяется формулой (4), а n_0 — ядерная плотность. Определенная таким образом поправка в случае обычных ядер приводит к изменениям в энергии связи менее 1%, а при больших плотностях (Аеп-фаза) — к результатам, совпадающим с численными расчетами [27] со средней точностью 5%. Рассматривая такую поправку к формуле Вайцзеккера, авторы [30] получили $c_4 = 0.88 \text{ Мэв}$. Разница в значениях c_4 , по-видимому, обусловлена пренебрежением в [30] вкладом энергии взаимодействия нуклонов.

Учитывая условие электронейтральности и закон сохранения полного числа барионов

$$N_e = ZN_A, \quad N = AN_A + N_n, \quad (7)$$

выражение (1) перепишем в виде

$$E = N_A M(A, Z) + \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right) \rho_n \left[\frac{N - AN_A}{V - \frac{AN_A}{n_0}} \right] + V p_e \left(\frac{ZN_A}{V} \right). \quad (8)$$

В состоянии термодинамического равновесия энергия системы должна быть минимальной. Приравнивая нулю частные производные E по A , Z , N_A , находим

$$\frac{\partial M}{\partial A} + \frac{n_n}{n_0} \left[\frac{d\varphi_n}{dn_n} - \frac{\varphi_n}{n_n} \right] - \frac{d\varphi_n}{dn_n} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial M}{\partial Z} + \frac{d\varphi_e}{dn_e} = 0, \quad (10)$$

$$M + A \frac{n_n}{n_0} \left[\frac{d\varphi_n}{dn_n} - \frac{\varphi_n}{n_n} \right] - A \frac{d\varphi_n}{dn_n} + Z \frac{d\varphi_e}{dn_e} = 0. \quad (11)$$

Изменение энергии системы определяется формулой

$$dE = -PdV + \mu_A dN_A + \mu_n' dN_n + \mu_e dN_e + \lambda_A dA + \lambda_Z dZ, \quad (12)$$

где μ_A , μ_n , μ_e — химические потенциалы соответственно ядер, свободных нейтронов и электронов. A и Z играют роль внешних параметров. Здесь мы опустили член TdS , предполагая, что температура среды много меньше температур вырождения электронного и нейтронного газов. Имея в виду выражение (1), находим

$$P = n_n \left[\frac{d\varphi_n}{dn_n} - \frac{\varphi_n}{n_n} \right] + n_e \left[\frac{d\varphi_e}{dn_e} - \frac{\varphi_e}{n_e} \right] = P_n + P_e, \quad (13)$$

$$\mu_A = M + A \frac{P_n}{n_0}, \quad (14)$$

$$\mu_n' = \frac{d\varphi_n}{dn_n}, \quad (15)$$

$$\mu_e = \frac{d\varphi_e}{dn_e}. \quad (16)$$

Здесь P_n и P_e — парциальные давления нейтронов и электронов.

Можно ввести также понятие химического потенциала для нуклонов внутри ядра:

$$\mu_n = \frac{\partial M}{\partial A}, \quad \mu_p = \frac{\partial M}{\partial A} + \frac{\partial M}{\partial Z}. \quad (17)$$

Из (9)—(11) и (13)—(17) получим систему уравнений, описывающих состояние термодинамического равновесия на языке химических потенциалов,

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (18)$$

$$\mu_A = A\mu_n' - Z\mu_e, \quad (19)$$

$$\mu_n' = \mu_n + \frac{P_n}{n_0}, \quad (20)$$

где $P_n = n_n \mu_n^* - p_n$ — давление нейтронного газа. Смысл первых двух уравнений очевиден. Может показаться удивительным появление дополнительного члена P_n/n_0 в (20). Этот член учитывает изменение энергии несжимаемого ядра (описываемого формулой Вайцзеккера) при переходе в него свободного нейтрона из окружающей среды. Пренебрежение слагаемым P_n/n_0 приводит к заметным ошибкам при плотностях $n \gtrsim 10^{37} \text{ см}^{-3}$. В [25] этот член был упущен, т. е. предполагалось $\mu_n^* = \mu_n$. В результате оказалось невозможным обеспечить непрерывность химического потенциала нейтронов μ_n^* при переходе в фазу бесконечной ядерной материи (пер-фаза). В упомянутой работе вместо непрерывности μ_n^* требовалась непрерывность μ_n , что не обязательно при фазовых переходах в вырожденной плазме.

В случае сжимаемого ядра (как предполагалось в [27]) необходимость в этом члене отпадает. В самом деле

$$\mu_n^* (\text{сжим.}) = \left(\frac{\partial M(A, Z, V_A)}{\partial A} \right)_{Z, V_A},$$

тогда как

$$\begin{aligned} \mu_n^* (\text{несжим.}) &= \left(\frac{\partial M}{\partial A} \right)_{Z, n_0} = \left(\frac{\partial M}{\partial A} \right)_{Z, V_A} + \left(\frac{\partial M}{\partial V_A} \right)_{A, Z} \left(\frac{\partial V_A}{\partial A} \right)_{n_0} = \\ &= \mu_n^* (\text{сжим.}) - \frac{P_A}{n_0}, \end{aligned}$$

где V_A — объем ядра, $A/V_A = \rho_0$ — плотность нуклонов в ядре, а P_A — внутреннее давление ядра (сумма давлений нуклонов и сил поверхностного натяжения), равное давлению свободного нейтронного газа, $P_A = P_n$. Таким образом

$$\mu_n^* (\text{сжим.}) = \mu_n^*. \tag{21}$$

Использование корректного соотношения между химическими потенциалами (20) и введение дополнительного слагаемого $c_1 A \alpha^4$ в формуле для массы ядра (5) позволяет вопреки утверждению, приведенному в [27], в основном сохранить традиционный вид формулы Вайцзеккера применительно к условиям вырожденной плазмы.

Из (9)—(11) следует известное [1] соотношение

$$\left(\frac{Z}{A} \right)^2 = \frac{c_1}{2c_2 A}. \tag{22}$$

В табл. 1 приведены важнейшие параметры Аен-фазы, полученные в нашей работе с использованием уточненной формулы Вайцзеккера (5), и результаты численных расчетов [27]. Результаты работы [27] приведены в столбцах, помеченных знаком [27].

Таблица 1

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ АЕН-ФАЗЫ ВЕЩЕСТВА

$10^{-12} \cdot \rho$ (г/см ³)	A		Z/A		μ_n (мэв)	μ_n (мэв)		μ_e (мэв)		ϵ (мэв)	$10^{-37} \cdot P$ (мэв/см ³)	
	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]	[27]
0.466	115	127	0.331	0.313	0.29	0.29	0.14	24.67	26.31	-1.19	0.0414	0.0500
0.879	118	134	0.326	0.307	0.64	0.64	0.55	25.74	27.51	-0.406	0.0551	0.0642
1.47	121	140	0.321	0.302	0.98	0.98	0.91	26.78	28.58	0.088	0.0786	0.0873
2.67	127	149	0.314	0.295	1.48	1.49	1.42	28.36	30.15	0.610	0.140	0.147
4.54	134	161	0.306	0.286	2.06	2.07	2.01	30.23	32.02	1.10	0.265	0.269
8.38	145	181	0.294	0.273	2.95	2.98	2.91	33.19	34.98	1.76	0.608	0.602
15.0	163	211	0.278	0.256	4.08	4.15	4.07	37.13	39.00	2.57	1.41	1.38
25.8	189	257	0.258	0.234	5.45	5.61	5.51	42.26	44.37	3.55	3.18	3.09
46.8	242	354	0.228	0.202	7.41	7.81	7.67	50.33	52.95	4.99	7.89	7.62
80.1	342	548	0.192	0.163	9.63	10.58	10.36	60.94	64.32	6.76	18.3	17.6
130	564	990	0.149	0.121	11.96	14.02	13.77	74.65	78.58	8.90	39.7	38.4
172	880	1640	0.119	0.096	13.36	16.61	16.39	85.08	88.84	10.5	63.0	61.6
200	1220	2500	0.101	0.081	14.08	18.26	18.11	91.66	95.19	11.4	81.4	80.3
226	1710	4330	0.086	0.067	14.63	19.80	19.59	97.56	100.57	12.3	101	98.8
239	2070	7840	0.078	0.057	14.87	20.59	20.37	100.45	103.57	12.7	112	109

Примечание к таблице: ρ — плотность полной массы, A и Z — число нуклонов и протонов в ядрах; μ_n , μ_e , μ_p — химические потенциалы электронов, нейтронов внутри и вне ядра; ϵ — полная энергия плазмы, рассчитанная на один нуклон, минус энергия покоя нейтрона; P — давление.

Из табличных данных видно, что результаты наших расчетов находятся в неплохом согласии с данными [27] (со средней точностью 5%). Сравнительно большие расхождения имеются между данными первой строки при плотностях нуклонов $\sim 5 \cdot 10^{11}$ г/см³. Это обусловлено пренебрежением в [27] некоторым членом, имеющим сингулярность в начале Аен-фазы. Разумеется, в этой области наши результаты наиболее точные. Однако заметные расхождения имеются в значениях массового числа и заряда ядер, что обусловлено пренебрежением в наших расчетах взаимодействием электронно-нейтронного газа с ядрами [26]. Отметим, что, как видно из табличных данных, это взаимодействие не оказывает существенного влияния на

другие параметры, характеризующие A_{ep} -фазу, а также на эффект пионизации вещества, исследованный ниже.

3. *Пионизация вещества.* В работах Мигдала и сотрудников [5—12, 33, 34] был достигнут значительный прогресс в деле дальнейшего расширения наших знаний о структуре атомных ядер, а именно: было показано, что, по-видимому, в обычных условиях в ядрах должен существовать нейтральный конденсат пионов (нейтральные и в одинаковом количестве отрицательные и положительные пионы). Ими была рассмотрена также возможность наличия π -конденсата в центральной области нейтронных звезд, где плотности порядка ядерной. Этот вопрос исследовался также в работах [13—19].

Нам кажется, что помимо того π -конденсата, который согласно Мигдалу всегда имеется в ядрах, в вырожденной плазме (A_{ep} -фаза вещества) должны дополнительно появиться отрицательные π -мезоны в качестве стабильной составной компоненты атомных ядер. Для этого необходимо, чтобы энергия конечного продукта их распада (электрон) была не больше граничной энергии электронного газа среды и, кроме того, чтобы де-Бройлевская длина волны π -мезонов была много меньше радиуса ядер. При этом очевидно, что число отрицательных пионов будет определяться из условия равенства химических потенциалов: $\mu_{\pi^-} = \mu_e$. Ниже мы покажем, что именно такая ситуация может реализоваться в A_{ep} -фазе вещества.

Чтобы отличить новую ситуацию от ранее рассмотренных, в которых не учитывалась возможность наличия отрицательных пионов, для электронно-нейтронно-ядерной фазы будем использовать обозначение A_{ep} .

Для исследования поставленного вопроса необходимо соответствующим образом видоизменить формулу для массы ядер, учитывая в них наличие отрицательных пионов. Так для энергии ядра можно написать

$$M(A, Z, Z_{\pi}) = (A - Z) m_n + Z m_p - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(Z - Z_{\pi})^2}{A^{1/3}} + (c_3 + c_4 Z^2) A^{2/3} + \varepsilon_{\pi}(A, Z, Z_{\pi}), \quad (23)$$

где Z_{π} — число отрицательных пионов в ядре. В кулоновском члене Z заменен на $Z - Z_{\pi}$, так как полный заряд ядра определяется протонами и пионами. В (23) мы считаем, что изменение значений коэффициентов $c_0 \div c_4$, обусловленное наличием π^- -мезонов, достаточно мало. Это допущение оправдывается тем, что число π -мезонов в ядрах не превышает 10% от полного числа нуклонов (см. ниже). Кроме того, в (23) $\varepsilon_{\pi}(A, Z, Z_{\pi})$ приближенно будем считать равной энергии π -мезонов в бесконечной ядерной материи с плотностью, равной ядерной, т. е. пренебрегаем поверхностными эффектами.

Энергия системы в $A_n\pi$ -фазе формально определяется прежней формулой (1):

$$E = N_A M(A, Z, Z_\pi) + \left(V - \frac{A N_A}{n_0} \right) \varphi_n(n_n) + V \varphi_\pi(n_\pi). \quad (24)$$

Из условия электронейтральности среды имеем

$$N_\pi = (Z - Z_\pi) N_A. \quad (25)$$

Теперь при заданном числе барионов имеем четыре независимых переменных: A , Z , Z_π и N_A . Приравнявая нулю производные энергии по этим переменным, аналогично предыдущему случаю получим систему уравнений, описывающих состояние термодинамического равновесия

$$\frac{\partial M}{\partial A} + \frac{n_n}{n_0} \left[\frac{d\varphi_n}{dn_n} - \frac{\varphi_n}{n_n} \right] - \frac{d\varphi_n}{dn_n} = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\partial M}{\partial Z} + \frac{d\varphi_\pi}{dn_\pi} = 0, \quad (27)$$

$$M + A \frac{n_n}{n_0} \left[\frac{d\varphi_n}{dn_n} - \frac{\varphi_n}{n_n} \right] - A \frac{d\varphi_n}{dn_n} + (Z - Z_\pi) \frac{d\varphi_\pi}{dn_\pi} = 0, \quad (28)$$

$$\frac{\partial M}{\partial Z_\pi} - \frac{d\varphi_\pi}{dn_\pi} = 0. \quad (29)$$

Отсюда получаем

$$\left(\frac{Z - Z_\pi}{A} \right)^2 = \frac{c_1}{2c_2 A} \quad (30)$$

и очевидные соотношения между химическими потенциалами разных компонент вещества:

$$\mu_n = \mu_p + \mu_\pi, \quad (31)$$

$$\mu_A = A \mu_n - (Z - Z_\pi) \mu_\pi, \quad (32)$$

$$\mu_n^* = \mu_n + \frac{P_n}{n_0}, \quad (33)$$

$$\mu_\pi = \mu_\pi^*, \quad (34)$$

где $\mu_\pi = \partial M / \partial Z_\pi$ „химический потенциал“ π -мезонов.

Концентрации частиц определяются системой уравнений (31)—(34).

Таким образом, задачу можно считать решенной, если задано выражение для энергии π -конденсата $\varepsilon_\pi(A, Z, Z_\pi)$. Этому вопросу посвящен следующий раздел.

4. Энергия π -конденсата. Энергия π -конденсата достаточно корректно была определена в работе [31] для сплошной ядерной материи при плотностях равной и выше ядерной. Мы будем исходить из этой работы. Однако по двум причинам мы не можем механически перенести результаты [31] на наш случай. В самом деле: у нас речь идет о конденсате не в бесконечной среде, а в атомных ядрах, которые к тому же не электронейтральны. Далее, в упомянутой работе для энергии получено неоправданно громоздкое выражение. Таким образом, необходимо учесть указанные различия в условиях, а также с целью облегчения расчетов произвести ряд оправданных приближений.

Следуя [31], оператор гамильтона запишем в виде

$$H' = H - (A - Z) \lambda_n - Z \lambda_p - Z_\pi \lambda_\pi, \tag{35}$$

где H — гамильтониан системы (среда, состоящая из нейтронов, протонов и отрицательных пионов, причем $Z_\pi \neq Z$) без учета $N-N$ взаимодействия, так как в записи энергии в виде формулы Вайцзеккера (23) оно уже учтено феноменологически. В (23) не учтено также влияние π -конденсата на $N-N$ взаимодействие. Это оправдано тем, что число отрицательных пионов относительно мало. Здесь λ_k — коэффициенты Лагранжа, которые в рассмотренном в [31] случае имеют смысл химических потенциалов соответствующих частиц. В нашем случае химические потенциалы не совпадают с λ_k и поэтому $\lambda_n - \lambda_p - \lambda_\pi \neq 0$.

Аналогично [31] состояние π -мезонов ниже описывается волновой функцией с определенным значением импульса \vec{k} и амплитудой φ . При этом для энергии конденсата мы получим завышенный результат, так как в этом случае неизбежно имеются смеси S и D волн, которые приводят к увеличению энергии. Для наших целей было бы разумно рассматривать π -конденсат описываемый P -волной, при котором имеется только притяжение. Такие расчеты пока не проведены. Однако влияние S и D волн можно сделать не существенным путем подходящего выбора импульса частиц.

Повторяя процедуру диагонализации гамильтониана проведенную в [31], для энергии новых нуклонных состояний находим

$$\begin{aligned} \epsilon_p^\pm = & \frac{p^2}{2m} + \frac{k^2}{8m} \cos^2 \beta - 0.5(\lambda_n + \lambda_p) \pm \\ & \pm 0.5 \sqrt{\left[\left(\lambda_\pi - \frac{\vec{k}p}{m} \right) \cos \beta + \lambda_n - \lambda_p - \lambda_\pi \right]^2 + \left(\frac{fF_\pi k \sin \beta}{m_\pi} \right)^2}. \end{aligned} \tag{36}$$

Здесь p — импульс квазичастиц, m — масса нуклона, m_π — масса π -мезона, f — постоянная $\pi-N$ взаимодействия ($f^2/4\pi \approx 0.081$), $F_\pi = 189$ мэв — постоянная распада пиона, а β связано с амплитудой волновой функции φ соотношением

$$\varphi^2 = 0.5 F_{\pi}^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\beta}{2}. \quad (37)$$

Знак «—» относится к новым нейтронным, а «+» — к новым протонным уровням.

λ_k определяются из уравнений $N_k = -\partial H / \partial \lambda_k$, где N_k — число соответствующих частиц. Эти уравнения дают:

$$n_0 = \sum_{\vec{p}, s} \{ \Theta[-\varepsilon_p^+] + \Theta[-\varepsilon_p^-] \}, \quad (38)$$

$$\left(1 - 2 \frac{Z}{A}\right) n_0 = \sum_{\vec{p}, s} \cos \lambda_{\vec{p}} \{ \Theta[-\varepsilon_p^-] - \Theta[-\varepsilon_p^+] \}, \quad (39)$$

$$\frac{Z_{\pi}}{A} n_0 = - \left(1 - 2 \frac{Z}{A}\right) n_0 \sin^2 \frac{\beta}{2} + 0.25 \lambda_{\pi} F_{\pi}^2 \sin^2 \beta, \quad (40)$$

где суммирование происходит по всем спиновым состояниям S и по всем значениям \vec{p} до граничных импульсов Ферми,

$$\Theta[x] = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

и, наконец,

$$\operatorname{tg} \lambda_{\vec{p}} = \frac{f F_{\pi}}{m_{\pi}} \frac{k \sin \beta}{\left(\lambda_{\pi} - \frac{k p}{m}\right) \cos \beta + \lambda_n - \lambda_p - \lambda_{\pi}}.$$

Амплитуда φ определяется из условия минимума полной энергии равной

$$\begin{aligned} & \text{Кинетическая энергия нуклонов} + \varepsilon_{\pi}(A, Z, Z_{\pi}) = \\ & = \sum_{\vec{p}, s} \{ \varepsilon_p^+ \Theta[-\varepsilon_p^+] + \varepsilon_p^- \Theta[-\varepsilon_p^-] \} + \frac{V F_{\pi}^2}{8} \left[(k^2 - i_{\pi}^2) \sin^2 \beta + \right. \\ & \left. + 4 m_{\pi}^2 \sin^2 \frac{\beta}{2} \right] + (A - Z) i_n + Z i_p + Z_{\pi} i_{\pi}. \end{aligned} \quad (41)$$

Для импульса π -мезонов примем оценочное значение $k = \sqrt{2} m_{\pi}$, которое согласуется с P -волновым характером π - N взаимодействия и близко к значениям, найденным в ряде работ.

Энергию конденсата $\varepsilon_{\pi}(A, Z, Z_{\pi})$ определяем из (41), решая систему уравнений (38)—(40) и учитывая выражение (36). Эта система достаточно громоздкая и нахождение точного решения — сложная задача. По-

этому правые части уравнений (36)—(41) мы разложили в ряд по β и $\overline{kp}/(m\overline{v}_\pi)$. Из результатов численных расчетов видно, что такой подход к решению вопроса оказывается хорошим в области плотностей $10^{37} \lesssim n \lesssim n_0$.

Из вида лагранжиана, приведенного в [31], видно, что при условии

$$2 \left(\frac{\varphi}{F_\pi} \right)^2 \ll 1$$

$\pi - \pi$ и $S - N$ взаимодействия не существенны. В соответствии с этим первое приближение по β означает, что мы полагаем $F_\pi \rightarrow \infty$, а $\beta \rightarrow 0$ так, чтобы φ оставалось конечным (см. (37)). В этом приближении мы имеем дело с членами, пропорциональными φ^2 , а в следующем приближении по β появляются члены вида φ^2/F_π^2 , $\varphi(\varphi^2/F_\pi^2)$, $\varphi^2(\varphi^2/F_\pi^2)$. По параметру разложения $\overline{kp}/(m\overline{v}_\pi)$ мы также ограничились первыми двумя членами разложения. При этом оказывается, что для вычисления энергии (41) в том же приближении в уравнениях (38)—(40) для i_k , достаточно ограничиться первыми членами разложения. Далее, путем численных расчетов можно убедиться, что энергия новых нейтронных состояний отрицательна, в то время как энергия новых протонных состояний положительна. Следовательно, при построении основного состояния системы все имеющиеся нуклоны размещаются на уровнях новых нейтронных состояний ε_n^- . Таким образом, в вышеприведенных формулах нужно опустить слагаемые, соответствующие „протонным состояниям“.

Производя вышеуказанные упрощения и решая систему уравнений (38)—(40) относительно параметров i_n , i_p , i_π , и подставляя найденные выражения в (41), для энергии π -конденсата в ядре находим

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(A, Z, Z_\pi) &= A \left\{ \frac{3(3\pi^2 n_0)^{2/3}}{10m} \left[1 - \left(1 - \frac{Z}{A}\right)^{5/3} - \left(\frac{Z}{A}\right)^{5/3} \right] + \varepsilon_n' + \varepsilon_n'' \right\}, \\ \varepsilon_n' &= \frac{k^2}{8m} + \frac{\varphi^2}{n_0} (m_\pi^2 + k^2) + \frac{n_0}{4\varphi^2} \left(\frac{Z_\pi}{A}\right)^2 - \frac{2\sqrt{2}fk\varphi}{m_\pi} \sqrt{\frac{Z}{A} \left(1 - \frac{Z}{A}\right)}, \\ \varepsilon_n'' &= -\frac{k^3\varphi^2}{mF_\pi^2} + \left[\left(1 - \frac{2Z}{A}\right) \frac{Z_\pi}{A} + \frac{2}{3} \left(\frac{Z_\pi}{A}\right)^2 \right] \frac{n_0}{F_\pi^2} - \\ &\quad - \frac{m_\pi k p_F^2}{5\sqrt{2}fm^2\varphi} \left[\frac{Z}{A} \left(1 - \frac{Z}{A}\right) \right]^{3/2} + \\ &\quad + \frac{2^{7/2}f \cdot k \cdot \varphi^3}{3m_\pi F_\pi^2} \sqrt{\frac{Z}{A} \left(1 - \frac{Z}{A}\right)} - \frac{2}{3} \frac{m_\pi^2 + 4k^2}{n_0} \frac{\varphi^4}{F_\pi^2}. \end{aligned} \quad (42)$$

Из данных, приведенных в последнем столбце табл. 2, видно, что в области плотностей $10^{31} \lesssim n \lesssim n_0$ $|\varepsilon_{\pi}^{\pm}/\varepsilon_{\pi}^{\pm}| < 0.15$, чем и оправдывается корректность сделанных приближений. Здесь пока остается неопределенной амплитуда φ , которая, как было указано выше, находится из условия минимума (42):

$$\frac{\partial \varepsilon_{\pi}}{\partial \varphi} = 0. \quad (43)$$

Определив отсюда φ и подставляя ее в (42), мы найдем искомую энергию ε_{π} как функцию от A , Z и Z_{π} .

5. *Результаты численных расчетов.* Исключая из системы уравнений (26)—(29) плотность электронов n_e , приходим к результату

$$\left(\frac{Z - Z_{\pi}}{A} \right)^2 = \frac{c_1}{2c_2 A}, \quad (44)$$

$$\frac{\partial M}{\partial Z} + \frac{\partial M}{\partial Z_{\pi}} = \bar{u}, \quad (45)$$

$$\frac{\partial M}{\partial A} = \left(1 - \frac{n_n}{n_0} \right) n_n + \frac{\rho_n}{n_0}, \quad (46)$$

где M , ε_{π} определяются соответственно формулами (23) и (42), а φ находится путем решения алгебраического уравнения (43).

Система уравнений (44)—(46), определяющая зависимости концентраций частиц от плотности массы, была решена на ЭВМ «Наири-2». Результаты расчетов приведены в табл. 2. В табл. 2 нет данных ниже плотности $n \approx 10^{31} \text{ см}^{-3}$. В этой области плотностей вышеупомянутые приближения не корректны, и нам не удалось численно решить систему уравнений (38)—(40), (44)—(46).

Некоторые представления о пороге появления π^- -мезонов в ядрах вырожденной плазмы можно получить, исходя из следующих качественных соображений. Пороговую плотность можно определить из равенства химического потенциала электронов энергии одного π^- -мезона в ядре

$$\mu_e = \varepsilon_{\pi}(A, Z, Z_{\pi} = 1) - \frac{Z^* e^2}{R^*}. \quad (47)$$

Здесь ε_{π} — энергия π^- -мезона в ядре, а второе слагаемое — энергия его кулоновского взаимодействия с протонами. $Z^* = Z(R^*/R_A)^3$ — эффективное число протонов, с которыми взаимодействует π^- -мезон.

Таблица 2

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ БЕЗ УЧЕТА И С УЧЕТОМ ПИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА

$10^{-36} \cdot n$ (см ⁻³)	A		Z/A		$\frac{Z_{\pi}}{A}$	100 u		$M/A - m_n$ (Мэв)		ψ_n (Мэв)		ψ_n^* (Мэв)		ψ_p (Мэв)		ϵ (Мэв)		$10^{-36} \cdot P$ (Мэв/см ³)		$\frac{\epsilon}{\pi}$
		π		π			π		π		π		π		π		π		π	$\frac{\epsilon}{\pi}$
9.43	165	181	0.276	0.3	0.037	0.476	1.76	-6.17	-11.44	4.19	3.59	4.27	3.64	37.55	57.13	2.65	1.52	15.3	20.0	0.15
22.4	218	231	0.240	0.275	0.042	1.07	3.21	-4.64	-9.56	6.63	6.04	6.91	6.26	46.99	67.00	4.40	3.56	56.3	60.5	0.14
41.1	305	308	0.203	0.25	0.048	2.33	5.75	-2.71	-7.32	8.96	8.35	9.70	8.94	57.53	77.63	6.20	5.42	144	145	0.13
65.6	460	434	0.165	0.225	0.055	5.02	10.4	-0.32	-4.66	11.13	10.51	12.70	11.79	69.36	89.26	8.09	7.29	303	296	0.10
97.1	794	676	0.126	0.2	0.064	11.2	19.5	2.68	-1.43	13.08	12.50	16.05	14.96	82.83	102.29	10.14	9.27	574	552	0.06
138	1840	1300	0.083	0.175	0.077	28.9	41.2	6.58	2.77	14.73	14.30	20.10	18.82	98.67	117.62	12.48	11.52	1050	1010	-0.07
148	2350	1580	0.073	0.17	0.081	36.3	49.5	7.53	3.82	15.01	14.62	21.09	19.77	102.24	121.13	13.01	12.03	1190	1140	-0.15

„вращаясь по орбите“ с радиусом R^* , а $R_A = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см — радиус ядра. Значение R^* можно выбрать в соответствии с P — волновым $\pi - N$ взаимодействием: $R^* \approx 3/(2k) \approx 3/(2V\sqrt{2}m_\pi)$. Спектр энергии π -мезонов ε_π в бесконечном ядерном веществе при плотностях порядка и выше ядерной исследовался в [10, 33, 34]. В частности, для π^- -мезона в нейтронной среде с плотностью, равной ядерной, было получено

$$\varepsilon_\pi(A, Z=0, Z_\pi=1) \approx 110 \text{ Мэв.} \quad (48)$$

В случае $Z/A=0.5$ появляется статическое мезонное поле, в котором имеются одночастичные возбуждения заряженного мезонного поля со значением энергии приблизительно равным нулю

$$\varepsilon_\pi \left(A, Z = \frac{A}{2}, Z_\pi = 1 \right) \approx 0. \quad (49)$$

При заданной плотности нуклонов n_0

$$\varepsilon_\pi(A, Z, Z_\pi=1) = \int (n_n V_n + n_p V_p) d\tau \approx b + \left(1 - \frac{2Z}{A}\right) c.$$

В соответствии с (48), (49) $b \approx 0$, а $c \approx 110$ и поэтому

$$\varepsilon_\pi(A, Z, Z_\pi=1) \approx 110 \left(1 - \frac{2Z}{A}\right) \text{ Мэв.} \quad (50)$$

Для μ_π имеем [1]

$$\mu_\pi = a \left(\frac{Z}{A} n\right)^{1/3} \approx 40.7 \left(\frac{A}{Z} - 2\right) \text{ Мэв.} \quad (51)$$

Из (47), (50), (51) для порога рождения π^- -мезонов находим

$$\frac{Z}{A} \approx 0.38, \quad n \approx 1.9 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}.$$

В табл. 2 данные, приведенные в столбцах, помеченных знаком π , относятся к случаю, когда учитывается пионизация вещества. В первом столбце приводится плотность числа нуклонов, во 2—5 столбцах приведены наивероятные значения параметров ядер: A , Z/A , в 6 столбце — отношение числа отрицательных пионов к числу нуклонов в ядре Z_π/A , в 7 и 8 столбцах — часть объема плазмы, занятая ядрами, $u = A n_A / n_0$. В 9 и 10 столбцах приводится средняя энергия связи нуклона в ядре $M/A - m_n$. Далее приведены химические потенциалы свободных μ_n^* и связанных μ_n нейтронов и электронов (π -мезонов) μ_π . В 17—20

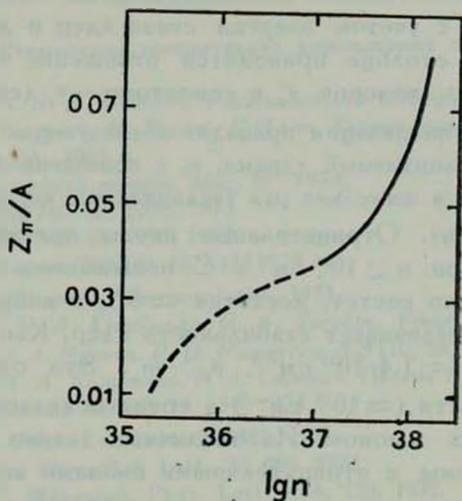


Рис. 1. Зависимость отношения числа отрицательных пионов Z_{π} в ядре к массовому числу A от логарифма плотности числа нуклонов n в единицах см^{-3} . Пунктирная часть изображает предполагаемый ход кривой, где численные расчеты не проводились.

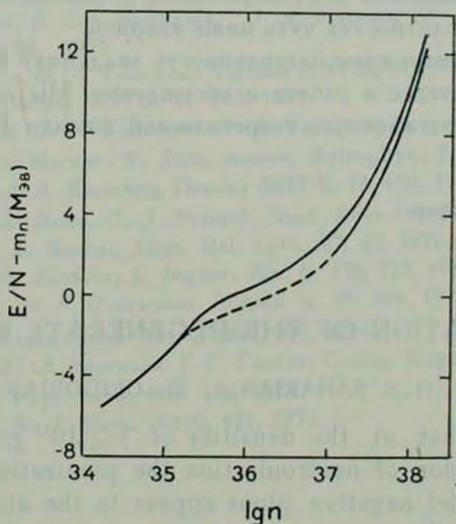


Рис. 2. Полная энергия системы, рассчитанная на один нуклон, минус энергия покоя нейтрона в зависимости от плотности числа нуклонов с учетом (нижняя кривая) и без учета эффекта пионизации вещества. Пунктирная часть изображает предполагаемый ход кривой, где численные расчеты не проводились.

столбцах приводится среднее значение энергии плазмы на один нуклон $\epsilon = E/N - m_n$ с учетом энергии связи ядер и давление P . Наконец, в последнем столбце приводится отношение второго члена разложения энергии π^- -мезонов ϵ_2^* к основному — ϵ_1^* (см. (42)).

Учет эффекта пионизации приводит к следующим изменениям. Парциальный объем, занимаемый ядрами, u , с повышением плотности растет быстрее. В среднем в несколько раз увеличивается концентрация протонов $N_p/N = (Z/A)(u n_0/n)$. Отрицательные пионы появляются в ядрах в конце Ae-фазы при $n \approx 10^{35} \text{ см}^{-3}$. С повышением плотности их концентрация медленно растет, достигая $\approx 8\%$ в конце A₂ep-фазы. Наличие π^- -мезонов увеличивает стабильность ядер. Как видно из данных 16 столбца, при $n \approx 1.4 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p > m_n$. Это означает, что чуть ниже этой плотности ($\approx 10^{36} \text{ см}^{-3}$) в среде появляется вырожденный газ отрицательных мюонов. Из табличных данных отчетливо видно, что энергия системы с отрицательными пионами ниже, чем в случае, когда их нет.

Таким образом, можно утверждать, что, начиная с плотностей $\rho \approx 10^{11} \text{ г/см}^3$, одновременно с нейтронизацией происходит явление пионизации вещества. Оно состоит в том, что в ядрах появляются отрицательные пионы. С повышением плотности число π^- -мезонов в ядрах растет, достигая $\approx 8\%$ при плотностях чуть ниже ядерной.

В заключение выражаем благодарность академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к работе и обсуждение. Мы признательны также участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

PIONIZATION OF THE DEGENERATE MATTER

G. S. SAHAKIAN, L. Sh. GRIGORIAN

It is shown that at the densities of $\rho \approx 10^{11} \text{ g/cm}^3$ simultaneously with the phenomenon of neutronization the pionization of matter takes place that is nuclei negative pions appear in the atomic. With the increase of density, the number of pions increases slowly reaching a value approximately equal to 8% of the number of nucleous in the nuclei at the densities close to the nuclear. The presence of the pions decreases the energy of the system.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
3. Дж. Уиллер, Б. Гаррисон, М. Вакино, К. Торн. Теория гравитации и гравитационный коллапс, Мир, М., 1967.
4. Г. Бете, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.
5. А. Б. Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209, 1971.
6. А. Б. Мигдал. ЖЭТФ, 63, 1993, 1972.
7. А. Б. Мигдал. Письма ЖЭТФ, 18, 443, 1973.
8. А. В. Migdal, Preprint, Chernogolovka, 1973.
9. А. В. Migdal, N. A. Kirichenko, G. A. Sorokin, Preprint, Chernogolovka, 1974.
10. А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1974.
11. А. Б. Мигдал, Н. А. Кириченко, Г. А. Сорокин, Письма ЖЭТФ, 19, 326, 1974.
12. А. Б. Мигдал, Письма ЖЭТФ, 19, 539, 1974.
13. R. F. Sawyer, Phys. Ref. Lett., 29, 382, 1972.
14. D. J. Scalapino, Phys. Ref. Lett., 29, 386, 1972.
15. J. Kogut, J. T. Manassah, Phys. Lett., 41A, 129, 1972.
16. R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Phys. Ref., D7, 953, 1973.
17. R. F. Sawyer, A. C. Yao, Phys. Ref., D7, 1579, 1973.
18. R. F. Sawyer, Phys. Ref. Lett., 31, 1556, 1973.
19. J. Hartle, R. Sawyer, D. Scalapino. Preprint, 1974.
20. О. Маркин, И. Н. Мишустин, Письма ЖЭТФ, 20, 497, 1974.
21. М. А. Троицкий, Э. Е. Саперштейн, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, Письма ЖЭТФ, 21, 96, 1975.
22. Э. Е. Саперштейн, М. А. Троицкий, Письма ЖЭТФ, 21, 138, 1975.
23. Г. А. Сорокин, Письма ЖЭТФ, 21, 312, 1975.
24. Г. П. Алоджанц, Д. М. Седракан, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 9, 581, 1973.
25. H. A. Bette, G. Borner, K. Sato, Astron. Astrophys., 7, 279, 1970.
26. В. А. Володин, Д. А. Куржниц, Письма ЖЭТФ, 13, 450, 1971.
27. G. Baum, H. A. Bette, C. J. Pethick. Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
28. J.-R. Buchler, Z. Barkat, Phys. Ref. Lett., 27, 48, 1971.
29. Z. Barkat, J.-R. Buchler, L. Ingber, Ap. J., 176, 723, 1972.
30. Ю. Л. Варганян, Н. К. Овакимова, Астрон. ж., 49, 306, 1972.
31. С.-К. Ау, G. Baum. Nucl. Phys., A236, 500, 1974.
32. Р. М. Авакян, Ю. Л. Варганян, Г. С. Саакян. Сообщ. Бюраканской обс., 43, 57, 1971.
33. А. В. Migdal, Phys. Lett., 45B, 48, 1973.
34. А. В. Migdal. Nucl. Phys., A210, 421, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

НЕОДНОРОДНО ВРАЩАЮЩИЕСЯ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Г. С. АДЖЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

Поступила 24 октября 1975

Пересмотрена 31 марта 1976

Для различных значений полного момента количества движения вычислены в зависимости от центральной плотности интегральные параметры и частота пульсаций дифференциально вращающихся нейтронных звезд. Расчет произведен энергетическим методом во втором приближении по релятивистским поправкам (пост-пост-ньютоновское приближение) для идеального и взаимодействующего нейтронных газов. Показано, что для устойчивых конфигураций неоднородное вращение слабо меняет зависимость масс от центральной плотности. Однако существует довольно широкая область чековых неустойчивых конфигураций ($\omega^2 > 0$, $0.15 < E_c/E_G < 0.27$), предельная масса которых намного превосходит предельную массу статических объектов.

1. Теоретические предсказания возможных предельных значений массы нейтронных звезд $M_{\max}(n)$ представляют большой интерес для астрофизики. Актуальность таких оценок в последнее время возросла в связи с фактом возможного отождествления наблюдательных объектов с «черными дырами». В многочисленных исследованиях было рассмотрено, как увеличивается $M_{\max}(n)$ при учете взаимодействия между барионами и твердотельного вращения. Цель настоящей работы — исследовать влияние неоднородного вращения на эту величину. При этом мы не останавливаемся на выяснении вопроса возможности осуществления дифференциального вращения у нейтронных звезд, для которого может иметь значение сверхтекучее состояние нейтронной жидкости [1] или возможность проявления эффекта Померанчука [2, 3]. Однако при рассмотрении в нейтронных звездах этих эффектов обычно делается целый ряд идеализирующих предположений, от уточнения которых может зависеть ответ на поставленный вопрос. Нам кажется, что даже в случае отсутствия из-за указанных эффектов возможности дифференциального вращения в холодном нейтронном веще-

стве, оно может представлять интерес для сравнительно молодых объектов, в которых сверхтекучее состояние еще не успело установиться.

Для выравнивания угловой скорости весьма существенны также наличие магнитного поля и эффекты турбулентности. Оценки характерного времени выравнивания, обусловленного этими эффектами, для белых карликов приведены в [16]. Такие оценки для нейтронных звезд сильно затруднены в связи с неопределенностью конфигурации магнитного поля внутри звезды и характерного масштаба турбулентности.

2. Рассмотрение дифференциально вращающихся нейтронных звезд проведем энергетическим методом во втором приближении по релятивистским поправкам (пост-пост-ньютоновское приближение). Полная энергия звезды при этом запишется в виде

$$E = E_n + E_G + E_r + E_1(\text{ОТО}) + E_2(\text{ОТО}) + E_r(\text{ОТО}), \quad (1)$$

где E_n — энергия вырожденного нейтронного газа, E_G — ньютоновское выражение гравитационной энергии, E_r — энергия вращения $E_1(\text{ОТО})$ и $E_2(\text{ОТО})$ — релятивистские поправки к энергии первого и второго порядка соответственно, $E_r(\text{ОТО})$ — релятивистские поправки к энергии вращения. Здесь для краткости мы не будем приводить выражения этих величин и математический аппарат, использованный при расчетах. Ранее энергетический метод был применен для исследования твердоотельно вращающихся нейтронных звезд [4] и дифференциально вращающихся белых карликов [5]. Отсылая за справками к этим работам, остановимся здесь лишь на тех отличительных моментах, которые проявляются при дифференциальном вращении в нейтронных звездах.

Так как в случае нейтронных звезд расчет ведется с учетом вгорых релятивистских поправок, то в $E_r(\text{ОТО})$ необходимо учесть сплюснутость звезды. Как и в [5], здесь используется приближение подобных эллипсоидов вращения, при котором [6]

$$E_n = E_n^{(0)}, \quad E_G = g(\lambda) E_G^{(0)}, \quad (2)$$

$$g(\lambda) = \lambda^{1/2} (1 - \lambda^3)^{-1/2} \arccos \lambda^{3/2}, \quad (3)$$

где $\lambda = (c/a)^{2/3}$, a и c — соответственно экваториальная и полярная полуоси эллипсоида вращения: величины с индексом нуль относятся к соответствующим сферическим конфигурациям.

При учете сплюснутости в $E_1(\text{ОТО})$ будем исходить из физических соображений. $E_1(\text{ОТО})$ выражается в виде суммы пяти интегралов

$$E_1(\text{ОТО}) = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5, \quad (4)$$

конкретный вид которых можно найти в [6]. При этом I_1 и I_2 имеют смысл

гравитационной энергии, если учесть, что ε/c^2 эквивалентна массе (ε — термодинамическая энергия на единицу массы). Поэтому учет сплюснутости приводит как и в случае E_G к возникновению фактора $g(\lambda)$, т. е. необходимо (I_1+I_2) заменить на $g(\lambda)(I_1+I_2)$. Что же касается остальных трех интегралов, то численные расчеты показывают, что $|I_2+I_3+I_4| \ll |I_1+I_2|$ и поэтому в них сплюснутость можно не учитывать.

Для E_r (ОТО) при расчетах было использовано выражение, полученное в [7]. Так как эта величина является поправкой второго порядка к главным членам энергии, то в нем можно положить $\Omega = K/I$, где K — момент количества движения, а I — момент инерции звезды.

Если при рассмотрении белых карликов распределение угловой скорости зависит только от цилиндрического радиуса [8—10], то в ОТО это условие заменяется на более общее — имеется зависимость как от цилиндрического радиуса, так и от широты ϑ [7]. Однако условие динамической неустойчивости кладет ограничение на значения энергии вращения, при которых зависимость от ϑ оказывается слабой и в первом приближении ее можно не учитывать. Для вычисления интегральных параметров необходимо иметь вид распределения вещества $\rho = \rho_c \varphi(v)$, ($v = m/M$, где m — накопленная масса, а M — полная масса звезды), а также функцию распределения момента $h(u)$, где u — цилиндрическая лагранжевая масса, деленная на полную массу звезды. О выборе $\varphi(v)$ для нейтронных звезд можно найти в [4], для $h(u)$ было выбрано выражение [11]

$$h(u) = 5K[1 - (1 - u)^2]^3 / 2M. \quad (5)$$

В энергетическом методе уравнения равновесия имеют вид алгебраических уравнений и получаются из условия экстремума полной энергии (1). Из-за громоздкости этих уравнений мы их здесь приводить не будем. Отметим лишь, что если в случае дифференциально вращающихся белых карликов эти уравнения можно было численно решать как относительно переменных λ и M , так и λ и x_c (M — масса звезды, $x_c = p_c/m_e c$, p_c — импульс Ферми электронов в центре звезды), то в случае нейтронных звезд из-за трансцендентной связи удельной энергии нейтронов ε от параметра релятивизма нейтронов x_n удобнее брать в качестве независимых переменных параметры λ и M , а x_n считать свободным параметром, как это сделано в [4].

3. Задавая определенные значения полного момента вращения K и параметра релятивизма нейтронов в центре x_n , уравнения равновесия мы решали на ЭВМ методом последовательных приближений относительно M и λ . Расчет был проведен как для уравнения состояния идеального, так и реального газов (модель взаимодействия [12]).

Результаты расчета приведены в табл. 1 и 2 (в приложении) и на рис. 1—3. Как известно [8, 9], когда отношение энергии вращения к гравитационной $E_r/E_G > 0.27$, то конфигурации динамически неустойчивы, а если $0.15 < E_r/E_G < 0.27$, то проявляют вековую неустойчивость. Эти результаты, которые получены в ньютоновской теории однородно вращающейся жидкости [13] и обобщены для неоднородно вращающихся белых карликов [8, 9, 14], в первом приближении можно применить и к нейтронным звездам. Однако при этом мы учтем первую релятивистскую поправку к гравитационной энергии, которая того же порядка, что и энергия вращения, т. е. за критерий устойчивости будем брать отношение

$$\frac{E_r}{E_G + E_1(\text{ОТО})}$$

На рис. 1 и 2 для различных значений момента вращения K приведена зависимость массы от центральной плотности соответственно для реального и идеального газов. Область выше кривой abc относится к динамиче-

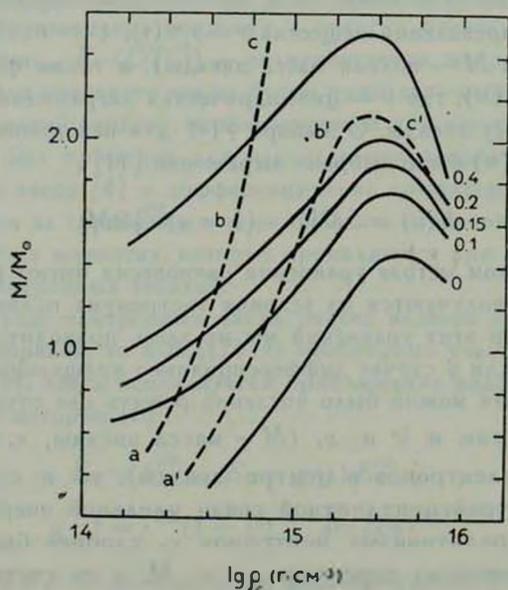


Рис. 1. Зависимость массы от центральной плотности для дифференциально вращающихся нейтронных звезд для модели взаимодействующего нейтронного газа. Числа у кривых показывают значение полного момента вращения в единицах 10^{50} эрг.сек.

ски неустойчивым конфигурациям, а область между abc и a'b'c'—к вековым неустойчивым конфигурациям, которые с течением времени могут перейти в устойчивые трехосные эллипсоиды. В случае идеального газа (рис. 2) кривая abc находится за пределами рисунка. Из рис. 1 и 2 видно, что макси-

мальная масса неоднородно вращающихся устойчивых конфигураций ($E_r/(E_G + E_i(\text{ОТО})) < 0.15$) оказывается равной $1.18 M_\odot$ (идеальный газ) и $2.12 M_\odot$ (реальный газ). Эти величины мало отличаются от максимального значения массы без истечения в случае твердотельного вращения ($0.795 M_\odot$ и $1.83 M_\odot$). Такое малое отличие обусловлено тем фактом, что для нейтронных звезд уже в случае максимально допустимого твердотельного вращения отношение E_r/E_G близко к значению, при котором наступает вековая неустойчивость. Из рис. 1 и 2 видно, что зависимость $M_K(\rho_c)$ так же, как в случае твердотельного вращения [4] имеет максимум, который соответствует состоянию потери устойчивости. Такой характер $M_K(\rho_c)$ отличен от случая белых карликов [5], когда, начиная с определенного значения момента K , при котором еще отсутствует вековая неустойчивость, кривые $M_K(\rho_c)$ имеют монотонный вид.

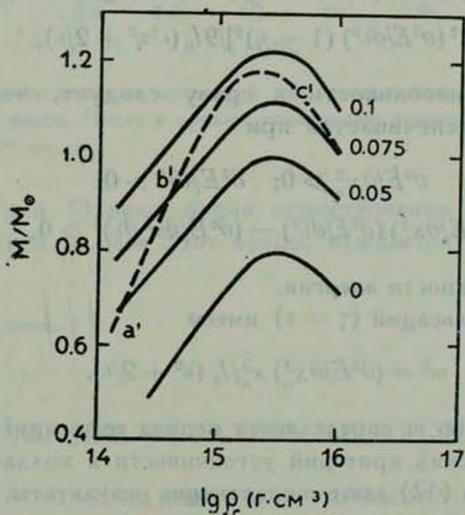


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для модели идеального нейтронного газа.

В табл. 1 и 2 для двух значений момента приведены зависимости от центральной плотности интегральных параметров. Для краткости мы не приводим данные, относящиеся к большим массам (вековые неустойчивые конфигурации). Кроме массы M , параметра сплюснутости λ и различных слагаемых энергии (1), здесь приводятся также значения дефекта массы $\Delta \equiv -\Sigma E_i / Mc^2$, периода пульсации τ_p , а также момент инерции относительно центра I_0 сферических конфигураций

$$I_0 = \int_M r^2 dm, \quad (6)$$

через который определяются компоненты тензора инерции соответствующих сплюснутых конфигураций.

4. Для определения частоты пульсаций рассматриваемых конфигураций предположим, что каждая точка звезды (x_0, y_0, z_0) совершает колебания по закону

$$x = x_0(1 + \alpha \sin \omega t), \quad (7)$$

$$y = y_0(1 + \alpha \sin \omega t), \quad (8)$$

$$z = z_0(1 + \gamma \sin \omega t), \quad (9)$$

где постоянные $\alpha \ll 1$, $\gamma \ll 1$.

Повторяя ту же процедуру, что в [15], для ω^2 получим:

$$\begin{aligned} \omega^2 = 4 [x_n^2 (\partial^2 E / \partial x_n^2) (1 + \gamma/2)^2 - 2\lambda x_n (\partial^2 E / \partial \lambda \partial x_n) (1 - \eta) (1 + \gamma/2) + \\ + \lambda^2 (\partial^2 E / \partial \lambda^2) (1 - \eta)^2] / 9 I_0 (\lambda^2 \gamma^2 + 2/\lambda), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\eta = \gamma/\alpha$. Из произвольности η сразу следует, что условие стабильности $\omega^2 > 0$ обеспечивается при

$$\begin{aligned} \partial^2 E / \partial x_n^2 > 0; \quad \partial^2 E / \partial \lambda^2 > 0; \\ (\partial^2 E / \partial x_n^2) (\partial^2 E / \partial \lambda^2) - (\partial^2 E / \partial x_n \partial \lambda)^2 > 0, \end{aligned} \quad (11)$$

т. е. условия минимальности энергии.

Для подобных пульсаций ($\gamma = \alpha$) имеем

$$\omega^2 = (\partial^2 E / \partial x_n^2) x_n^2 / I_0 (\lambda^2 + 2/\lambda). \quad (12)$$

По этому значению ω определяется период пульсаций: $\tau_p = 2\pi/\omega$. Как и ожидалось, статический критерий устойчивости к коллапсу, предложенный в [10], и формула (12) дают совпадающие результаты.

На рис. 3 приводится зависимость периода пульсаций τ_p от полной массы для различных значений момента вращения в случае взаимодействующего нейтронного газа. Значения этой величины в зависимости от центральной плотности приведены в табл. 1 и 2. В случае дифференциального вращения в отличие от статических и твердотельно вращающихся конфигураций знак ω^2 не дает исчерпывающего ответа об устойчивости. Здесь вступают в игру и другие моды колебаний, и для определения устойчивости оказывается существенным отношение $\delta = E_r / |E_G + E_1(\text{OTO})|$, значения которого приведены в табл. 1 и 2. При $\delta < 0.15$ и $\omega^2 > 0$ конфигурация устойчивая. При $\omega^2 > 0$ (восходящая ветвь кривых $M_K(\rho_c)$) и $0.15 < \delta < 0.27$ наступает вековая неустойчивость. Из рис. 1 и 2 следует, что на плоскости масса — центральная плотность существует довольно ши-

рокая область, где могут существовать устойчивые трехосные нейтронные звезды с массами, значительно превосходящими предельную массу стати-

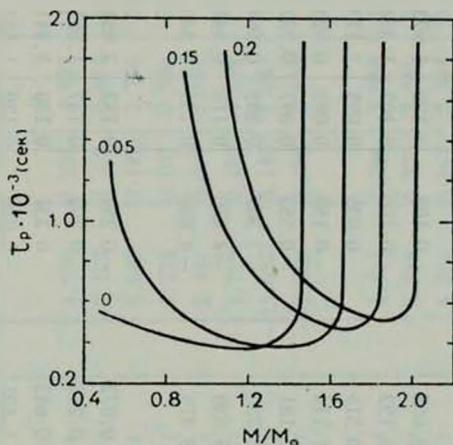


Рис. 3. Зависимость периода пульсаций дифференциально вращающихся нейтронных звезд от полной массы. Числа у кривых показывают значение полного момента вращения в единицах 10^{50} эрг.сек.

ческих конфигураций. Однако время существования таких объектов может оказаться весьма малым. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

Ереванский государственный
университет

NONUNIFORM ROTATING NEUTRON STARS

G. S. HAJIAN, Yu. L. VARTANIAN

The integral parameters and frequency of pulsations for different values of total angular momentum are calculated for nonuniform rotating neutron stars. The calculations are carried out by the energetic method in the second approximation by the effects of general relativity (post-post Newtonian approximation) for interacting and ideal neutron gases. It is shown that nonuniform rotation changes the dependence of mass on central density weakly for stable configurations. But there is a wide region of secular nonstable configurations ($0.15 < E_r/E_G < 0.17$, $\omega^2 > 0$), with masses which are much more than the limited masses of static configurations.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
(ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ): $\bar{v} = E_r / |E_G + E_1(\text{ОТО})|$; $\Delta \equiv -\Sigma E_r / Mc^2$

x_n	$\rho_c \cdot 10^{-15}$ (г·см ⁻³)	M/M_\odot	λ	$E_n \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$-E_G \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$E_r \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$-E_1(\text{ОТО}) \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$-E_2(\text{ОТО}) \cdot 10^{-51}$ (эрг)	$E_r(\text{ОТО}) \cdot 10^{-51}$ (эрг)	\bar{v}	$I_0 \cdot 10^{-45}$ (г·см ²)	$\tau_p \cdot 10^{-3}$ (сек)	$\Delta \cdot 10^3$
$K_{50} = 0.05$													
0.4	0.336	0.799	0.734	0.309	0.671	0.084	0.035	0.055	0.102	0.120	1.923	1.261	2.247
0.5	0.056	0.875	0.768	0.537	1.022	0.113	0.082	0.192	0.100	0.102	1.494	0.978	2.915
0.6	1.134	0.942	0.783	0.824	1.400	0.147	0.159	0.515	0.035	0.095	1.173	0.857	3.470
0.7	1.801	0.981	0.786	1.155	1.737	0.188	0.267	1.114	-0.152	0.093	0.923	0.887	3.851
0.8	2.688	0.995	0.778	1.510	2.030	0.237	0.401	2.181	-0.553	0.097	0.722	1.790	4.001
0.9	3.827	0.988	0.761	1.873	2.254	0.297	0.555	3.730	-1.307	0.105	0.564	—	3.912
1.0	5.250	0.965	0.736	2.225	2.400	0.368	0.717	5.830	-2.630	0.118	0.441	—	3.529
1.1	6.988	0.931	0.702	2.555	2.467	0.452	0.878	8.479	-4.830	0.135	0.340	—	2.840
$K_{50} = 0.075$													
0.4	0.336	0.901	0.669	0.357	0.843	0.135	0.044	0.072	0.252	0.152	2.451	1.304	2.448
0.5	0.556	0.998	0.699	0.613	1.259	0.186	0.101	0.243	0.297	0.137	1.861	1.009	3.150
0.6	1.134	1.065	0.711	0.932	1.687	0.245	0.193	0.642	0.237	0.130	1.441	0.887	3.726
0.7	1.801	1.102	0.711	1.298	2.085	0.314	0.320	1.401	-0.028	0.130	1.121	0.934	4.108
0.8	2.658	1.114	0.699	1.691	2.421	0.396	0.479	2.660	-0.666	0.137	0.875	2.590	4.250
0.9	3.827	1.104	0.677	2.092	2.670	0.493	0.658	4.521	-1.933	0.148	0.680	—	4.100
1.0	5.250	1.077	0.645	2.482	2.825	0.605	0.845	7.040	-4.218	0.165	0.530	—	3.621
1.1	6.988	1.035	0.602	2.842	2.874	0.731	1.023	10.175	-8.142	0.187	0.500	—	2.750

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД (РЕАЛЬНЫЙ ГАЗ)

x_n	$\rho_n \cdot 10^{-15}$ (г·см ⁻³)	M/M_\odot	λ	$E_n \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$-E_G \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$E_r \cdot 10^{-53}$ (эрг)	$-E_1$ (ОТО) · 10 ⁻⁵³ (эрг)	$-E_2$ (ОТО) · 10 ⁻⁵¹ (эрг)	E_r (ОТО) · 10 ⁻⁵¹ (эрг)	$\bar{\sigma}$	$I_0 \cdot 10^{-45}$ (г·см ²)	$\tau_p \cdot 10^{-3}$ (сек)	$\Delta \cdot 10^{-2}$
$K_{50}=0.15$													
0.4	0.336	1.034	0.439	0.304	0.968	0.282	0.036	0.054	1.096	0.281	3.083	1.094	2.207
0.5	0.556	1.289	0.575	0.548	1.867	0.400	0.103	0.220	2.112	0.203	2.854	0.671	4.366
0.6	1.134	1.569	0.689	1.100	3.205	0.497	0.301	0.973	2.940	0.142	2.746	0.509	6.753
0.7	1.801	1.800	0.758	2.132	4.758	0.592	0.766	3.873	3.274	0.107	2.534	0.498	8.740
0.8	2.688	1.897	0.779	3.672	5.953	0.729	1.572	12.313	2.441	0.097	1.121	—	9.527
0.9	3.827	1.828	0.757	5.513	6.276	0.953	2.584	30.073	— 1.719	0.107	1.576	—	8.341
1.0	5.250	1.620	0.686	7.268	5.633	1.303	3.446	60.000	—15.637	0.143	1.042	—	4.403
1.1	6.988	1.389	0.583	8.898	4.662	1.732	4.066	104.357	—53.180	0.198	0.659	—	—1.320
$K_{50}=0.2$													
0.4	0.336	1.200	0.417	0.353	1.222	0.372	0.045	0.074	1.912	0.294	3.958	1.150	2.447
0.5	0.556	1.468	0.539	0.623	2.285	0.537	0.127	0.283	3.573	0.223	3.541	0.712	4.653
0.6	1.174	1.742	0.640	1.222	3.775	0.690	0.355	1.117	5.036	0.667	3.264	0.544	7.015
0.7	1.801	1.954	0.701	2.315	5.407	0.849	0.871	4.507	5.801	0.135	2.916	0.552	8.894
0.8	2.688	2.027	0.716	3.923	6.582	1.065	1.739	13.875	4.731	0.128	2.361	—	9.473
0.9	3.827	1.931	0.682	5.825	6.789	1.392	2.796	33.837	— 1.732	0.145	1.701	—	7.906
1.0	5.250	1.690	0.588	7.581	5.889	1.853	3.603	65.276	—24.638	0.195	1.118	—	3.174
1.1	6.988	1.083	0.215	2.230	6.973	1.722	1.947	68.740	—160.04	0.412	0.441	—	—1.130

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, УФН, 97, 601, 1969.
2. V. Canuto, S. M. Chitre, Ann. N. Y. Acad. Sci., 224, 218, 1973.
3. Ю. Н. Брук, Астрофизика, 11, 97, 1975.
4. Ю. Л. Вартанян, А. В. Овссян, Г. С. Аджян, Астрон. ж., 50, 48, 1973.
5. Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартанян, Астрофизика, 11, 475, 1975.
6. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
7. G. S. Bisnovaty-Kogan, A. A. Ruzmaikin, Astron. Astrophys., 27, 209, 1973.
8. J. P. Ostriker, I. Mark, Ap. J., 151, 1075, 1968.
9. J. P. Ostriker, P. Bodenheimer, Ap. J., 151, 1089, 1968.
10. С. И. Блиинников, Астрон. ж., 52, 243, 1975.
11. G. S. Bisnovaty-Kogan, S. J. Blinnikov, Astron. Astrophys., 31, 391, 1974.
12. G. S. Saakian, Yu. L. Vartanian, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
13. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
14. L. Tassoul, J. P. Ostriker, Ap. J., 154, 613, 1968.
15. Ю. Л. Вартанян, А. В. Овссян, Астрофизика, 6, 601, 1970.
16. С. И. Блиинников, Кандидатская диссертация, ГАИШ, М., 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

К РАБОТЕ «МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД»

Р. М. АВАКЯН, Г. П. АЛОДЖАНЦ, Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 13 апреля 1976

В настоящем сообщении показано, что модель магнитосферы барийонных звезд, разработанная ранее в работе [1], позволяет объяснить наблюдаемое оптическое излучение пульсара в Крабовидной туманности. При этом учтена возможность пополнения частиц в магнитосфере за счет выброса вещества из центрального тела.

1. *Время жизни и оптическое излучение пульсаров.* В наших предыдущих работах [1—3] была установлена возможность существования кольцеобразной плазменной магнитосферы у пульсаров. Исследовались физические условия в ней и определялись ее параметры. Существование плазменной магнитосферы возможно лишь при температурах $T > 10^4$ °К. В работе [3] было показано, что необходимый подогрев плазмы осуществляется в основном джоулевым теплом дрейфовых токов, обусловленных вращением. (Сама магнитосфера в целом жестко вращается со звездой). Оказалось, что температура магнитосферной плазмы пульсара P0531 порядка $5 \cdot 10^4$, а у других со сравнительно большими периодами $T \sim 10^4 \div 10^6$.

Модель магнитосферы, разработанная в [1—3], в принципе позволяет объяснить оптическое излучение пульсара в Крабовидной туманности, однако при этом время жизни магнитосферы оказывается недопустимо малым. Если же согласовать время жизни P0531 с предполагаемым ($\sim 10^{10}$ сек), то оптическое излучение оказывается меньше наблюдаемого.

Эта трудность связана с тем, что учитывалась только утечка частиц из магнитосферы. Имеется, однако, возможность пополнения частиц в магнитосфере за счет выброса вещества из центрального тела (пополнение магнитосферы за счет аккреции неэффективно, т. к. оно возможно только для частиц с очень высокой энергией).

Выброс может осуществляться, например, благодаря вулканической активности центрального тела. Вулканический выброс вещества, по-види-

тому, можно связать с наблюдаемыми скачками периода пульсаров P0531 и P0833. Эти скачки у пульсара P0531 имеют место примерно раз в 3 месяца, а величина скачка $\Delta\Omega/\Omega \approx 3 \cdot 10^{-9}$ [4].

Исходя из этих данных, оценим число частиц, инжектируемых звездой в магнитосферу при одном скачке. Из закона сохранения момента количества движения имеем $\Delta M v R \approx \Delta (I\Omega) = I\Delta\Omega + \Omega\Delta I$.

Здесь M , R , $I \approx MR^2$ — масса, радиус и момент инерции звезды, ΔM — масса выброшенного вещества, v — скорость частиц, в момент отрыва от поверхности звезды. Для того, чтобы протон мог достичь магнитосферы, скорость его должна быть $v \gtrsim 10^{10}$ см/сек.

Учитывая, что $\Delta I \approx R^2\Delta M$, имеем

$$\Delta M = \frac{I\Delta\Omega}{vR(1 - \Omega R/v)}.$$

Отсюда, принимая для пульсара в Крабовидной туманности $\Omega = 190$ сек⁻¹, $M = 0.5 M_{\odot}$, $R = 1.4 \cdot 10^8$ см, $I = 3.7 \cdot 10^{44}$ г·см², находим $\Delta M \approx I \cdot \Delta\Omega / vR$ и для числа частиц, инжектируемых при одном скачке периода

$$\Delta N \approx \frac{I\Omega}{vRm_p} \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \approx 10^{16},$$

где m_p — масса протона. Конечно, лишь часть этих частиц (по-видимому $\approx 10\%$) окажется захваченной магнитосферой.

Для объяснения наблюдаемой оптической светимости P0531 ($L = 10^{33}$ эрг/сек), число частиц в магнитосфере должно быть $N \approx 10^{11}$. В такой магнитосфере без учета инжекции время уменьшения числа частиц вдвое составляет $t_0 \approx 0.6$ месяцев. Однако рассмотренный выше механизм инжекции компенсирует утечку частиц из-за диффузии и поэтому плазма будет находиться в квазистационарном состоянии с приблизительно неизменным числом частиц $N \approx 10^{11}$.

Таким образом, следуя работе [3], можно утверждать, что оптическое излучение P0531 можно объяснить тормозным излучением частиц магнитосферы. Основной вклад в это излучение дает небольшая область вблизи светового цилиндра $r = c/\Omega$, где скорость вращения плазмы близка к скорости света. Вследствие этого наблюдаемое нами излучение имеет резко направленный характер, а пульсацию излучения можно объяснить явлением прецессии магнитосферы. Спектр оптического излучения (с учетом релятивизма) имеет вид [3]

$$I(\omega) d\omega = 6.7 \cdot 10^{18} \left[\ln \frac{9.3}{\frac{\omega}{30^{0.15}} - 0.89} \right] d\omega,$$

который имеет завал в инфракрасной области.

2. Об электрическом поле в магнитосфере пульсаров. В работах [1—3] предполагалось, что плазма вовлекается во вращательное движение магнитным полем центрального тела. Остановимся подробнее на этом вопросе. Проводимость магнитосферной плазмы очень велика:

$$\sigma = 7 \cdot 10^7 \frac{T^{3/2}}{\text{А}} = 10^{13} T_4^{3/2} \text{CGSE},$$

поэтому в системе отсчета, жестко связанной с плазмой, электрическое поле должно практически отсутствовать. Если рассматривать плазму как сплошную проводящую среду $\sigma \rightarrow \infty$, то, как хорошо известно из магнитной гидродинамики, плазма будет увлекаться магнитными силовыми линиями вращающейся звезды.

Относительно неподвижного наблюдателя плазма вращается со скоростью $\vec{v} = [\vec{\Omega}r]$, а электрическое поле в его системе отсчета равно

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} [\vec{v}\vec{B}].$$

Отметим, что в отличие от [5] продольная компонента электрического поля отсутствует во всех системах отсчета ввиду большой проводимости плазмы.

Движение отдельных частиц (электронов, протонов) можно изучить, используя дрейфовое приближение. При этом для скорости поперечного дрейфа имеем [6]

$$\vec{u}_{\perp} = c \frac{[\vec{E}\vec{B}]}{B^2} - \frac{cm}{eB^2} \left[\frac{d\vec{u}_{\perp}}{dt}, \vec{B} \right]$$

(здесь опущен дрейф, связанный с неоднородностью \vec{B}).

Отсюда, учитывая малость второго члена, методом последовательных приближений можно найти \vec{u}_{\perp} . В нулевом приближении частица жестко вращается со звездой

$$\vec{u}_{\perp} = c \frac{[\vec{E}\vec{B}]}{B^2} = [\vec{\Omega}r].$$

В первом приближении имеем для электронов

$$\vec{u}_{\perp} = [\vec{\Omega}r] - \frac{m_e c \Omega^2}{eB^2} [r\vec{B}],$$

а для протонов

$$\vec{u}_{\perp} = [\vec{\Omega}r] + \frac{m_p c \Omega^2}{eB^2} [r\vec{B}].$$

Таким образом, уже в первом приближении скорость дрейфа электронов и протонов различна, что является причиной возникновения дрейфового тока в плазме.

Ереванский государственный
университет

CONCERNING THE WORK "MAGNITOSPHERE OF THE BARION STARS"

R. M. AVAKIAN, G. P. ALOJANTS, G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN

It has been shown that the model for magnitosphere of barion stars which has been earlier investigated in paper [1], led to the explanation of optical spectrum of Crab Nebula. The injection of particles from the central body will keep the magnitosphere in quasistationary state.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Авакян, А. К. Автисян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракиян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 11, 109, 1975.
2. Г. С. Саакян, Д. М. Седракиян, Э. В. Чубарян, Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, *Астрофизика*, 11, 679, 1975.
3. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракиян, *Астрофизика*, 12, 339, 1976.
4. Дж. С. Цакадзс, С. Дж. Цакадзс, *УФН*, 115, 503, 1975.
5. Я. П. Терлецкий, *Труды Международной конференции по космическим лучам*, т. III, 1960, стр. 239.
6. Б. Ленерт, *Динамика заряженных частиц*, Атомиздат, М., 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ВРАЩАЮЩИЕСЯ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПОЛИТРОПЫ

А. В. САРКИСЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 20 июля 1976

Получены уравнения Эйнштейна в случае аксиально-симметричного распределения масс на основе тетрадной формулировки общей теории относительности. Уравнения численно решены в квадратичном по угловой скорости приближении для конфигураций, состояние вещества в которых описывается политропным уравнением. Рассчитаны интегральные характеристики и внутренняя структура конфигураций с политропным индексом $n = 1; 1.5; 2; 2.5$ и 3 для различных значений релятивистского параметра α .

1. Вопрос вращающихся звездных конфигураций, состояние вещества в которых описывается однопараметрическим уравнением, исследовался во многих работах. В ряде работ ([1—5] и др.) задача рассматривалась в рамках теории тяготения Ньютона, в работах [6—9] рассматривалось общее решение уравнений Эйнштейна в квадратичном по угловой скорости приближении. Это приближение позволяет учесть несферичность конфигурации, наличие центробежных сил и квадрупольных моментов.

В настоящей работе методом Картана [10] получены уравнения Эйнштейна в случае вращения. Этот метод существенно упрощает расчеты и приводит к сравнительно более простым уравнениям. Затем для политропных конфигураций численно решена внутренняя задача в приближении Ω^2 (Ω — угловая скорость вращения), найдены важнейшие интегральные параметры и внутренние характеристики конфигураций.

При решении задачи предполагалось:

1) Наличие аксиальной симметрии и симметрии относительно экваториальной плоскости.

2) Твердотельное вращение. В [11] было показано, что твердотельное вращение ($\Omega = \text{const}$) является частным решением обобщенного уравнения гидродинамики для вращающихся релятивистских конфигураций.

3) Конфигурация находится в состоянии гидродинамического равновесия и истечение вещества отсутствует.

4) Вещество конфигурации находится в состоянии конвективного равновесия.

5) Угловые скорости малы, что является физическим следствием того, что гравитационная потенциальная энергия звезды во много раз превышает энергию вращения.

$$\beta = \frac{\Omega^2}{8\pi G \rho_c} \ll 1.$$

При вращении распределение масс и созданное ими гравитационное поле аксиально-симметрическое, т. е.

$$g_{ik} = g_{ik}(R, \theta, \Omega). \quad (1.1)$$

Ниже используются обозначения $x^0 = t$, $x^1 = R$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$ и полагается $G = c = 1$. Пусть наблюдатель находится в неподвижной системе отсчета и вращение происходит по часовой стрелке

$$\Omega = \frac{d\varphi}{dt}. \quad (1.2)$$

Используя свойства инвариантности интервала, надлежащими преобразованиями координат его можно записать в виде [9]

$$-ds^2 = e^{2\lambda} dt^2 - e^{2\mu} dR^2 - e^{2\nu} d\theta^2 - e^{2\lambda} \sin^2 \theta (d\varphi + \omega dt)^2, \quad (1.3)$$

где λ , μ , ν , ω — функции от R , θ и Ω . Отметим, что ν , μ и λ должны быть четными функциями от Ω , а ω — нечетной.

2. Для упрощения расчетов выберем базисные тетрады $\theta^{(a)} = e^{(a)} dx^a$ так, чтобы коэффициенты метрического тензора $g_{(\alpha)(\beta)}$ в выражении $ds^2 = g_{(\alpha)(\beta)} \theta^{(\alpha)} \theta^{(\beta)}$ были постоянными величинами

$$\theta^{(0)} = e^\nu dt, \quad \theta^{(1)} = e^\lambda dR, \quad \theta^{(2)} = e^\nu d\theta, \quad \theta^{(3)} = e^\lambda \sin \theta (d\varphi + \omega dt), \quad (2.1)$$

тогда

$$-ds^2 = \theta^{(0)2} - \theta^{(1)2} - \theta^{(2)2} - \theta^{(3)2} \quad (2.2)$$

и внешние дифференциалы равны

$$\begin{aligned}
 d\theta^{(0)} &= \nu_1 e^{-\lambda} \theta^{(1)} \wedge \theta^{(2)} + \nu_2 e^{-\mu} \theta^{(2)} \wedge \theta^{(3)}, \\
 d\theta^{(1)} &= \lambda_2 e^{-\mu} \theta^{(2)} \wedge \theta^{(1)}, \quad d\theta^{(2)} = \mu_1 e^{-\lambda} \theta^{(1)} \wedge \theta^{(2)}, \\
 d\theta^{(3)} &= \mu_1 e^{-\lambda} \theta^{(1)} \wedge \theta^{(3)} + e^{-\mu} (\mu_2 + \text{ctg } \theta) \theta^{(2)} \wedge \theta^{(3)} + \\
 &+ e^{\mu-\lambda-\nu} \sin \theta \omega_1 \theta^{(1)} \wedge \theta^{(0)} + e^{-\nu} \sin \theta \omega_2 \theta^{(2)} \wedge \theta^{(3)}.
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

Согласно I уравнениям структуры Картана

$$d\theta^{(a)} = -\omega_{(a)}^{(b)} \wedge \theta^{(b)},$$

имеем

$$\begin{aligned}
 -d\theta^{(0)} &= \omega_{(1)}^{(0)} \wedge \theta^{(1)} + \omega_{(2)}^{(0)} \wedge \theta^{(2)} + \omega_{(3)}^{(0)} \wedge \theta^{(3)}, \\
 -d\theta^{(1)} &= \omega_{(0)}^{(1)} \wedge \theta^{(0)} + \omega_{(2)}^{(1)} \wedge \theta^{(2)} + \omega_{(3)}^{(1)} \wedge \theta^{(3)}, \\
 -d\theta^{(2)} &= \omega_{(0)}^{(2)} \wedge \theta^{(0)} + \omega_{(1)}^{(2)} \wedge \theta^{(1)} + \omega_{(3)}^{(2)} \wedge \theta^{(3)}, \\
 -d\theta^{(3)} &= \omega_{(0)}^{(3)} \wedge \theta^{(0)} + \omega_{(1)}^{(3)} \wedge \theta^{(1)} + \omega_{(2)}^{(3)} \wedge \theta^{(2)}.
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Здесь учтено, что $\omega_{ab} = -\omega_{ba}$. Сравнивая (2.3) с (2.4), находим

$$\begin{aligned}
 \omega_{(1)}^{(0)} = \omega_{(0)}^{(1)} &= -\nu_1 e^{-\lambda} \theta^{(0)} + \frac{1}{2} e^{\mu-\lambda-\nu} \sin \theta \omega_1 \theta^{(3)}, \\
 \omega_{(2)}^{(0)} = \omega_{(0)}^{(2)} &= -\nu_2 e^{-\mu} \theta^{(0)} + \frac{1}{2} e^{-\nu} \sin \theta \omega_2 \theta^{(3)}, \\
 \omega_{(3)}^{(0)} = \omega_{(0)}^{(3)} &= \frac{1}{2} e^{\mu-\lambda-\nu} \sin \theta \omega_1 \theta^{(1)} + \frac{1}{2} e^{-\nu} \sin \theta \omega_2 \theta^{(2)}, \\
 \omega_{(3)}^{(1)} = -\omega_{(1)}^{(3)} &= \mu_1 e^{-\lambda} \theta^{(3)} + \frac{1}{2} e^{\mu-\lambda-\nu} \sin \theta \omega_1 \theta^{(0)}, \\
 \omega_{(2)}^{(1)} = -\omega_{(1)}^{(2)} &= \mu_1 e^{-\lambda} \theta^{(2)} - \lambda_2 e^{-\mu} \theta^{(1)}.
 \end{aligned}
 \tag{2.5}$$

Используя далее II уравнения структуры Картана

$$\Omega_{(\beta)}^{(\alpha)} = d\omega_{(\beta)}^{(\alpha)} + \omega_{(\gamma)}^{(\alpha)} \wedge \omega_{(\beta)}^{(\gamma)},$$

а также соотношение

$$\Omega_{(\beta)}^{(\alpha)} = \frac{1}{2} R_{\gamma\delta}^{(\alpha)} \theta^{(\gamma)} \wedge \theta^{(\delta)},$$

определим отличные от нуля компоненты тензора Римана. Для смешанных компонент тензора Риччи $R_{(\beta)}^{(\alpha)} = g^{(\alpha)(\beta)} R_{(\gamma)(\delta)(\beta)}^{(\alpha)}$ и скалярной кривизны R имеем

$$\begin{aligned}
R_0^0 &= (v_{11} - v_1 \lambda_1 + v_1^2 + 2\mu_1 v_1 - \frac{1}{2} \omega_1^2 e^{2(\mu-v)} \sin^2 \theta) e^{-2\lambda} + \\
&+ \left(v_{22} + v_2^2 + v_2 \operatorname{ctg} \theta - \frac{1}{2} \omega_2^2 e^{2(\mu-v)} \sin^2 \theta \right) e^{-2\mu}, \\
R_1^1 &= \left(v_{11} - v_1 \lambda_1 + v_1^2 + 2\mu_{11} + 2\mu_1 \lambda_1 + 2\mu_1^2 - \frac{1}{2} \omega_1^2 e^{2(\mu-v)} \sin^2 \theta \right) e^{-2\lambda} + \\
&+ (v_2 \lambda_2 + \lambda_{22} + \lambda_2^2 + \lambda_2 \operatorname{ctg} \theta) e^{-2\mu}, \\
R_2^2 &= (v_1 \mu_1 + \mu_{11} - \lambda_1 \mu_1 + 2\mu_1^2) e^{-2\lambda} + \left(v_{22} - v_2 \mu_2 + v_2^2 + \lambda_{22} - \lambda_2 \mu_2 + \lambda_2^2 + \right. \\
&+ \mu_{22} + \mu_2 \operatorname{ctg} \theta - \frac{1}{2} e^{2(\mu-v)} \omega_2^2 \sin^2 \theta - 1 \left. \right) e^{-2\mu}, \\
R_3^3 &= \left(v_1 \mu_1 + \mu_{11} - \lambda_1 \mu_1 + 2\mu_1^2 + \frac{1}{2} \omega_1^2 \sin^2 \theta e^{2(\mu-v)} \right) e^{-2\lambda} + \quad (2.8) \\
&+ \left(v_2 \mu_2 + \lambda_2 \mu_2 + \mu_{22} + (v_2 + \mu_2 + \lambda_2) \operatorname{ctg} \theta - 1 + \frac{1}{2} e^{2(\mu-v)} \omega_2^2 \sin^2 \theta \right) e^{-2\mu}, \\
R_2^1 &= e^{-\mu-\lambda} \left(v_{12} - v_1 \lambda_2 + v_1 v_2 - \mu_1 v_2 + \mu_{12} - \mu_1 \lambda_2 - \frac{1}{2} \omega_1 \omega_2 \sin^2 \theta e^{-2(\lambda+\mu)}, \right. \\
R_0^3 &= \frac{1}{2} e^{\mu-v-2\lambda} \sin \theta (\omega_{11} - v_1 \omega_1 - \lambda_1 \omega_1 + 4\mu_1 \omega_1) + \\
&+ \frac{1}{2} e^{\mu-v} \sin \theta (\omega_{22} + \lambda_2 \omega_2 - v_2 \omega_2 + 2\omega_2 \mu_2 + 3\omega_2 \operatorname{ctg} \theta), \\
R &= \left(2v_{11} + 4\mu_{11} + 2v_1^2 + 6\mu_1^2 + 4v_1 \mu_1 - 2v_1 \lambda_1 - 4\mu_1 \lambda_1 - \right. \\
&- \frac{1}{2} \omega_1^2 \sin^2 \theta e^{2(\mu-v)} \left. \right) e^{-2\lambda} + \left[2(v_{22} + \lambda_{22} + \mu_{22} + v_2^2 + \lambda_2^2 + v_2 \lambda_2 + \right. \\
&+ (v_2 + \lambda_2 + \mu_2) \operatorname{ctg} \theta - 1) - \frac{1}{2} \omega_2^2 e^{2(\mu-v)} \sin^2 \theta \left. \right] e^{-2\mu},
\end{aligned}$$

Теперь можно подсчитать компоненты тензора

$$G_i^k = R_i^k - \frac{1}{2} R \delta_i^k$$

и выписать уравнения Эйнштейна внутри распределения масс

$$G_i^k = 8\pi T_i^k, \quad (2.9)$$

где

$$T_i^k = (P + \rho) u_i u^k - P \delta_i^k \quad (2.10)$$

тензор энергии-импульса. Здесь P — давление, ρ — плотность вещества, а u_i — компонента четырехмерной скорости.

3. Для области пространства, занятого веществом, имеется шесть независимых функций: λ , μ , ν , ω , u^3 и ρ (предполагается, что уравнение состояния задается в виде $P = P(\rho)$). Для нахождения этих функций мы используем четыре независимых уравнения Эйнштейна:

$$\begin{aligned} G_1^1 - G_0^0 &= 8\pi (T_1^1 - T_0^0), & G_2^1 &= 0 \\ G_2^2 + G_3^3 &= 8\pi (T_2^2 + T_3^3), & G_3^0 &= 8\pi T_3^0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

и уравнения гидродинамического равновесия

$$T_{\alpha k}^k = 0, \quad (3.2)$$

которые сводятся [6] к

$$u^3 = 2u^0, \quad (3.3)$$

$$M(R, \theta) = 2 \int \frac{dP'}{P' + \rho'} = -\nu - \ln [1 - e^{2(\lambda-\nu)} (\Omega + \omega)^2 \sin^2 \theta] + C,$$

где $C = C_0 + \beta C_1$ — постоянная интегрирования, а

$$u^0 = [e^{2\nu} - e^{2\lambda} (\Omega + \omega)^2 \sin^2 \theta]^{-1/2} \quad (3.4)$$

В квадратичном по угловой скорости приближении компоненты метрического тензора можно представить в виде

$$\begin{aligned} e^{-2\lambda} &= e^{-2\lambda_0} (1 + \beta f(R, \theta)), & e^{2\nu} &= e^{2\nu_0} (1 + \beta \Phi(R, \theta)) \\ e^{2\lambda} &= K^2 (1 + \beta u(R, \theta)), & \omega &= \sqrt{\beta} q(R) \end{aligned} \quad (3.5)$$

где f , Φ , u и q — неизвестные функции, а $e^{2\lambda_0}$ и $e^{2\nu_0}$ — компоненты метрического тензора в отсутствие вращения. Таким же образом записываются давление, плотность вещества и функция $M(R, \theta)$.

$$P' = P^0 + \beta P, \quad \rho' = \rho^0 + \beta \rho, \quad M(R, \theta) = m^0(R) + \beta N(R, \theta). \quad (3.6)$$

Уравнения Эйнштейна вне и внутри конфигураций допускают разделение переменных, если решения искать в виде разложений по полиномам Лежандра [12].

Граница вращающейся конфигурации определяется из соотношения

$$R(\theta) = R^0 + \beta \sum_{l=0}^{\infty} d_l P_l(\cos \theta). \quad (3.7)$$

4. Для исследования структуры звездных моделей хорошим приближением для многих реальных ситуаций является политропическая связь между давлением и плотностью вещества

$$P = K \rho^{1+1/n}, \quad (4.1)$$

где n — показатель политропы. Уравнение (4.1) является частной формой параметрических уравнений состояния вещества в звездах со сложным составом. При соответствующем подборе K уравнение (4.1) пригодно и для изучения «горячих» моделей, причем при фиксированном n мы имеем семейство изэнтропических конфигураций, находящихся в состоянии конвективного равновесия; параметр K для такого семейства моделей однозначно определяется путем задания значения давления и плотности в центре. Так как для фиксированного давления плотность есть функция температуры, то K определяется заданием температуры в центре конфигурации. Различным политропным индексам соответствуют различные звездные модели, так случаю $n=0$ соответствует модель несжимаемой жидкости, $n=1.5$ — модель идеального вырожденного нерелятивистского газа, а $n=3$ — случай смеси ультрарелятивистского вырожденного газа и излучения. С реальными звездами обычно связывают область значений $0.8 \leq n \leq 3$.

Хотя уравнение состояния (4.1) кажется не очень реальным, тем не менее в данной работе при конкретных расчетах мы использовали это уравнение. Это объясняется тем, что модели с таким уравнением состояния были подробно исследованы в случае отсутствия вращения [13], и, следовательно, в целях сравнения и выяснения роли вращения необходимо положить в основу расчетов именно это уравнение. Кроме того, простая связь между P и ρ сильно упрощает довольно сложную задачу вращения. В пользу использованного уравнения (4.1) говорит и то обстоятельство, что линейная комбинация политроп с различными n хорошо аппроксимирует состояние вещества в «холодных» конфигурациях [14]. В этом случае обе постоянные K и n выражаются через универсальные физические постоянные, и плотность в заданной точке определяется независимо от температуры. Так, политропа с $n=3$ хорошо описывает состояние вещества в белых карликах для определенных центральных плотностей ($\rho_c \sim 10^8 - 10^{10} \text{ г см}^{-3}$). При больших n это уравнение дает линейную зависимость между давлением и плотностью, что соответствует уравнению состояния при предельно высоких плотностях.

5. В дальнейшем удобно пользоваться безразмерными переменными Эмдена [15]. Введем переменные, определяемые следующими соотношениями:

$$\rho = \rho_c \theta^n; \quad \xi = AR, \quad u(R) = \frac{4\pi\rho_c}{A^3} v(\xi);$$

$$A^3 = \frac{4\pi\rho_c}{(n+1)P_c} = \frac{4\pi\rho_c}{\alpha(n+1)}, \quad (5.1)$$

где ρ_c — плотность массы в центре конфигурации. Уравнение состояния (4.1) в новых переменных запишется так:

$$P = K\rho_c^{1+1/n} \theta^{n+1} = \alpha\rho_c \theta^{n+1}; \quad \alpha = K\rho_c^{1/n}; \quad (5.2)$$

Так как в центре конфигурации $\theta = 1$, то $\alpha = P_c/\rho_c$. Скорость звука в среде не должна превышать скорости света, поэтому $\alpha \leq n/(n+1)$.

В новых переменных уравнения, определяющие параметры вращающихся конфигураций [12], запишутся в виде:

$$\frac{dv}{d\xi} = \xi^2 \theta^n, \quad \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{1 + \alpha\theta}{\alpha(n+1)} F(\xi), \quad \frac{d\gamma}{d\xi} = -2F(\xi)$$

$$\frac{dQ}{d\xi} = \chi(\xi), \quad \frac{d\chi}{d\xi} = - \left[\frac{4}{3} - \frac{\alpha(n+1)(1 + \alpha\theta)\xi^{2\theta^n}}{\xi - 2\alpha(e+1)n(\xi)} \right] \chi(\xi) +$$

$$+ \frac{4\alpha\theta^n(n+1)(1 + \alpha\theta)}{\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi)} Q, \quad \frac{d\beta}{d\xi} = -\frac{2}{3} \xi^2 Q^2 \xi(\xi) e^{-\gamma(\xi)}$$

$$\frac{dN_0}{d\xi} = A(\xi), \quad \frac{dA(\xi)}{d\xi} = -X_0(\xi) A(\xi) - Y_0(\xi) N_0(\xi) + Z(\xi)$$

$$\frac{dL_2}{d\xi} = B(\xi), \quad \frac{dB(\xi)}{d\xi} = -X_0(\xi) B(\xi) - Y_2(\xi) L_2(\xi) \quad (5.3)$$

$$\frac{dS_2}{d\xi} = C(\xi), \quad \frac{dC(\xi)}{d\xi} = -X_0(\xi) C(\xi) - Y_2(\xi) S_2(\xi) + V(\xi)$$

$$\Phi_0(\xi) = -N_0(\xi) + \frac{2}{3} Q^2 \xi^2 e^{-\gamma}, \quad \Phi_2(\xi) = -S_2(\xi) - \frac{2}{3} Q^2 \xi^2 e^{-\gamma}$$

$$f_0(\xi) = -N_0(\xi) + \beta_0(\xi), \quad f_2(\xi) = -S_2(\xi) + \frac{1}{2} \beta_0(\xi) - Q^2 \xi^2 e^{-\gamma}$$

$$\begin{aligned}
 F(\xi) &= -\alpha(n+1) \frac{\alpha \xi^{3\theta^{n+1}} + v(\xi)}{\xi [\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi)]}, \\
 \zeta(\xi) &= 16\alpha \xi \theta^n (n+1)(1+\alpha\theta) - \frac{2}{\xi} + \\
 &+ 2F(\xi) [2\xi^{2\theta^{n-1}}(1+\alpha\theta)(3\alpha(n+1)\theta+n) - 1] + \\
 &+ \frac{\chi}{Q} \left[16\alpha \xi^{2\theta^n} (n+1)(1+\alpha\theta) - 2 - 4(\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi)) \frac{\chi}{Q} \right], \\
 \beta_0(\xi) &= -\frac{2}{3} \xi^2 Q^2 e^{-\gamma} \left[4\alpha(n+1)\xi^2(1+\alpha\theta)\theta^n - 1 + \right. \\
 &+ \left. \frac{\chi^2 \xi^2}{Q^2} \left(1 - \frac{2\alpha(n+1)}{\xi} v(\xi) \right) \right], \\
 X_0(\xi) = X_2(\xi) &= \frac{2}{\xi} + \frac{\alpha(n+1)(v(\xi) - \theta^n \xi^2)}{\xi(\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi))} - F(\xi), \quad (5.4) \\
 Y_0(\xi) &= -4F^2(\xi) + \frac{\alpha(n+1)(v(\xi) - \theta^n \xi^2)}{\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi)} \left[9\alpha\theta^2 + 5\theta + \frac{n(1+\alpha\theta)}{\alpha(n+1)} \right], \\
 Y_2(\xi) &= Y_0(\xi) - \frac{6}{\xi(\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi))}, \\
 Z(\xi) &= \beta_0 \left[\frac{2\alpha(n+1)\xi\theta^n(1+3\alpha\theta)}{\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi)} + \frac{2F}{\xi} - 2F^2 \right] + \\
 &+ \frac{2}{3} \xi^2 Q^2 \zeta(\xi) F(\xi) e^{-\gamma} + \frac{2}{3} \xi^2 Q^2 e^{-\gamma} \left\{ \frac{6}{\xi^2} + \frac{4F}{\xi} + \right. \\
 &+ \left. 4F^2 - \frac{4\alpha^2(n+1)\xi\theta^{n+1}}{\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi)} + \frac{\chi}{Q} \left[\frac{4}{\xi} + \frac{\chi}{Q} + 6F \right] \right\}, \\
 V(\xi) &= -Z(\xi) - 2\xi^2 Q^2 e^{-\gamma} \left[\frac{\alpha(n+1)\xi^{3\theta^n}(3\alpha\theta+1)}{\xi(\xi - 2\alpha(n+1)v(\xi))} - 2F^2 - \frac{\chi}{Q} F \right].
 \end{aligned}$$

В первом по Ω приближении вращение звезды, состояние вещества в которой описывается уравнением состояния (4.1), рассмотрено в [16]. В этом приближении появляется недиагональная компонента g_{03} , с помощью которой был рассчитан полный релятивистский момент J , а также кинетическая энергия вращения $E_k = J\Omega_{\text{max}}^2/2$.

Во втором по Ω приближении к первым шести уравнениям системы (5.3) добавляются уравнения, определяющие неизвестные функции $N_r(\xi)$, которые удобно искать в виде

$$N_0 = N_0(\xi), \quad N_2 = B_2 L_2(\xi) + S_2(\xi), \quad (5.5)$$

где $B_2 L_2(\xi)$ — общее решение однородного уравнения, а $S_2(\xi)$ — частное решение неоднородного. Наличие произвольной постоянной в выражении $M(\xi, \theta)$ позволяет выбрать для $N_0(\xi)$ следующее начальное условие:

$$N_0'(0) = \frac{dN_0(0)}{d\xi} = 0. \quad (5.6)$$

В центре конфигурации $L_2(\xi) \sim \xi^2$, $S_2(\xi) \sim \xi^4$, поэтому

$$L_2'(0) = \frac{dL_2(0)}{d\xi} = S_2'(0) = \frac{dS_2(0)}{d\xi} = 0. \quad (5.7)$$

Для остальных функций начальные значения следующие: $v(0) = 0$, $\psi(0) = 1$, $Q(0) = 1$, $\chi(0) = 0$, $\nu(0) = \nu_0(0)$.

Значения произвольных постоянных, входящих как во внешние, так и во внутренние решения уравнений Эйнштейна, определяются условиями непрерывности компонент метрического тензора и их первых производных на границе конфигурации. Эти условия дают

$$\begin{aligned} C_0 &= \ln\left(1 - \frac{2\alpha(n+1)}{\xi_0} v\right); \quad A_0 = \frac{k' - N_0 - D}{f_0}; \\ A_2 &= \frac{L_2(S_2 + k' - P') - L_2(S_2 + k - P)}{L_2 f_2' - L_2 f_2}; \\ B_2 &= \frac{f_2(S_2 + k' - P') - f_2(S_2 + k - P)}{L_2 f_2' - L_2 f_2}; \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$d_0 = \frac{1 - 2\alpha(n+1)v/\xi_0}{2\alpha(n+1)v/\xi_0} N_0; \quad d_2 = \frac{1 - 2\alpha(n+1)v/\xi_0}{2\alpha(n+1)v/\xi_0} (B_2 L_2 + S_2);$$

$$C_{10} = A_0 f_0 + D + N - k.$$

Здесь все функции взяты на поверхности сферической конфигурации, штрих означает производную по γ , и введены обозначения

$$k = \frac{2}{3} Q^{\alpha_2} e^{-\nu}; \quad f_l = \frac{F(l+1, l-1, 2l+2, 2\alpha(n+1)v/\xi)}{\xi l + 1 (1 - 2\alpha(n+1)v/\xi)};$$

$$D = \frac{C_1' \left(\frac{1}{2} - \frac{2\alpha(n+1)}{\xi} v \right)}{\left(1 - \frac{2\alpha(n+1)}{\xi} v \right) \xi^4};$$

$$P = \frac{C_1^2 (4\alpha^2 (n+1)^2 v^2/\xi^2 + 2\alpha (n+1) v/\xi - 2)}{4\alpha (n+1) v^2 (1 - 2\alpha (n+1) v/\xi)};$$

$$C_1 = \frac{\sqrt{2\alpha (n+1) \xi_0^4}}{3Q + \xi_0/},$$

$F(a, b, c, x)$ — гипергеометрическая функция Гаусса.

6. Проинтегрировав систему (5.3) и сшив внешние и внутренние решения на границе, можно определить интегральные характеристики конфигураций.

Известно, что вне распределения масс

$$g_{03} = -\frac{2K}{R} \sin^2 \theta, \quad (6.1)$$

K — полный момент импульса вращающегося тела. Сравнивая (6.1) с полученным ранее в [16] выражением

$$g_{03} = -\frac{V\beta}{A} [\sqrt{2\alpha (n+1)} - Q(\xi)] \xi^2 \sin^2 \theta, \quad (6.2)$$

находим, что момент инерции имеет вид

$$J(\xi_0) = \frac{[(2\alpha (n+1))^{1/2} - Q(\xi_0)] \xi_0^3}{2A^3 (2\alpha (n+1))^{1/2}} \quad (6.3)$$

Осуществляя переход к нерелятивистской механике в выражении компоненты метрического тензора g_{00} , для массы вращающегося тела и квадрупольного момента получим

$$M_B = v(\xi_0) - \beta \frac{A_0}{2}; \quad D = \beta \left(A_2 + \frac{C_1^2}{2v} \right). \quad (6.4)$$

В рассматриваемом нами приближении экваториальный и полярный радиусы, а также эксцентриситет соответственно равны

$$\xi_e = \xi_0 + \beta (d_0 - 0.5d_2); \quad \xi_p = \xi_0 + \beta (d_0 + d_2); \quad e = \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_p}{\xi_e} \right)^2}. \quad (6.5)$$

Все расчеты выполнены для максимально возможного без истечения вещества с экватора параметра β , который определяется соотношением

$$\beta_{\max} = \frac{v(\xi_0)/2\xi_0^3}{1 + \frac{v(\xi_0)}{2\xi_0} \left(\frac{A_0}{2v(\xi_0)} + 3 \frac{d_0 - 0.5d_2}{\xi_0} \right)}. \quad (6.6)$$

Кроме того подсчитаны значения полной $E(\omega)$ и собственной $E_0(\omega_0)$ энергий в отсутствие и при наличии вращения, а также значения истинных экваториальной и полярной полуосей. В сферическом случае

$$E = \int_0^{\xi_0} \theta^n \xi^2 d\xi; \quad E_0 = \int_0^{\xi_0} \frac{\theta^n \xi^2 d\xi}{(1 - 2\alpha(n+1)v/\xi)^{1/2}}, \quad (6.7)$$

а в случае вращения

$$w = E + \beta \frac{n}{2\alpha(n+1)} \int_0^{\xi_0} \theta^{n-1} (1 + a\theta) N_0 \xi^2 d\xi, \quad (6.8)$$

$$w_0 = w + \beta \int_0^{\xi_0} \frac{\left[(2u_0 - f_0) + \frac{2}{3} e^{-\alpha Q^2 \xi^2} \right] \xi^{2n} d\xi}{(1 - 2\alpha(n+1)v/\xi)^{1/2}}$$

Для истинных значений полуосей имеем

$$\xi_{\text{max}} = \int_0^{\xi_0} \left\{ \frac{1}{1 - 2\alpha(n+1)v/\xi} \right\}^{1/2} d\xi - \beta/2 \int_0^{\xi_0} \frac{(f_0 - 0.5f_2) - 0.5B_2L_2}{1 - 2\alpha(n+1)v/\xi} d\xi +$$

$$+ \beta(d_0 - 0.5d_2) \left\{ \left(\frac{1}{1 - 2\alpha(n+1)v(\xi_0)/\xi_0} \right)^{1/2} - 1 \right\}, \quad (6.9)$$

$$\xi_{\text{min}} = \int_0^{\xi_0} \left\{ \frac{1}{1 - 2\alpha(n+1)v/\xi} \right\}^{1/2} d\xi - \beta/2 \int_0^{\xi_0} \frac{(f_0 + f_2) + B_2L_2}{1 - 2\alpha(n+1)v/\xi} d\xi +$$

$$+ \beta(d_0 - 0.5d_2) \left\{ \left(\frac{1}{1 - 2\alpha(n+1)v(\xi_0)/\xi_0} \right)^{1/2} - 1 \right\}.$$

7. Численное интегрирование системы (5.3) выполнено на ЭВМ «Наири-2». Результаты расчетов представлены в табл. 1 и на рис. 1—6. В таблице все величины записаны в единицах Эмдена. Для перехода к обычной системе единиц значения величин, приведенных в таблице, необходимо соответственно умножить: длину на A^{-1} , плотность на ρ_c , давление на $k\rho_c^{1+1/n}$, массу на $4\pi\rho_c A^{-3}$, момент инерции на $4\pi\rho_c [x(n+1)A^3]^{-1}$, период на $(4\pi\rho_c G)^{-1/2}$.

Как видно из таблицы, в случае политроп с показателем $n=1; 1.5; 2$ прирост массы достигает 4—10%, причем с ростом параметра релятивизма

ВАЖНЕЙШИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОЛИТРОП

α	ξ_0	ξ'	ν	M_B	ξ_p	ξ_e	I	D	T_m	$10^{-4}E_k$	W	W_0
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$n = 1$												
0.1	2.600	2.847	1.751	1.822	2.667	3.010	3.701	0.050	31.34	209.6	2.039	2.436
0.2	2.277	2.718	1.143	1.219	2.362	2.953	2.064	0.094	35.63	256.8	1.277	1.622
0.3	2.064	2.583	0.819	0.884	2.218	2.882	1.303	0.115	34.96	252.5	0.844	1.093
0.4	1.915	2.461	0.625	0.677	2.172	2.778	0.882	0.131	34.96	231.2	0.664	0.845
0.5	1.800	2.328	0.498	0.539	2.158	2.598	0.652	0.144	35.16	208.4	0.512	0.525
$n = 1.5$												
0.1	3.039	3.330	1.482	1.534	3.162	3.479	3.337	0.188	51.44	124.5	1.648	1.873
0.2	2.699	3.198	0.960	1.015	2.925	3.423	1.869	0.227	51.34	140.0	1.032	1.177
0.5	2.493	3.124	0.688	0.737	2.828	3.369	1.198	0.237	52.58	128.3	0.724	0.868
0.4	2.361	3.071	0.527	0.568	2.795	3.326	0.842	0.241	54.60	111.5	0.543	0.612
0.5	2.275	3.036	0.423	0.458	2.786	3.278	0.631	0.247	57.25	95.01	0.434	0.491
0.6	2.219	2.978	0.351	0.386	2.782	3.226	0.497	0.267	62.01	76.51	0.365	0.413
$n = 2$												
0.1	3.700	4.028	1.299	1.332	3.744	4.280	3.159	0.371	75.49	65.65	1.386	1.500
0.2	3.398	4.140	0.840	0.875	3.836	4.318	1.816	0.423	80.85	65.80	0.879	0.946
0.3	3.280	4.162	0.605	0.636	3.884	4.356	1.204	0.440	89.75	53.12	0.625	0.670
0.4	3.248	4.188	0.468	0.496	3.938	4.415	0.885	0.461	98.18	43.50	0.480	0.496
0.5	3.296	4.253	0.380	0.403	4.022	4.487	0.695	0.482	114.4	31.45	0.387	0.408
0.6	3.400	4.550	0.320	0.342	4.291	4.748	0.600	0.525	130.9	24.87	0.326	0.341
0.667	3.500	4.729	0.290	0.315	4.457	5.016	0.538	0.672	132.0	24.24	0.296	0.310
$n = 2.5$												
0.1	4.781	5.392	1.160	1.189	5.232	5.534	3.183	0.700	121.6	29.75	1.174	1.231
0.2	4.724	5.688	0.761	0.779	5.381	5.854	1.924	0.869	146.3	24.83	0.779	0.810
0.3	4.985	6.179	0.556	0.571	5.910	6.433	1.373	1.056	187.0	16.28	0.565	0.581
0.4	5.520	6.950	0.438	0.450	6.732	7.220	1.089	1.324	248.9	9.723	0.444	0.454
0.5	6.403	8.044	0.366	0.377	7.735	8.335	1.014	1.897	342.8	5.959	0.370	0.376
0.6	7.730	9.750	0.320	0.329	9.250	9.980	1.037	2.898	490.1	3.566	0.323	0.327
0.7	9.530	11.92	0.290	0.299	11.92	12.15	1.166	4.645	710.7	2.233	0.293	0.296
0.714	9.824	12.08	0.287	0.296	11.66	12.42	1.194	4.981	748.4	2.104	0.290	0.293

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$n = 3$												
0.1	6.834	7.608	1.078	1.089	7.424	8.051	3.455	1.454	221.6	11.11	1.106	1.128
0.2	7.951	8.980	0.713	0.715	8.620	9.381	2.367	2.552	346.4	6.231	0.720	0.722
0.3	10.84	12.66	0.539	0.546	12.21	12.98	2.077	5.373	639.9	0.403	0.541	0.545
0.4	18.10	20.88	0.452	0.456	20.36	21.56	2.689	16.57	1533	0.723	0.454	0.456
0.5	37.60	41.17	0.421	0.424	40.59	44.80	6.163	81.94	4806	0.211	0.423	0.425
0.6	90.99	94.26	0.448	0.451	93.28	105.7	30.04	975.8	13911	0.149	0.449	0.450
0.7	176.9	182.1	0.523	0.526	184.3	211.0	162.8	3140	44428	0.092	0.525	0.527
0.75	180.5	186.4	0.566	0.573	189.2	213.6	218.9	3843	44443	0.013	0.568	0.570

ξ — координатный радиус, ξ' — истинный радиус невращающихся конфигураций, ξ_p и ξ_e — истинные полярная и экваториальная полуоси, T_m — минимальный период вращения.

добавка к массе растет. В случае же политроп с индексом $n=2.5$; 3 прирост массы порядка 1%.

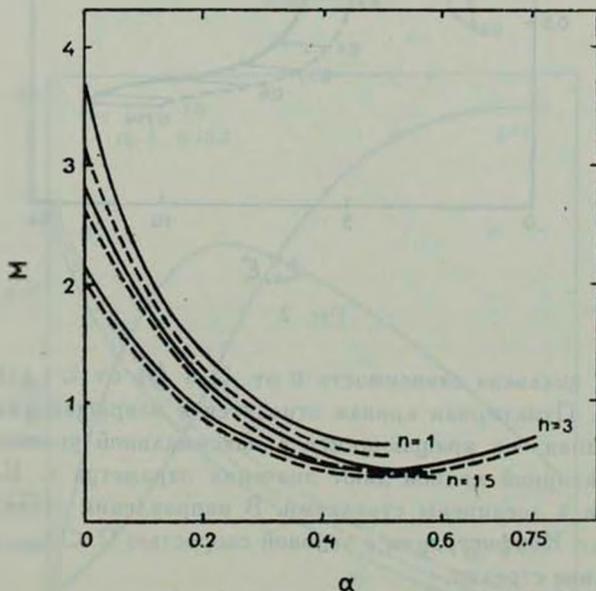


Рис. 1.

На рис. 1 представлена зависимость массы вращающихся и сферически-симметричных конфигураций от параметра релятивизма. Для всех политроп, кроме политропы с индексом $n=3$, с ростом параметра релятивизма мас-

са убывает. В случае $n=3$, начиная с $\alpha > 0.5$, наблюдается незначительный рост массы. Зависимость массы от α в случае вращающихся конфигураций та же самая, что и в отсутствие вращения.

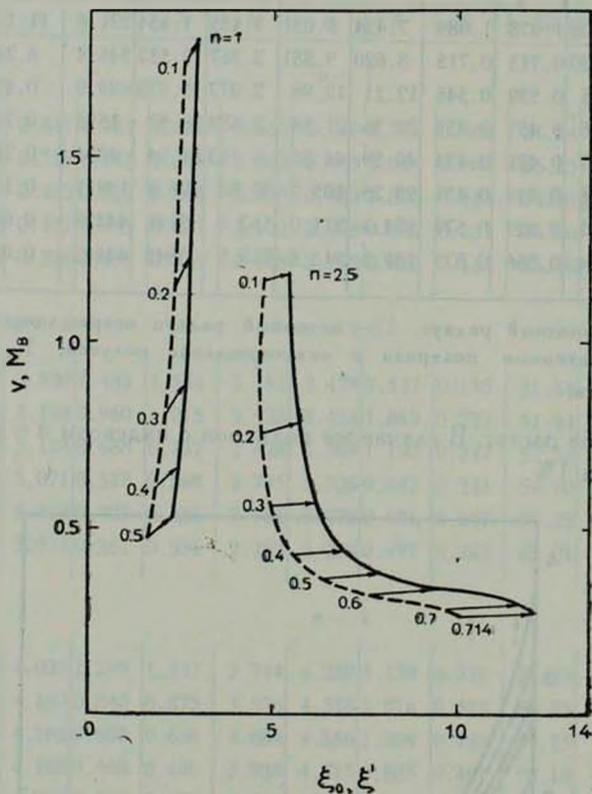


Рис. 2.

На рис. 2 показана зависимость v от ξ_0 и M_B от ξ_0 для политроп с $n=1$ и $n=2.5$. Пунктирная кривая относится к невращающимся конфигурациям, сплошная — к вращающимся с максимальной угловой скоростью. Цифры у пунктирной кривой дают значения параметра α . Конфигурации с одинаковыми α соединены стрелками. В направлении стрелок угловая скорость растет. Конфигурации с угловой скоростью $\Omega < \Omega_{\max}$ расположены в точках по длине стрелки.

8. При выполнении численных расчетов мы определили также функции, характеризующие внутреннюю структуру конфигураций в зависимости от ξ . Так, на рис. 3 и 4 показаны зависимость функций g_{03} , $J(\xi)$, θ_0 , θ_p , θ_c для политроп с $n=1.5$ и $n=3$, $\alpha=0.3$. Вдоль радиуса звезды

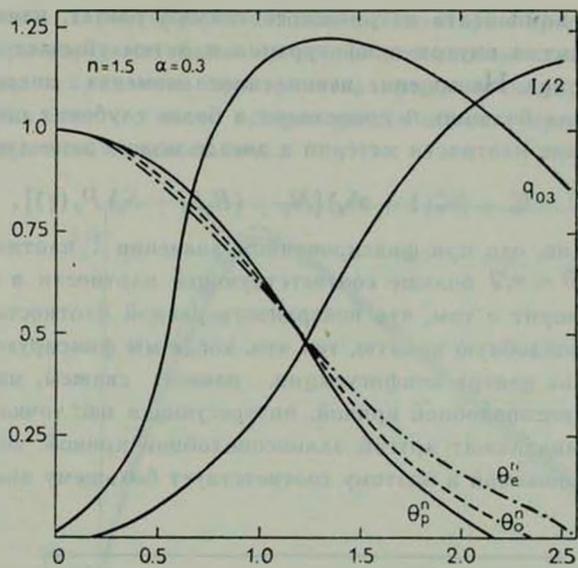


Рис. 3.

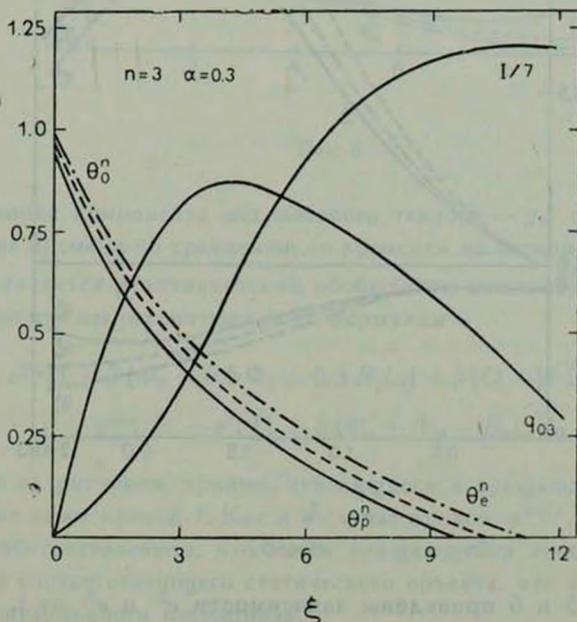


Рис. 4.

недиагональная компонента метрического тензора растет, начиная с нуля, достигает максимума внутри конфигурации и затем убывает до значения $2J(\xi_0)/\xi_0$ на границе. Насыщение накопленного момента инерции внутри конфигурации для больших n происходит в более глубоких областях.

Распределение плотности материи в звезде можно записать в виде

$$\rho'' = \rho_0'' + \beta \rho_0'' (1 + \alpha \theta_0) [N_0 + (B_2 L_2 + S_2) P_2(\gamma)]. \quad (8.1)$$

Из рисунка видно, что при фиксированном значении ξ плотность материи в направлении $\theta = \pi/2$ больше соответствующей плотности в направлении полюса. Это говорит о том, что поверхность равной плотности образует в сечении эллипсоподобную кривую, так что, когда мы фиксируем координатное расстояние от центра конфигурации, равное, скажем, малой полуоси упомянутой эллипсоподобной кривой, интересующая нас точка в направлении $\theta = \pi/2$ принадлежит другой эллипсоподобной кривой, которая лежит внутри рассматриваемой и поэтому соответствует большему значению плотности.

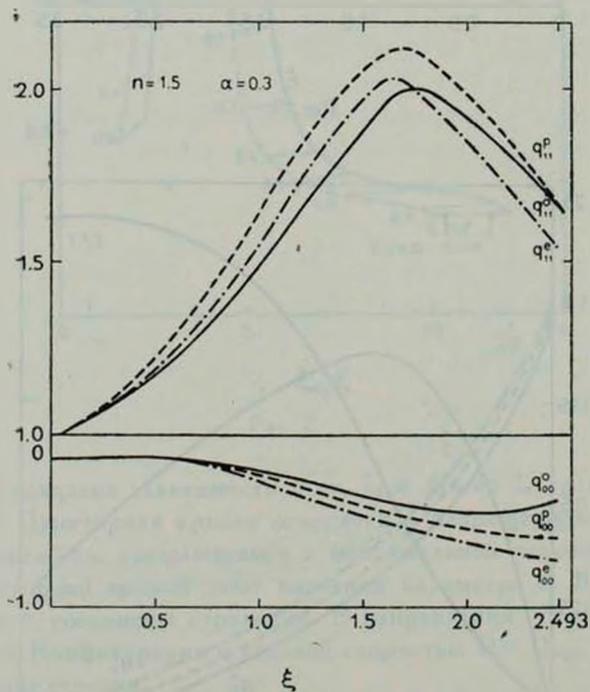


Рис. 5.

На рис. 5 и 6 приведены зависимости $e^{2\gamma}$ и $e^{2\gamma'}$ от ξ . Внутри распределения масс

$$e^{-2\gamma} = e^{-2\gamma_0} [1 + \beta (f_0 + (f_2 + B_2 L_2) P_2(\gamma))]. \quad (8.2)$$

Величина $e^{2\lambda}$ характеризует отклонение геометрии пространства от евклидова внутри звезды и вблизи от нее (в евклидовом пространстве $e^{2\lambda} = 1$). Увеличение искривления пространства при наличии вращения, очевидно, объясняется тем, что масса вращающегося объекта превышает массу соответствующего статического тела.

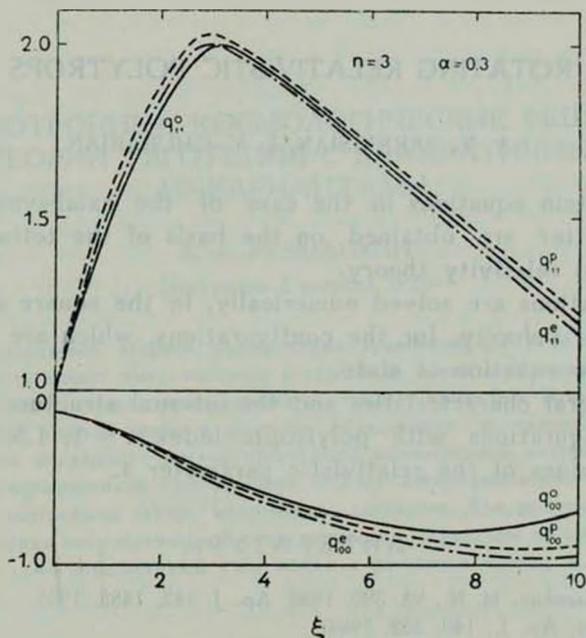


Рис. 6.

Временная компонента метрического тензора — g_{00} показывает замедление темпа времени по сравнению со временем на бесконечности. Величина $\sqrt{-g_{00}}$ является релятивистским обобщением ньютоновского потенциала. Эту компоненту мы рассчитывали по формулам

$$\begin{aligned}
 g_{00}^{***} &= -e^{2\lambda} [1 + \beta (\Phi_0 - 0.5 \Phi_2 + 0.5 B_2 L_2) + \beta [Q - \sqrt{2\alpha(n+1)}]^2]^{-2}, \\
 g_{00}^{pol.} &= -e^{2\lambda} [1 + \beta (\Phi_0 + \Phi_2 - B_2 L_2)].
 \end{aligned}
 \tag{8.3}$$

Как видно из рисунков, кривые, относящиеся к вращающимся конфигурациям, лежат ниже кривой 1. Как и в случае кривой $e^{2\lambda(1)}$, это можно объяснить тем обстоятельством, что масса вращающейся конфигурации превышает массу соответствующего статического объекта, что и вызывает увеличение гравитационного потенциала.

Авторы выражают благодарность профессорам Г. С. Саакяну, Н. В. Мицкевичу и участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждения.

Ереванский государственный
университет

ROTATING RELATIVISTIC POLYTROPS

A. V. SARKISSIAN, E. V. CHUBARIAN

The Einstein equations in the case of the axial-symmetric distribution of matter are obtained on the basis of the tetrad formulation of the general relativity theory.

The equations are solved numerically, in the square approximation of the angular velocity, for the configurations, which are described by the polytropic equation of state.

The integral characteristics and the internal structure are calculated for the configurations with polytropic index $n = 1; 1.5; 2; 2.5; 3$ and for various values of the relativistic parameter α .

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasechar, M. N., 93, 390, 1932; Ap. J. 142, 1488, 1965.
2. R. A. James, Ap. J., 140, 552, 1964.
3. P. H. Roberts, Ap. J., 137, 1129, 1963; 138, 809, 1963.
4. S. P. S. Anand, Ap. J., 153, 135, 1968.
5. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюраканской обс., 39, 84, 1967; 40, 86, 1968.
6. J. V. Hartle, D. H. Sharp, Ap. J., 147, 317, 1967.
7. J. V. Hartle, Ap. J., 150, 1005, 1967.
8. J. V. Hartle, K. S. Thorne, Ap. J., 153, 807, 1968.
9. Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 4, 239, 551, 1968.
10. W. Israel, *Differential Forms in General Relativity*, Dublin, 1970.
11. W. A. Fowler, Ap. J., 144, 180, 1966.
12. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрон. ж.*, 48, 496, 1971.
13. R. F. Tooper, Ap. J., 140, 434, 1964.
14. Э. В. Чубарян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 1, 485, 1965.
15. С. Чандраскар, *Введение в учение о строении звезд*, ИЛ, М., 1950.
16. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 5, 97, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

АНИЗОТРОПНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ В ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ С КВАДРАТИЧНЫМИ ИНВАРИАНТАМИ

А. А. РУЗМАЙКИН

Поступила 2 августа 1976

Диктуемая квантовой теорией модификация уравнений ОТО вблизи космологической сингулярности может быть частично реализована путем добавления к лагранжиану гравитационного поля членов, квадратичных по тензору кривизны. В такой теории в общем анизотропном случае имеются решения, обладающие регулярным минимумом α $t=0$. Однако, как показывает анализ простейшей анизотропной метрики, они не обладают степенной асимптотикой при больших t . Учет логарифмических членов $R_{ij} \ln R$ по крайней мере в изотропном случае, мало меняет ситуацию. Для решения вопроса о возможности устранения космологической сингулярности с переходом на степенную асимптотику необходим самосогласованный учет эффекта рождения частиц и, возможно, нелокальных членов.

1. *Введение.* Как известно [1, 2], самое общее космологическое решение уравнений общей теории относительности (ОТО) ведет к сингулярности. Поэтому избавиться от сингулярности, т. е. получить теорию, не приводящую к расходимости физических величин, можно лишь путем выхода за рамки ОТО. Модификация ОТО по существу необходима лишь вблизи сингулярности и, по-видимому, связана с квантовой теорией [3]. В ходе расширения должен совершаться переход к классической ОТО.

Простейший подход к проблеме связан с обобщением классического лагранжиана гравитационного поля вблизи сингулярности [4—10]. С физической точки зрения естественно рассматривать не любые добавки к лагранжиану, а те, которые следуют из рассмотрения физических процессов вблизи космологической сингулярности. Определенные добавки к лагранжиану могут быть получены, в частности, из рассмотрения процесса рождения частиц и поляризации вакуума сильным переменным гравитационным полем вблизи сингулярности [3, 11]. Однако здесь же выявляет-

ся и ограниченность простейшего лагранжева подхода, поскольку, во-первых, появляются нелокальные члены, а, во-вторых, сам процесс рождения частиц эквивалентен наличию первой вязкости, описание которой, как известно, требует привлечения понятия диссипативной функции. Тем не менее задача остается актуальной, поскольку квадратичные добавки к лагранжиану корректно описывают локальную часть, связанную с поляризацией вакуума. С точностью до логарифмических членов эти добавки можно построить из квадратичных инвариантов тензора кривизны. Квадратичные добавки в изотропном мире вблизи сингулярности уже исследовались в цитированных выше работах [5, 8, 9]. Однако с точки зрения теории рождения частиц и поляризации вакуума наибольший интерес представляет анизотропный случай (в изотропном случае безмассовые частицы не рождаются, массовые дают малый вклад). Кроме того, ОТО предсказывает анизотропное поведение космологических решений вблизи сингулярности.

В настоящей работе исследована роль квадратичных по тензору кривизны добавок к лагранжиану в простейшем случае анизотропного однородного решения I типа. Ввиду громоздкости возникающих уравнений проведено численное интегрирование на ЭВМ для специально выбранных случаев, правильно отражающих качественные особенности системы. В разделе 5 рассмотрена логарифмическая поправка $R_i \ln R$ в изотропном случае и проведено приближенное рассмотрение влияния усредненных плотности энергии и давления, получающихся из квантовой теории, на поведение метрики путем непосредственного изменения уравнений Эйнштейна, без обращения к функции Лагранжа. Выводы можно найти в Заключение.

2. *Модифицированный лагранжиан и основные уравнения гравитационного поля.* Необходимый для вывода уравнений поля лагранжиан с учетом квадратичных по тензору кривизны членов имеет вид [5, 9]

$$L = L_m + L(0) + A (R + BR^2 + CR^{ik}R_{ik}). \quad (1)$$

Здесь L_m — лагранжиан материи, $L(0)$ связан с космологической постоянной и в дальнейшем для простоты будет опущен. Константа $A = -(2\kappa)^{-1}$ (κ — эйнштейновская гравитационная постоянная), скорость света считается повсюду равной единице, константы B, C имеют размерность квадрата длины и, как естественно предполагать, характеризуют те масштабы и времена, на которых становятся существенным изменения эйнштейновского лагранжиана AR . Отметим, что из всех алгебраических независимых квадратичных инвариантов, конструируемых из тензора кривизны, в (1) выписаны лишь те, которые необходимы для вывода уравнений поля. Остальные квадратичные инварианты сводятся к выписанным и (или) дивергентным членам, исчезающим при варьировании [5, 12]. Вместо инвариантов R^2 и $R^{ik}R_{ik}$ можно использовать (что эквивалентно) и другие пары, например,

R^2 и $C^{iklm} C_{iklm}$, где C_{iklm} — тензор конформной кривизны, играющий существенную роль в теории рождения частиц и поляризации вакуума переменным гравитационным полем.

Уравнения гравитационного поля, соответствующие лагранжиану (1), выводятся из принципа наименьшего действия

$$\delta \int L \sqrt{-g} d\Omega = 0$$

и имеют вид [5]

$$\begin{aligned} R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R - B \left[2RR_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R^2 + 2(\delta_i^k g^{lm} - \delta_l^m g^{ki}) R_{;l;m} \right] - \\ - C \left[2R_{il}R^{lk} - \frac{1}{2} \delta_i^k R^{lm}R_{lm} + g^{lm}R_{i;l;m}^k + \frac{1}{2} \delta_i^k g^{lm}R_{;l;m} - \right. \\ \left. - 2g^{km}R_{i;m;l}^l \right] = \kappa T_i^k. \end{aligned} \quad (2)$$

Как и эйнштейновские уравнения поля они содержат в себе уравнения движения [5—7, 9]

$$T_{i;k}^k = 0. \quad (3)$$

Выпишем также свертку уравнений (1)

$$R + \alpha g^{lm}R_{;l;m} = -\kappa T, \quad (4)$$

где $\alpha = 6B + 2C$. Заметим, что α — единственная константа, которая присутствует в изотропном случае. В общем анизотропном случае надо рассматривать обе постоянные B и C .

3. Уравнения поля (1) в простейшей анизотропной метрике. Рассмотрим однородную анизотропную метрику I типа

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) dX^2 - b^2(t) dY^2 - c^2(t) dZ^2. \quad (5)$$

Сразу предположим, что

$$T_{\beta}^{\alpha} = 0, \quad T_0^0 = \varepsilon, \quad T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -p, \quad \alpha \neq \beta. \quad (6)$$

Поэтому ε и p , как это следует из (3), связаны уравнением

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon + p} + \left(\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b} + \frac{\dot{c}}{c} \right) = 0, \quad (7)$$

где точка означает дифференцирование по времени. В наиболее интересном вблизи сингулярности случае $p = \varepsilon/3$ из (7) имеем $\varepsilon \propto (abc)^{-4,3}$.

Вынесем необходимые формулы для Γ'_{ik} , R и т. п. в Приложение I и введем обозначения для «постоянных Хаббла»

$$x = \frac{\dot{a}}{a}, \quad y = \frac{\dot{b}}{b}, \quad z = \frac{\dot{c}}{c}. \quad (8)$$

Тогда получим для $\binom{0}{0}$ компоненты (1):

$$\begin{aligned} & x(y+z) + yz + 2B[2(x+y+z)(\ddot{x} + \ddot{y} + \ddot{z}) - (\dot{x} + \dot{y} + \dot{z})^2 + \\ & + 2(x^2 + 3xy + 3xz + 2yz)\dot{x} + 2(y^2 + 2xz + 3xy + 3yz)\dot{y} + \\ & + 2(z^2 + 2xy + 3xz + 3yz)\dot{z} - (x^4 + y^4 + z^4) - (y-z)^2 x^2 + \\ & + 2(y^2 z + yz^2)\dot{x} - y^2 z^2] + C[(2x+y+z)\ddot{x} + (x+2y+z)\ddot{y} + \\ & + (x+y+2z)\ddot{z} - (x^2 + y^2 + z^2 + \dot{x}\dot{y} + \dot{x}\dot{z} + \dot{y}\dot{z}) + \\ & + 2(x^2 + 2xy + 2xz + yz)\dot{x} + 2(y^2 + 2xy + xz + 2yz)\dot{y} + \\ & + 2(z^2 + xy + 2xz + 2yz)\dot{z} - (x^4 + y^4 + z^4) + (y+z)x^3 - \\ & - (2y^2 + 2z^2 - yz)x^2 + (y^3 + z^3 + y^2 z + yz^2)x + \\ & + y^3 z + yz^3 - 2y^2 z^2] = \kappa \varepsilon \end{aligned} \quad (9)$$

для $\binom{1}{1}$ компоненты:

$$\begin{aligned} & \dot{y}\dot{z} + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 + yz + 2B[2(\ddot{x} + \ddot{y} + \ddot{z}) + 4(x+y+z)\dot{x} + \\ & + 2(x+3y+2z)\ddot{y} + 2(x+2y+3z)\ddot{z} + 3x^2 + 5(y^2 + z^2) + \\ & + 4x(\dot{y} + \dot{z}) + 6y\dot{z} + 2(-x^2 + y^2 + z^2 + xy + xz + 2yz)\dot{x} + \\ & + 2(3y^2 + 2z^2 + xy + xz + 4yz)\dot{y} + 2(2y^3 + 3z^2 + xy + xz + \\ & + 4yz)\dot{z} - x^4 + y^4 + z^4 - 2(y+z)x^3 - (y+z)^2 x^2 + \\ & + 2yz(y^2 + z^2) + 3y^2 z^2] + C[2\ddot{x} + \ddot{y} + \ddot{z} + 4(x+y+z)\dot{x} + \\ & + (x+3y+2z)\ddot{y} + (x+2y+3z)\ddot{z} + \\ & + 3(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 + \dot{x}\dot{y} + \dot{x}\dot{z} + \dot{y}\dot{z}) + (-2x^2 + y^2 + z^2 + 5xy + \\ & + 5xz + 4yz)\dot{x} + (x^2 + 4y^2 + 2z^2 - xy + xz + 4yz)\dot{y} + \\ & + (x^2 + 2y^2 + 4z^2 + xy + 4yz - xz)\dot{z} - x^4 + y^4 + z^4 - (y+z)x^3 + \\ & + yzx^2 - (y^3 + z^3 + y^2 z + yz^2)x + y^3 z + yz^3 + 2y^2 z^2] = -\kappa p, \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения для (2) и (3) компонент получаются из (1) компоненты путем циклической перестановки величин x, y, z , поэтому в целях упрощения выписываться не будут. Легко убедиться, что в изотропном случае ($x = y = z$) вместо двух постоянных B и C получим одну $a = 6B + 2C$ и вместо уравнений (9)—(10) одно уравнение

$$x^2 + a(2xx'' - \dot{x}^2 + 6x''x) = \frac{x}{3}\varepsilon, \quad (11)$$

которое было исследовано в [5]. Заметим, что при $p = \varepsilon/3$ уравнению (11) точно удовлетворяет фридмановское решение $x = (2t)^{-1}$. Аналогично, метрика Казнера есть точное решение системы (9)—(10) в вакууме ($p, \varepsilon \rightarrow 0$). Как и уравнение (11), система (9)—(10) характеризуется важнейшим свойством: ей удовлетворяют решения, обладающие регулярным минимумом в $t=0$. Докажем это, разлагая решение в ряд вблизи $t=0$.

$$a(t) = a_0 + \frac{a_2}{2}t^2 + \frac{a_3}{6}t^3 + \frac{a_4}{24}t^4 + \dots \quad (12)$$

и аналогично для b и c . Для простоты предположим, что минимумы a, b и c достигаются в одной точке $t=0$, хотя это, разумеется, не обязательное требование. Тогда из уравнения (9) получим

$$-2B(a_2 + b_2 + c_2)^2 - C(a_2^2 + b_2^2 + c_2^2 + a_2b_2 + a_2c_2 + b_2c_2) = \varepsilon_0, \quad (13)$$

где ε_0 — значение плотности энергии в $t=0$ и очевидно $\varepsilon_0 \geq 0$. Если B и C порядка квадрата планковской длины, то, как легко видеть, $\varepsilon_0 \approx ht_p^{-4}$, т. е. как раз то значение плотности энергии, которое фигурирует в теории рождения частиц [3, 11]. Уравнения типа (10), содержащие высшие производные, дадут условия для определения a_4, b_4 и c_4 .

4. *Исследование условия регулярного минимума.* Уже беглый взгляд на условие (13) показывает, что решения с регулярным минимумом в $t=0$ возможны. В частном изотропном случае это приводит к жесткому условию на знак постоянной α ($\alpha < 0$), что не позволяет при $t \rightarrow \infty$ сшить регулярное решение с фридмановским [5]. В анизотропном случае мы имеем две постоянные B и C и можно надеяться преодолеть эту трудность. Однако ответ на вопрос о выходе регулярного решения на фридмановское можно дать лишь после исследования условия (13) и численного решения системы (9)—(10), описывающей эволюцию со временем $a(t), b(t), c(t)$ и $\varepsilon(t)$.

Исследуем условие регулярного минимума (13). Для его выполнения необходимо, очевидно, чтобы

$$-2R(a_2 + b_2 + c_2)^2 - C(a_2^2 + b_2^2 + c_2^2 + a_2b_2 + a_2c_2 + b_2c_2) > 0. \quad (14)$$

Потребуем, чтобы это условие выполнялось для любых положительных a_2, b_2, c_2 . Тогда в плоскости (B, C) выделяется определенная область значений B, C , при которых справедливо выписанное неравенство. Поскольку рассматриваемая форма однородна, т. е. от изменения a_2, b_2, c_2 в одинаковое число раз неравенство не меняется, то можно потребовать, чтобы $a_2 + b_2 + c_2 = 1$. Тогда неравенство примет вид

$$-4B > C(a_2^2 + b_2^2 + c_2^2 + 1),$$

откуда имеем

$$\begin{aligned} C > 0 & \quad -\frac{4B}{C} \geq \sup(a_2^2 + b_2^2 + c_2^2 + 1) = 2, \\ C < 0 & \quad -\frac{4B}{C} \leq \inf(a_2^2 + b_2^2 + c_2^2 + 1) = 4/3. \end{aligned} \quad (15)$$

Поэтому искомая область выделяется неравенствами:

$$\begin{aligned} 2B + C &\leq 0, & C > 0, \\ \sigma/2 = 3B + C &\leq 0, & C < 0, \end{aligned}$$

откуда следует, что регулярный минимум возможен только при $\alpha \leq 0$, причем случай $\alpha = 0$ реализуется только при $B > 0, C < 0$.

Таким образом, условие существования регулярного минимума в этом случае (любые положительные a_2, b_2, c_2) практически адекватно изотропному ($\alpha < 0$). Это подтверждает и численное решение уравнений (9)–(10) для $\alpha < 0$ [13]. решение изотропизуется и асимптотически $t \rightarrow \infty$ ведет себя как $\exp(\tau^2/12)$ (см. (19)) [5]. Случай $\alpha = 0$ рассматривается в следующем разделе.

Как показало исследование изотропного случая, для асимптотического выхода на фридмановское решение необходимо $\alpha > 0$. Найдем поэтому такую область положительных значений a_2, b_2, c_2 , удовлетворяющих неравенству (13), для которой $\alpha > 0$ или в нормированном виде $\alpha = (\equiv 2B + 2C) = 1$, т. е. $C = 1/2 - 2B$. Тогда неравенство (14) можно переписать в виде

$$(2B - 1)(a_2^2 + b_2^2 + c_2^2) - (2B + 1)(a_2b_2 + a_2c_2 + b_2c_2) > 0, \quad (16)$$

откуда сразу ясно, что $B > 1/2$ и при очень больших B неравенство справедливо практически для любых a_2, b_2, c_2 . Переходя к новым переменным

$$a_2 = \zeta + \xi, \quad b_2 = \zeta - \xi, \quad c_2 = \eta + p\xi, \quad (17)$$

$$p = \frac{2B + 1}{2B - 1}, \quad 1 < p < \infty, \quad \zeta > 0,$$

получим, что искомая область представляет собой внешнюю часть конуса с вершиной в точке $\zeta = \xi = \eta = 0$, направляющей в виде эллипса с полуосями $(2 + p)^{-1/2}$, 1, удаленного от начала на расстояние $[2(p - 1)]^{-1/2}$

$$(2 + p)\xi^2 + \eta^2 - 2(p - 1)\zeta^2 = 0. \quad (18)$$

Задавшись далее определенными значениями a_2 , b_2 и c_2 из найденной области (при фиксированном B), можно путем численного интегрирования системы (9)—(10) на ЭВМ проследить эволюцию $a(t)$, $b(t)$, $c(t)$ и $\varepsilon(t)$ со временем. Собственно, главный вопрос теперь заключается в следующем: имеют ли эти решения асимптотики определенного вида (казнеровские с пустоте, фридмановскую с веществом)?

5. *Результаты численного интегрирования модифицированных уравнений поля.* Для численного интегрирования необходимо, во-первых, перейти к безразмерным переменным. Поскольку B и C имеют размерность квадрата длины, то удобно обозначить

$$\tau = t/l, \quad B = \beta l^2, \quad C = \gamma l^2, \quad (19)$$

где l — некоторая характерная длина, на которой становится существенным изменение лагранжиана; β , γ — безразмерные числа порядка единицы. Кроме того, всегда можно выбрать масштабные множители метрических коэффициентов таким образом, чтобы

$$\frac{x}{2} p = (abc)^{-4/3}, \quad p = \varepsilon/3. \quad (20)$$

Во-вторых, от системы (9)—(10) перейти к системе уравнений 1-го порядка для величин a , x , $x = x_1$, $x = x_2$ и т. д.

При задании начальных условий для численного интегрирования рассматривались две постановки. В первой изучался ход решений, начинающихся от регулярного минимума в $\tau_0 = 0$

$$a(0) = b(0) = c(0) = 1,$$

$$x(0) = y(0) = z(0) = 0,$$

$$x_1(0) = a_2, \quad y_1(0) = b_2, \quad z_1(0) = c_2, \quad (21)$$

$$x_2(0) = y_2(0) = z_2(0) = 0, \quad \frac{x}{2} p = (abc)^{-4/3}.$$

Во второй постановке рассматривался обратный ($\tau \rightarrow 0$) ход решений от казнеровского решения с показателями $(-1/3, 2/3, 2/3)$, заданного в $\tau_1 = 10$ и „возмущенного“ на $\delta \simeq 10^{-3}$ ($x = x_{\text{кан}}(1 + \delta)$ и т. д.).

$$\begin{aligned} a(\tau_1) &= \tau_1^{-1/3}, & b(\tau_1) &= c(\tau_1) = \tau_1^{2/3}, \\ x(\tau_1) &= -(3\tau_1)^{-1}, & y(\tau_1) &= z(\tau_1) = 2(3\tau_1)^{-1}, \\ x_1(\tau_1) &= (3\tau_1^2)^{-1}, & y_1(\tau_1) &= z_1(\tau_1) = -2(3\tau_1^2)^{-1} \\ x_2(\tau_1) &= -2(3\tau_1^3)^{-1}, & y_2(\tau_1) &= z_2(\tau_1) = 4(3\tau_1^3)^{-1}, & p &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Рассмотрим прежде всего случай $\alpha=0$ для любых положительных a_2, b_2, c_2 . Для численного расчета можно положить тогда*)

$$\beta = 1, \quad \gamma = -3. \quad (23)$$

Это особый случай, не имеющий аналога в изотропной ситуации**). Дело в том, что при $\alpha=0$ отличен от нуля только квадратичный инвариант тензора конформной кривизны, обращающийся в нуль в изотропном пространстве [5, 14]

$$C^{iklm} C_{iklm} = R^{iklm} R_{iklm} - 2R^{ik} R_{ik} + \frac{1}{3} R^2. \quad (24)$$

Вариация его равна

$$\delta \int C^{iklm} C_{iklm} \sqrt{-g} d\Omega = \delta \int 2 \left(R^{ik} R_{ik} - \frac{1}{3} R^2 \right) \sqrt{-g} d\Omega. \quad (25)$$

Любопытно отметить, что свернутое уравнение поля (4) при $\alpha=0$ совпадает с эйнштейновским уравнением.

Переходя к новым переменным

$$x, \quad u = x - y, \quad v = x - z, \quad (26)$$

взяв линейную комбинацию уравнений (10) $\frac{1}{3} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 2 \\ 2 \end{pmatrix} \right]$, $\frac{1}{3} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} \right]$ и уравнение $\dot{R} = 0$, получим систему из 10 уравнений

*) В работе [13] рассчитан также вариант $\beta=-1, \gamma=3, (\alpha=0)$, когда регулярный минимум отсутствует.

**) Другим вырожденным случаем является $C=0$, когда добавка к лагранжиану сводится к $B R^2$.

$$\begin{aligned} \dot{a} &= ax, & \dot{x} &= \frac{1}{3} [u_1 + v_1 - 6x^2 + 4x(u + v) - u^2 - v^2 - uv], \\ & & \dot{b} &= b(x - u), & \dot{u} &= u_1, & \dot{u}_1 &= u_2, \\ \dot{u}_2 &= \frac{1}{3} [(-11x^2 + 9u^2 + 3v^2 + 6xu + 8xv - 9uv - 1)u_1 + \\ &+ (x^2 - 3u^2 - xv + 6uv)v_1 + 6(u + v - 3x)u_2 + 2(x^3 - y^4) - \\ &- 2x^3(2y + z) - 2x^2(z^2 + 2yz) + 2x(2y^3 + z^3) + 6xy^2z + \\ &+ 2(y^3z - yz^3) + 2y^2z^2 - 3xu + u^2 + uv + (x^2 + u^2 - 3xu - \\ &- xv + uv) \cdot (-6x^2 + 4xu + 4xv - u^2 - v^2 - uv)] \end{aligned} \quad (27)$$

и аналогичные 4 уравнения с заменой $b \rightarrow c$ и $u \rightarrow v$.

Задача была просчитана с начальными условиями (21) и (22). При выходе из регулярного минимума решение начинает монотонно и резко расти так, что уже при $\tau = 3.2$, $x = a/a = 7.7$, $u = v = 16.0$ (рис. 1), и счет был прекращен. Таким образом, выхода на степенные асимптотики нет.

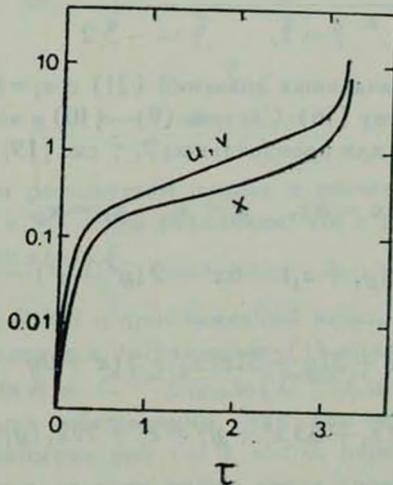


Рис. 1.

При обратном ходе от $\tau_1 = 10$ к $\tau = 0$ постоянная Хаббла $x = \dot{a}/a$ и разности $u = \dot{a}/a - \dot{b}/b$, $v = \dot{a}/a - \dot{c}/c$ убывают монотонно и при $\tau = 0$

$$x = -0.28, \quad u = -3.0, \quad v = -0.55.$$

Таким образом, решение сингулярно не при $\tau = 0^*$, причем закон подхода к

* Решение с минимумом типа $a = a_0 - |a_1|\tau + 1/2(a_2\tau^2) + \dots$ требует обращения x в нуль при $\tau = (|a_1|/a_2) > 0$.

сингулярности сильнее, чем казнеровский, хотя характер подобен (по оси X расширение, по осям Y, Z — сжатие), т. е. происходит сжатие в «нить» (рис. 2).

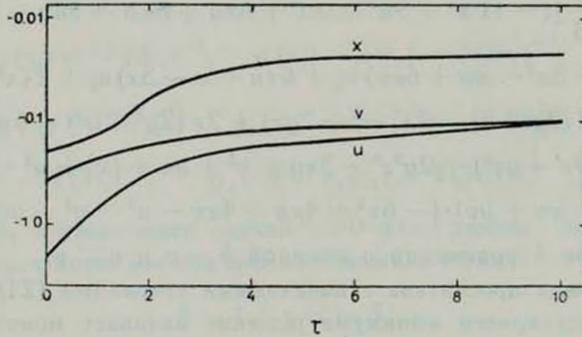


Рис. 2.

Рассмотрим теперь случай $\alpha = 1$, положив

$$\beta = 1, \quad \gamma = -5/2 \quad (28)$$

и выбрав в качестве начальных значений (21) с $a_2 = 1, b_2 = c_2 = 0.1$, удовлетворяющими неравенству (16). Системе (9) — (10) в этом случае можно придать вид (вид системы для произвольных β, γ см. [13])

$$a = ax, \quad x = x_1, \quad x_1 = x_2,$$

$$\begin{aligned} \dot{x}_2 = & \frac{1}{10} [-6x_1 - 2(y_1 + z_1) - 6x_1^2 - 2(y_1^2 + z_1^2) - 3x_1(y_1 + z_1) + y_1z_1] - \\ & - \frac{1}{20} [(58x_1 + 31y_1 + 31z_1)x_2 + 3(x_1 + 2y_1 - 3z_1)y_2 + \\ & + 3(x_1 - 3y_1 + 2z_1)z_2 + 33x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 + 29x_1(y_1 + z_1) - 3y_1z_1] - \\ & - \frac{1}{10} [(11x_1^2 + 46x_1(y_1 + z_1) + 11y_1z_1)x_2 + (16x_1^2 + 7y_1^2 - 6z_1^2 - 14x_1y_1 - \\ & - 3x_1z_1 - 12y_1z_1)y_2 + (16x_1^2 - 6y_1^2 + 7z_1^2 - 3x_1y_1 - 14x_1z_1 - 12y_1z_1)z_2] - \\ & - \frac{1}{20} [-7x_1^4 + y_1^4 + z_1^4 + 27x_1^3(y_1 + z_1) - x_1^2(2y_1^2 + 2z_1^2 - 43y_1z_1) - \\ & - (5y_1^3 + 5z_1^3 + 29(y_1^2z_1 + y_1z_1^2))x_2 + 3y_1z_1(y_1^2 + z_1^2) - 26y_1^2z_1^2] - p. \end{aligned} \quad (29)$$

Остальные уравнения получаются отсюда круговой перестановкой.

Вид решения для начальных условий (21) с $a_2=1$, $b_2=c_2=0.1$ показан на рис. 3. С ростом τ постоянные Хаббла x , y , z растут и происходит сжатие в «нить», ориентированную вдоль оси X . Выхода на степенные асимптотики нет. При больших τ решение ведет себя резче, чем $\exp(\text{const} \times \tau^2)$, т. е. имеется неустойчивость «взрывного» типа.

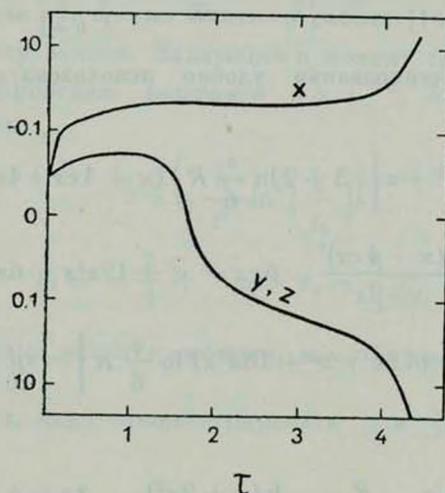


Рис. 3.

К аналогичным результатам привел и расчет с начальными условиями (21) $a_2=b_2=1$, $c_2=7$ с тем различием, что с ростом τ происходит коллапс в «нить» с осью вдоль Z .

6. *Лагранжиан $R^2 \ln R$ и приближенный нелагранжев подход.* В квантовой теории в дополнение к лагранжиану (1) появляются и члены с логарифмами вида $R^2 \ln R$ и $C^{iklm} C_{iklm} \ln(C^{iklm} C_{iklm})$. Введение такого рода членов выглядит обещающим, так как можно надеяться, выходя из регулярного минимума при $\tau=0$, $\alpha < 0$, перейти при $\tau \rightarrow \infty$ к фридмановскому решению за счет смены знака логарифма, что эффективно соответствует смене знака α . Во избежание громоздких расчетов мы рассмотрим изотропный случай с лагранжианом

$$L = -\frac{1}{2\kappa} \left(R + \frac{\alpha}{6} R^2 \ln \frac{\alpha}{6} R \right). \quad (30)$$

Уравнения поля в этом случае имеют вид:

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R - \frac{\alpha}{6} \left[\left(1 + 2 \ln \frac{\alpha}{6} R \right) R R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R^2 \ln \frac{\alpha}{6} R + \right. \\ \left. + (\delta_i^k g^{lm} - \delta_l^i g^{km}) \left(\frac{\partial R^2 \ln \frac{\alpha}{6} R}{\partial R} \right)_{, l m} \right] = x T_i^k. \quad (31)$$

Для численного интегрирования удобно использовать (1) компоненту этих уравнений

$$2\ddot{x} + 3x^2 + \alpha \left[\left(3 + 2 \ln \frac{\alpha}{6} R \right) (\ddot{x} + 4x\dot{x} + 4x^2) + \right. \\ \left. + 2 \frac{(\dot{x} + 4x\dot{x})^2}{x + 2x^2} + 6x\ddot{x} - \dot{x}^2 + 19x^2\dot{x} - 6x^4 + \right. \\ \left. + (4x\dot{x} + \dot{x}^2 + 18x^2\dot{x}) \ln \frac{\alpha}{6} R \right] = x p, \quad (32)$$

где

$$x = a/\alpha, \quad R = -6(x + 2x^2), \quad xp = a^{-4}.$$

Уравнение (32) было просчитано с начальными данными, соответствующими регулярному минимуму

$$\tau_0 = 0, \quad \alpha(0) = 1, \quad x(0) = 0, \quad \dot{x}(0) = 1, \quad \ddot{x}(0) = 0; \quad 1. \quad (33)$$

Решение монотонно нарастает и асимптотически при больших τ не дает степенной зависимости $\alpha(t)$. Конкретно, при $\tau = 10$

$$\ddot{x}(0) = 0: \quad \alpha = 1.1 \cdot 10^9, \quad \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = 5.67, \quad \frac{\ddot{\alpha}}{\alpha} = 34.0, \quad \frac{\dddot{\alpha}}{\alpha} = 208,$$

$$\ddot{x}(0) = 1: \quad \alpha = 4.93 \cdot 10^{11}, \quad \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = 8.24, \quad \frac{\ddot{\alpha}}{\alpha} = 71.4, \quad \frac{\dddot{\alpha}}{\alpha} = 2.3 \cdot 10^3.$$

Заметим, что для степенной асимптотики $x = a/\alpha \sim \tau^{-1}$ должен убывать и $x = \text{const}$ для экспоненциальной асимптотики $\alpha \sim e^\tau$. Получающееся решение ведет себя еще резче. Таким образом, выхода на фридмановское решение не происходит.

Рассмотрим здесь же и другой подход к модификации уравнений Эйнштейна вблизи космологической сингулярности. Как уже отмечалось, квадратичные добавки к лагранжиану с точки зрения квантовой теории учи-

тывают лишь поляризацию вакуума, но не рождение частиц. Можно приближенно учесть и вклад рождения частиц, отказавшись от лагранжевой формулировки и прямо добавляя в правые части уравнений Эйнштейна усредненные $\langle T_i^k \rangle$, получающиеся из квантовой теории. Усредненные локализованные $\varepsilon = \langle T_0^0 \rangle$ и $p_\alpha = -\langle T_\alpha^\alpha \rangle$ для простейшей анизотропной метрики (5) можно найти в работе [14]. Рассмотрим следующую постановку задачи. Задавшись в момент $t_0 = 10 t_p$ ($t_p = \sqrt{G\hbar}$) простейшим казнеровским решением $a \propto t^{-1.3}$, $b = c \propto t^{2.3}$, включаем квантовые добавки

$$\varepsilon = \varphi_0 \frac{\hbar}{t^4} \ln^\delta \left(\frac{t}{t_0} \right),$$

$$p_1 = -\frac{7}{3} \varepsilon, \quad p_2 = p_3 = \frac{5}{3} \varepsilon$$
(34)

(φ_0 , δ — безразмерные числа) и смотрим, как они изменяют казнеровское решение при $t \rightarrow 0$.

Таким образом, надо проинтегрировать (1) и (2) уравнения Эйнштейна

$$\frac{\ddot{a}}{a} + 2 \frac{\ddot{a}\dot{b}}{ab} = \varepsilon p_1,$$

$$\frac{\ddot{b}}{b} + \frac{\dot{b}^2}{b^2} + \frac{\dot{a}\dot{b}}{ab} = \varepsilon p_2$$
(35)

и, кроме того, можно вычислить получающуюся плотность энергии, используя (0) компоненту

$$\tilde{\varepsilon} = -\frac{1}{x} \left(\frac{\dot{a}}{a} + 2 \frac{\dot{b}}{b} \right).$$
(36)

Расчеты были проведены для

$$\varphi_1 = \frac{7}{3} 8\pi\varphi_0 = 1 \quad (\tau = t/t_p),$$

при $\delta=0$ и $\delta=1$. Результаты представлены на рис. 4, 5. Особенно интересен случай $\varphi_1 = 1$, $\delta = 0$. В области $\tau \simeq 1 \div 2$, где начинают сказываться добавки, расширение по оси X сменяется на сжатие, а сжатие по осям Y, Z на расширение, но так, что $\tilde{\varepsilon}$ начинает убывать. Дальнейшее рассмотрение ($\tilde{\varepsilon} < 0$), конечно, бессмысленно. При $\delta=1$ смены расширения на сжатие (ч

наоборот) не происходит, однако, $\bar{\epsilon}$ также меняет рост на убывание. При таком приближенном подходе, разумеется, невозможно делать какие-либо выводы об устранении сингулярности и т. п., хотя следует отметить в случае $\delta=1$ отсутствие тенденции к изотропизации решения при $\tau \rightarrow 0$.

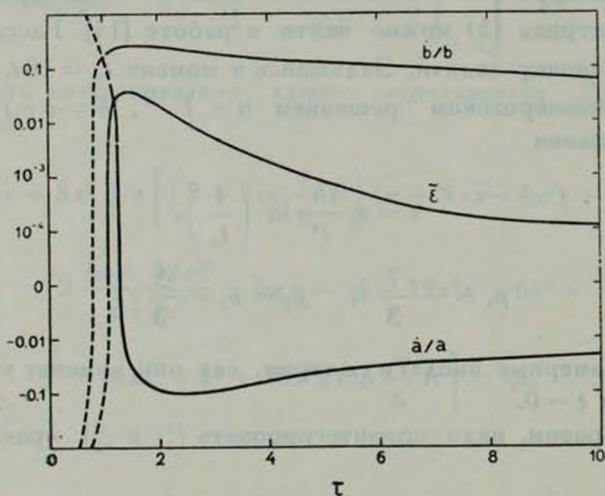


Рис. 4.

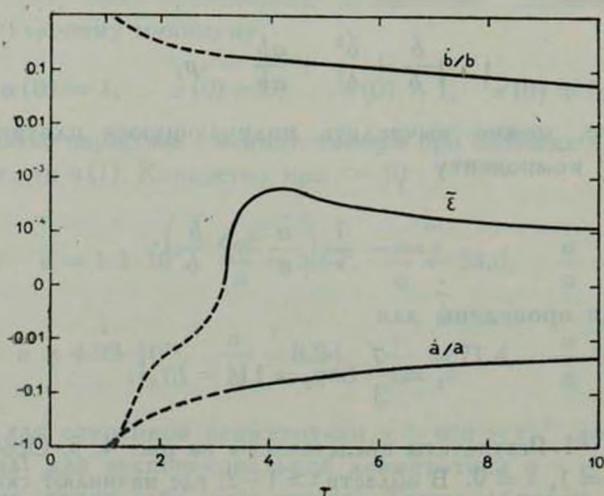


Рис. 5.

6. *Заключение.* Проведенное рассмотрение показывает, что лагранжиан с квадратичными добавками не дает решений, обладающих регулярным минимумом вблизи $t=0$ для всех $\bar{a}(0)$, $\bar{b}(0)$, $\bar{c}(0)$ и имеющих степенные асимп-

тотики при $t \rightarrow \infty$. Ситуация в этом смысле полностью подобна изотропному случаю, хотя в анизотропном варианте мы имеем большие возможности (2 постоянных B и C вместо одной α в изотропном). Однако, как уже отмечалось, квадратичные добавки к лагранжиану гравитационного поля (с учетом и логарифмических членов) это лишь часть той модификации ОТО, которая диктуется квантовой теорией. Они представляют локальные члены, следующие из рассмотрения поляризации вакуума. Остаются неучтенными нелокальные члены и описание эффекта рождения частиц, соответствующего первой вязкости. При этом важно заметить, что включение только вязкости, как показали В. А. Белинский и И. М. Халатников [15], не способно устранить сингулярность и лишь изотропизует сжимающийся мир.

Проведенное в разделе 5 приближенное нелагранжево рассмотрение обратного влияния добавок, усредненным образом учитывающих эффекты рождения частиц и поляризации вакуума, с необходимостью поднимает вопрос о самосогласованном рассмотрении квантовых эффектов и их обратного влияния на метрику вблизи $t=0$.

Благодарю Я. Б. Зельдовича и А. А. Старобинского за полезные замечания и В. И. Турчанинова за консультации.

Приложение 1

Ниже приведены формулы для величин, необходимых при написании уравнений (9)—(10).

$$\begin{aligned} \Gamma_{00}^0 &= \Gamma_{0\alpha}^0 = \Gamma_{00}^{\alpha} = \Gamma_{\beta\gamma}^{\alpha} = 0 \quad (\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3), \\ \Gamma_{01}^1 &= x, \quad \Gamma_{02}^2 = y, \quad \Gamma_{03}^3 = z, \\ P_{\alpha\beta} &= 0, \quad R_{0\alpha} = 0, \quad -R_0^0 = x + y + z + x^2 + y^2 + z^2, \\ -R_1^1 &= x + x^2 + x(y + z), \quad -R_2^2 = y + y^2 + y(x + z), \\ -R_3^3 &= z + z^2 + z(x + y), \\ R &= -2(x + y + z + x^2 + y^2 + z^2 + xy + xz + yz), \\ g^{lm} R_{l,m} &= \bar{R} + (x + y + z) R, \\ g^{lm} R_{0;l,m} &= \bar{R}_0^0 + (x + y + z) \bar{R}_0^0 - 2(x^2 + y^2 + z^2) R_0^0 + \\ &\quad + 2(x^2 R_1^1 + y^2 R_2^2 + z^2 R_3^3), \\ g^{lm} R_{1;l,m} &= \bar{R}_1^1 + (x + y + z) \bar{R}_1^1 + 2x^2 (R_0^0 - R_1^1), \\ g^{lm} R_{1;m;l} &= x \bar{R}_0^0 + (x + 2x^2 + xy + xz) (R_0^0 - R_1^1). \end{aligned}$$

ANISOTROPIC COSMOLOGICAL SOLUTIONS IN THE THEORY WITH QUADRATIC INVARIANTS

A. A. RUZMAIKIN

The modification of GR near the cosmological singularity dictated by the quantum theory can be realized in part by means of the addition of terms quadratic on the curvature tensor to the gravitational field Lagrangian. In such a theory solutions with a regular minimum at $t = 0$ are possible for the common anisotropic case. However, the analysis of the simplest anisotropic metric shows that they have no power asymptotics at large times. Taking into account the logarithmic terms ($R^2 \ln R$) does not change this situation in the isotropic case at least. To solve the question on the possibility of removing the cosmological singularity with the passage to power asymptotics it is necessary to take into account also the effect of particle creation and possibly non-local terms in a self-consistent manner.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. W. Hawking, R. Penrose, Proc. Roy. Soc. London, A314, 538, 1970.
2. В. А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, ЖЭТФ, 62, 1606, 1972.
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
4. А. Д. Сахаров, ДАН СССР, 117, 1, 1967.
5. Т. В. Рузмайкина, А. А. Рузмайкин, ЖЭТФ, 57, 680, 1969.
6. Б. Н. Брейzman, В. Ц. Гурович, В. П. Соколов, ЖЭТФ, 59, 288, 1970.
7. В. Ц. Гурович, ДАН СССР, 195, 1300, 1970.
8. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, А. А. Любушин, ЖЭТФ, 60, 451, 1971.
9. H. Narlai, K. Tomita, Progr. Theor. Phys., 46, 776, 1971.
10. H. Narlai, Progr. Theor. Phys., 51, 613, 1974.
11. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, ЖЭТФ, 61, 2161, 1971.
12. C. Lanczos, Ann. Math., 29, 842, 1938.
13. А. А. Рузмайкин, Препринт ИПМ АН СССР, № 19, 1976.
14. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, сб. «Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц», Наука, М., 1975, стр. 141.
15. В. А. Белинский, И. М. Халатников, ЖЭТФ, 69, 401, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В АДРОННЫХ СИСТЕМАХ

А. И. БУГРИН, А. А. ТРУШЕВСКИЙ

Поступила 22 апреля 1976

В работе показано, что фазовый переход в адронной системе, происходящий при температуре порядка 65 Гэв , приводит к ряду интересных эффектов на ранней стадии эволюции Вселенной. Так, с момента времени $\sim 10^{-12}$ сек размеры Вселенной начинают экспоненциально увеличиваться, плотность энергии остается постоянной, а давление становится отрицательным. В результате происходит рождение вещества по всему объему. В дальнейшем при $t \sim 10^{-9}$ сек, вследствие отрицательного давления происходит конденсация адронной материи в отдельные гигантские по размерам капли, которые, возможно, служат основой для развития наблюдаемой неоднородности Вселенной.

Введение. Согласно модели горячей Вселенной при температурах, выше энергии покоя нуклонов, плотностях, больше ядерной, характер и скорость расширения Вселенной определяются свойствами адронной материи. В настоящее время не существует последовательной теории взаимодействия адронов и еще меньше изучены термодинамические свойства адронных систем.

Ортодоксальная точка зрения заключается в том, что все системы ультрарелятивистских частиц описываются уравнением состояния $P = \epsilon/3$ идеального фогонного газа.

Нам кажется, что более обоснована противоположная точка зрения, состоящая в том, что при очень больших плотностях и температурах сильное взаимодействие будет играть определяющую роль в термодинамике адронной материи. Такой вывод подтверждается конкретными вычислениями термодинамических характеристик адронных систем [1, 2]. Эти расчеты проводились в рамках S -матричной формулировки статистической механики [3] с использованием модели полюсов Редже для амплитуды рассеяния адронов.

Оказалось, что при $T \rightarrow \infty$ в уравнении состояния $P(T)$ преобладающим становится член, пропорциональный T^6 , который соответствует взаимодействию адронов, обусловленному обменом полюсом Померанчука. При этом уравнение состояния принимает вид $P = \epsilon/5$ в отличие от идеального газа $P = \epsilon/3$.

К более интересному эффекту приводит учет траекторий Редже с интерцептом $\alpha_0 \approx 1/2$. Взаимодействие, обусловленное обменом такими реджеонами, дает отрицательный вклад в уравнение состояния, которое принимает вид [2]

$$P = AT^6 - BT^5 + CT^4. \quad (1)$$

Ясно, что при определенных соотношениях между параметрами A, B, C в системе с таким уравнением состояния может происходить фазовый переход. Температура фазового перехода T_Φ зависит от параметров полюсов Редже и по нашим оценкам имеет значение ≈ 65 Гэв.

В данной работе мы рассматриваем следствия, к которым может привести такой фазовый переход в эволюции Вселенной на ранних стадиях ее развития.

1. Уравнение состояния системы взаимодействующих адронов. В работе [3] предлагалось рассматривать в качестве обобщения на релятивистский случай следующее представление для термодинамического потенциала $\Omega = -PV$ системы взаимодействующих частиц

$$\beta(\Omega - \Omega_0) = \begin{array}{c} \diagup \diagdown \\ \circ \\ \diagdown \diagup \end{array} + \begin{array}{c} \diagdown \diagup \\ \circ \\ \diagup \diagdown \end{array} + \dots = \\ = (4\pi i)^{-1} \sum_{N=2}^{\infty} \int_{N_m}^{\infty} dE \exp -e^{-\beta E} \left(Tr_N A S^{-1} \frac{\partial}{\partial E} S \right)_c, \quad (2)$$

где Ω_0 — термодинамический потенциал идеального газа, $\beta = 1/T$ — обратная температура, S — матрица рассеяния, A — обменный оператор, индекс «с» означает, что учитываются лишь связанные диаграммы.

В работе [2] рассматривалась зарядово-симметричная нуклон-антинуклонная система при релятивистских температурах $T \gg m$. Поскольку в таких условиях допускается рождение произвольного числа частиц, которое определяется из условия термодинамического равновесия, то химический потенциал такой системы равен нулю. В ряду (2) были отсуммированы члены, соответствующие процессам (рис. 1), в которых собственно сильное взаимодействие определяется амплитудой рассеяния $2 \rightarrow 2$, а многочастичное взаимодействие имеет обменный характер. В системе $N\bar{N}$ возможны десять каналов реакции $2 \rightarrow 2$, где начальные состояния совпадают с конечными

$$\begin{array}{ll}
 pp \rightarrow pp & \bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{p} \\
 nn \rightarrow nn & \bar{n}\bar{n} \rightarrow \bar{n}\bar{n} \\
 pn \rightarrow pn & \bar{p}\bar{n} \rightarrow \bar{p}\bar{n} \\
 \bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{p} & p\bar{n} \rightarrow p\bar{n} \\
 \bar{n}\bar{n} \rightarrow \bar{n}\bar{n} & n\bar{p} \rightarrow n\bar{p}
 \end{array} \quad (3)$$

Можно показать [1], что при высоких температурах основной вклад в интегралы (2) дает область больших E . Поэтому для амплитуды рассеяния можно использовать модель полюсов Редже. При высоких энергиях мы учитываем кроме померонного вклада также обмен полюсами Редже :

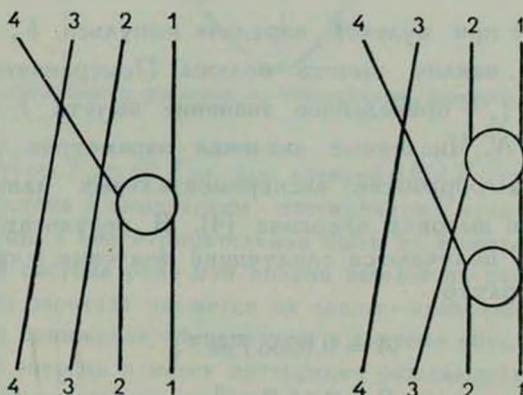


Рис. 1. Связные диаграммы, в которых собственно сильное взаимодействие является двухчастичным.

интерсептом $\alpha = 1/2$, т. е. f , ω , ρ и A_2 . Из эксперимента следует, что вклад полюсов ρ и A_2 , имеющих изотопический спин $I=1$, примерно на порядок меньше, вклада полюсов f , ω с $I=0$. Таким образом, все десять амплитуд реакций (3) можно выразить через три реджевские амплитуды

$$A_{nn} = A_{pp} = A_{\bar{p}\bar{p}} = A_{\bar{n}\bar{n}} = A_{pn} = A_{\bar{p}n} = A_p + A_f + A_{\omega}, \quad (4)$$

$$A_{\bar{p}\bar{p}} = A_{\bar{n}\bar{n}} = A_{p\bar{n}} = A_{n\bar{p}} = A_p + A_f - A_{\omega}. \quad (5)$$

Группа амплитуд (4) отличается от (5) только знаком перед вкладом ω -траектории вследствие отрицательной C -четности ω -мезона.

Проделанные вычисления показали [2], что давление в рассматриваемой системе представляется в виде (1), причем коэффициенты A , B , и C

выражаются через параметры P и f — ω -полюсов Редже* и являются медленно меняющимися функциями T .

$$A = \frac{10 \gamma_P \alpha'_P}{8(2\pi)^4 (b_P + 2\alpha'_P \ln T)^2};$$

$$B = \frac{9\gamma_f \gamma_P}{8(2\pi)^4} \left\{ 1 + \frac{2[b_f - b_P + \alpha'_f - \alpha'_P + 2(\alpha'_f - \alpha'_P) \ln T]}{b_f + b_P + 2(\alpha'_P + \alpha'_f) \ln T} \right\} \times$$

$$\times \frac{1}{b_f + b_P + 2(\alpha'_P + \alpha'_f) \ln T},$$

$$C = \frac{7\pi^2}{90}.$$

Здесь γ_P — вычет при нулевой передаче импульса, b_P — приведенный логарифмический наклон вычета полюса Померанчука, α_P — наклон P -траектории; γ_f — приведенное значение вычета f — ω -полюса для реакции $NN \rightarrow NN$. Численные значения параметров γ_P , b_P , α_P и γ_f определяются из обработки экспериментальных данных по pp - и pp -рассеянию при высоких энергиях [4]. В результате для коэффициентов A , B , C получаются следующие значения в области рассматриваемых температур:

$$A = 0.0266 \text{ Гэв}^{-2},$$

$$B = 2.15 \text{ Гэв}^{-1},$$

$$C = 0.77.$$

Возвращаясь к уравнению состояния (1), отметим две характерные его черты. Во-первых, из него следует, что при высоких температурах давление в системе значительно превосходит давление идеального газа ультрарелятивистских частиц, т. е. при высоких температурах сильное взаимодействие проявляется в виде отталкивания. И, во-вторых, при снижении температуры давление быстро падает и может становиться отрицательным. Анализ показывает, что причиной этого является f — ω -обмен, который приводит при некоторых температурах к эффективному притяжению в системе адронов. Явление притяжения носит не случайный характер и, как показано в [2], имеет место в различных адронных системах и при различ-

* Используется система единиц $c = \hbar = 1$. За единицу принята энергия 1 Гэв. Переход к обычной системе единиц осуществляется с помощью переводных коэффициентов: $1 \text{ см} = 0.5 \cdot 10^{14} \text{ Гэв}^{-1}$, $1 \text{ сек} = 0.152 \cdot 10^{25} \text{ Гэв}^{-1}$, $1 \text{ г} = 5.6 \cdot 10^{23} \text{ Гэв}$.

ных допущениях относительно реджевской параметризации амплитуд рассеяния.

На рис. 2 изображена кривая $P=P(T)$, соответствующая уравнению (1). Давление обращается в нуль при температуре $T_p \approx 80$ Гэв и при последующем охлаждении становится отрицательным. Система с отрицательным давлением метастабильна. Ее дальнейшее охлаждение возможно

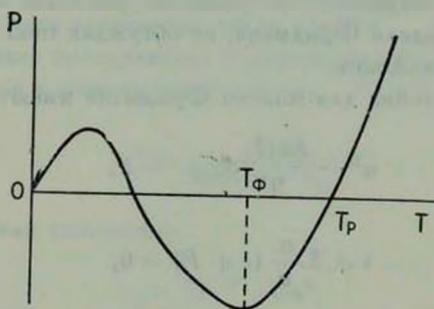


Рис. 2. График зависимости давления от температуры, соответствующий уравнению состояния (1).

лишь до температуры $T_\phi \approx 65$ Гэв, при которой $\partial P/\partial T$ становится отрицательной, ибо в системе с химическим потенциалом нуль $\partial P/\partial T = \varepsilon$ есть плотность энтропии, а она отрицательной быть не может. Поэтому вследствие флуктуаций система рано или поздно выйдет из равновесия и в результате фазового перехода окажется на левом — «холодном» участке кривой $P(T)$. Резкое понижение температуры в системе обусловлено перекачкой кинетической энергии в массу интенсивно рождающихся частиц.

Отметим одну характерную особенность систем с химическим потенциалом $\mu = 0$. Из-за того, что в таких системах всего лишь одна независимая термодинамическая переменная, например, температура, две разные фазы — «горячая» и «холодная» — не могут сосуществовать в равновесии.

Плотность энергии в системе с $\mu=0$ есть

$$\varepsilon = T \frac{\partial P}{\partial T} - P \quad (6)$$

и в нашем случае

$$\varepsilon(T) = 5AT^6 - 4BT^5 + 3CT^4.$$

Это означает, что плотность энергии в горячей фазе не может быть меньше

$$\varepsilon_\phi = \varepsilon(T_\phi) \approx 5.6 \cdot 10^{51} \text{ Гэв/см}^3, \quad (7)$$

чему соответствует плотность массы

$$\rho \approx 10^{26} \text{ г/см}^3.$$

Заметим, что холодная ветвь $P(T)$ находится в области температур ~ 0.1 Гэв, где приближение, использованное при получении уравнения (1) перестает быть справедливым, поэтому нельзя считать, что данное уравнение описывает эту область более, чем качественно.

2. Модель Фридмана с уравнением состояния $P = AT^s - BT^3 + CT^6$. Представим теперь, что реальная система частиц описывается уравнением состояния (1) и используем его при решении уравнения Эйнштейна в однородной изотропной модели Фридмана, не обсуждая пока вопрос о справедливости этого предположения.

Уравнения Эйнштейна для модели Фридмана имеют вид [5]:

$$\dot{a}^2 - \frac{8\pi G}{3} \varepsilon a^2 = -k, \quad (8)$$

$$\dot{\varepsilon} + 3 \frac{\dot{a}}{a} (\varepsilon + P) = 0, \quad (9)$$

где $k=0$ соответствует плоскому миру, $k=1$ — замкнутому, а $k=-1$ — открытому; в случае $k=\pm 1$, k/a^2 есть радиус кривизны пространства, а в случае плоского мира a — масштабный фактор, G — гравитационная постоянная, равная в наших единицах $6.8 \cdot 10^{-39}$ Гэв $^{-2}$, точка означает производную по времени. Система уравнений (8), (9) преобразуется к виду:

$$t = \int \frac{da}{\sqrt{g\varepsilon a^2 - k}}, \quad (10)$$

$$3 \ln a = - \int \frac{d\varepsilon}{P + \varepsilon}, \quad (11)$$

где

$$g = \frac{8\pi}{3} G = 5.7 \cdot 10^{-38} \text{ Гэв}^{-2}.$$

С учетом (6) уравнение (11) интегрируется

$$a^3 = \frac{\chi^3}{P'}, \quad (12)$$

где

$$\chi^3 = \text{const}, \quad P' \equiv \partial P / \partial T.$$

Так как $P' = s$ — плотность энтропии, то (12) отражает просто факт сохранения энтропии, что и было заложено в системе уравнений (8), (9). Подставляя (12) в интеграл (10), преобразуем его к виду

$$t = \frac{1}{3} \int_T^{\infty} \frac{P'' dT}{P' V g^{\pm}(T) - kx^{-2} (P')^{2/3}}, \quad (13)$$

который определяет зависимость температуры адронной материи от времени с начала расширения.

Покажем, что вторым слагаемым под квадратным корнем в (13) можно пренебречь. Для этого оценим константу $x^2 = a^2 s^{2/3}$, используя сегодняшние данные о кривизне пространства и плотности энтропии. Используя известную формулу для кривизны пространства

$$a^2 = \frac{3}{8\pi G |\rho - \rho_k|},$$

где ρ_k — критическая плотность

$$\rho_k \simeq 10^{-29} \text{ г/см}^3,$$

находим для открытого мира

$$a^2 > \frac{3}{8\pi G \rho_k} \simeq 10^{56} \text{ см}^2.$$

В замкнутом мире ограничение на ρ можно получить из условия, чтобы возраст Земли не превосходил возраст Вселенной [5]

$$\rho < 8 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3,$$

в этом случае

$$a^2 > \frac{3}{64\pi G \rho_k} \simeq 10^{55} \text{ см}^2.$$

В настоящий момент плотность энтропии только реликтовых γ -квантов без учета других форм материи составляет [6] примерно $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Из этих оценок следует, что

$$x^{-2} < [10^{55} (2 \cdot 10^3)^{2/3}]^{-1} \simeq 6 \cdot 10^{-58} \ll g = 5.7 \cdot 10^{-38}.$$

В результате уравнение (13) преобразуется к виду, который имеет место в плоском мире

$$t = \frac{1}{3} \int_T^{\infty} \frac{P'' dT}{P' V g^{\pm}(T)}. \quad (14)$$

На рис. 3 приведен результат численного расчета интеграла (14) и построе-

на зависимость $T(t)$. Из рисунка видно, что при $t \approx 10^{-12}$ сек температура адронной материи практически достигает своего нижнего предела,

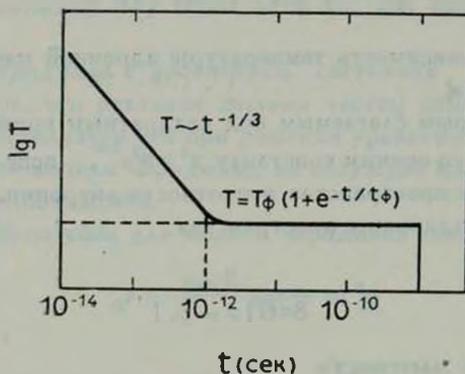


Рис. 3. Зависимость температуры от времени до фазового перехода во Вселенной.

возможного в горячей фазе, и далее остается постоянной со временем. Тот же вывод справедлив и по отношению к поведению $\varepsilon(T)$, качественный график которого изображен на рис. 4.

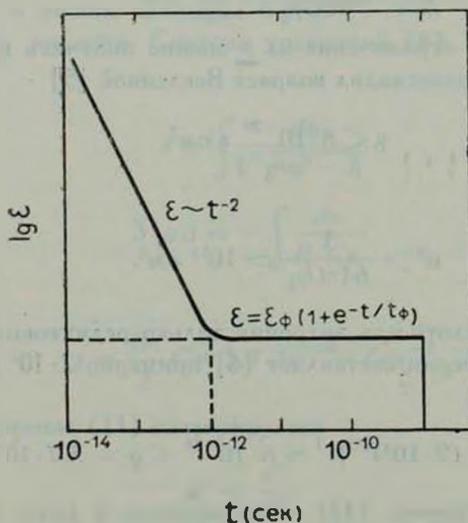


Рис. 4. Временная зависимость плотности энергии во Вселенной до фазового перехода.

Интеграл (14) берется, однако мы не выписываем явное выражение, так как оно слишком громоздко. Между тем в различных предельных случаях интеграл (14) имеет простой вид. Так, при $T \rightarrow \infty$, удерживая главные члены для P' , P'' и ε , легко получить

$$t \simeq \frac{k_T}{3} T^{-3}, \quad T \sim t^{-1/3},$$

где

$$k_T = \frac{5}{3\sqrt{5}Ag} \simeq 10^{19} \text{ Гэв}^2.$$

Подынтегральное выражение в (14) имеет полюс из-за обращения в нуль P' при $T = T_\Phi$, поэтому при $T \rightarrow T_\Phi$

$$t \simeq \frac{k_T}{T_\Phi^3} \ln \frac{T}{T - T_\Phi}. \quad (15)$$

Нетрудно получить простую интерполяционную формулу, довольно точно воспроизводящую выражение (14) во всей области $T \geq T_\Phi$.

$$t \simeq k_T \int_{T_\Phi}^{\infty} \frac{dT}{T^3(T - T_\Phi)} = \frac{k_T}{T_\Phi^3} \left[\ln \frac{T}{T - T_\Phi} - \frac{T_\Phi}{T} - \frac{1}{2} \left(\frac{T_\Phi}{T} \right)^2 \right].$$

Из (15) следует, что при $T \rightarrow T_\Phi$

$$\Delta T \equiv T - T_\Phi \simeq T_\Phi e^{-t/t_\Phi}, \quad (16)$$

где

$$t_\Phi = \frac{k_T}{T_\Phi^3} \simeq 6 \cdot 10^{13} \text{ Гэв}^{-1} \simeq 4 \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

Аналогично получаем с помощью (7) выражение для кривизны

$$a^3 \simeq \frac{x^3}{6T_\Phi^4(T - T_\Phi)} = \frac{x^3}{6T_\Phi^5} e^{t/t_\Phi}. \quad (17)$$

Вычислим световой горизонт в рассматриваемой модели Вселенной. Сопутствующая координата горизонта r дается интегралом [5]

$$r = \int_0^t \frac{dt}{a(t)},$$

который с учетом (12) и (13) приводится к виду

$$r = \frac{c}{3} \int_{T_\Phi}^{\infty} \frac{P''(P')^{-2/3} dT}{\sqrt{g_\pm(T) - kx^{-2}(P')^{-2/3}}}. \quad (18)$$

Из (18) легко заметить одну закономерность в поведении координаты горизонта. Интеграл сходится на верхнем, а также на нижнем пределе вплоть до $T = T_\Phi$. Следовательно, сопутствующая координата также стремится к определенному значению $r = r_\Phi$, которое не зависит от t . При T , близких к T_Φ , из (18) приближенно находим

$$r \simeq \frac{k_T}{3} \int_{T_\Phi}^{\infty} \frac{dT}{T^{5/3} (T - T_\Phi)^{2/3}} \simeq \frac{k_T}{\kappa T_\Phi^{4/3}} 3 \left(\Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \right)^2 / \Gamma\left(\frac{5}{3}\right), \quad (19)$$

$$r_\Phi \simeq \frac{3\kappa k_T}{\kappa T_\Phi^{4/3}}.$$

Отсюда для радиуса светового горизонта получаем

$$R = ra(t) \simeq \frac{3k_T}{\kappa T_\Phi^{4/3}} e^{t/3t_\Phi} = \left(\frac{9}{2}\right)^{1/3} t_\Phi e^{t/3t_\Phi}. \quad (20)$$

Масса, заключенная под световым горизонтом, также растет экспоненциально со временем, поскольку плотность энергии при $T \simeq T_\Phi$ постоянна. Вследствие большого значения энтропии эффектами кривизны можно пренебречь, и для причинно-связанной массы имеем

$$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \varepsilon_\Phi = 4.5 \varepsilon_\Phi t_\Phi^3 e^{t/t_\Phi}. \quad (21)$$

3. *Фазовый переход в адронной эре.* Формулы (16)—(21) отображают характер расширения Вселенной, когда температура приближается к критическому значению T_Φ . На первых этапах расширения температура падает по закону $T \sim t^{-1/3}$, а затем, начиная с момента времени $t = t_\Phi \simeq 10^{-12}$ сек экспоненциально быстро стремится к своему предельному значению $T = T_\Phi \simeq 65$ Гэв. Радиус Вселенной $a(t)$ (или масштабный фактор—для открытого мира) сначала растет по закону $a \sim t^{5/9}$, соответствующему уравнению состояния $P = \varepsilon/5$, а затем по мере уменьшения давления растет все быстрее и быстрее и, наконец, при $t = t_\Phi$ начинает расти по экспоненциальному закону (17) (см. рис. 5). Сопутствующая безразмерная координата светового горизонта в это время стремится к предельному значению r_Φ , плотность энергии также стремится к пределу ε_Φ . Световой горизонт растет экспоненциально быстро, и объем и масса, заключенные в нем, увеличиваются по этому же закону.

Итак, плотность энергии остается постоянной, а радиус Вселенной быстро растет. Очевидным следствием этого является рождение вещества из вакуума за счет энергии гравитационного поля.

Согласно уравнению состояния (1) давление к моменту времени t_0 падает до нуля и затем становится отрицательным. Известно, что давление обладает гравитационным эффектом. Поэтому качественно понятно, почему отрицательное давление приводит к крайне быстрому расширению.

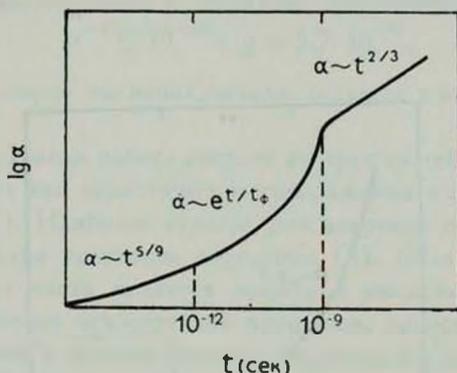


Рис. 5. Зависимость радиуса Вселенной (масштабного фактора) от времени.

В идеальном случае такое расширение Вселенной может продолжаться бесконечно. Однако, в силу каких-либо флуктуаций система выйдет из метастабильного состояния и начнется лавинообразный переход в холодную фазу. Даже качественный расчет такого неравновесного процесса представляется очень сложной задачей. Поэтому относительно дальнейшей эволюции системы можно пока только высказывать более или менее правдоподобные догадки.

Вследствие отрицательного давления, вероятно, произойдет распад системы на капли. В момент разрыва Вселенная расширяется очень быстро, поэтому расстояния между каплями могут оказаться значительными. И хотя капли будут в дальнейшем расширяться, но начальные расстояния могут быть достаточными для сохранения и развития неоднородности Вселенной, которая и наблюдается в настоящее время.

Температура капель значительно ниже той, что была до распада, но все же достаточно высока — порядка 0.3 Гэв. Как уже отмечалось, понижение температуры сопровождается рождением нейтральных частиц, либо пар частиц-античастиц. Поэтому капли небольших размеров неустойчивы и будут рассеиваться из-за аннигиляции. И только при очень больших массах гравитационные силы, по-видимому, смогут удерживать каплю в виде единого образования. Вещество и антивещество в таких суперкаплях будут выгорать, сами капли остывать и расширяться, а пространство — заполняться γ -квантами.

В момент разрыва адронной материи на капли давление во Вселенной обращается в нуль, а затем, когда основная масса перейдет в γ -излучение, давление во Вселенной снова станет сравнимым с плотностью энергии $P = \varepsilon/3$ (рис. 6). Отметим, что левая ветвь графика $P(T)$ (рис. 2) задает зависимость давления от температуры в холодной фазе адронной материи, то есть в адронных каплях, но, в отличие от правой ветви, уже не является одновременно и зависимостью давления от температуры для Вселенной в целом.

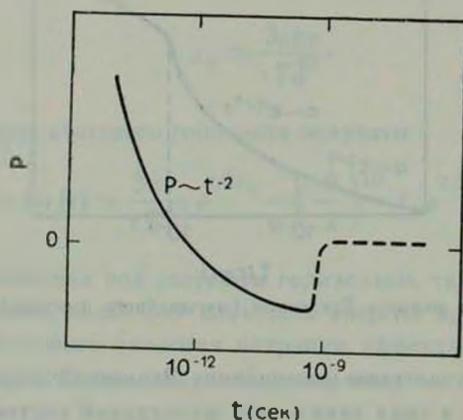


Рис. 6. Давление во Вселенной до и после фазового перехода.

Мы не беремся идентифицировать адронные капли с какими-либо конкретными объектами — будь то гипотетические D -тела Амбарцумяна или зародыши наблюдаемых в настоящее время квазаров, галактик, либо скоплений галактик. Однако, задавшись определенной массой капли, например, порядка галактической, — можно оценить время, в течение которого Вселенная пребывала в метастабильном состоянии, и момент, когда произошел фазовый переход. Пусть в каплю собирается все причинно-связанное вещество, и масса капли составляет $M \sim 10^{52}$ г. Капля практически зарядово-симметрична. Если считать, что число барион-антибарионных пар, входящих на один барион, примерно такое же, как и число реликтовых γ -квантов, то после выгорания антивещества в капле ее масса составит $\sim 10^{44}$ г, что и является характерной галактической массой. С помощью формулы (21) находим

$$t \simeq t_{\Phi} \ln \left(\frac{M}{4.5 \varepsilon_{\Phi} t_{\Phi}^3} \right) \simeq 2 \cdot 10^{-9} \text{ сек},$$

т. е. метастабильная фаза сохраняется в течение 2-х наносекунд.

Вследствие фазового перехода энтропия в системе повышается. Поэтому в нашей оценке величины x^2 , строго говоря, не корректно использовать значение энтропии для реликтового γ -излучения. Впрочем, если даже считать, что вся энтропия реликтового излучения обусловлена неравновесными процессами фазового перехода, то оценка для x^2 изменяется несущественно

$$x^{-2} \leq 10^{-56} \ll g = 5.7 \cdot 10^{-38},$$

и приближение, которое мы использовали, остается вполне справедливым.

Заключение. Данная работа состоит из трех частей. Первую часть следует рассматривать как эвристические соображения в пользу характерного вида кривой $P(T)$. Наиболее строгое рассмотрение проведено во второй части, где, используя уравнение состояния (1), была рассчитана модель Фридмана. Третья часть является попыткой высказать некие правдоподобные предположения относительно процессов, происходящих во Вселенной непосредственно в момент фазового перехода в адронной материи и в ближайшее время после него.

Нам приятно поблагодарить П. И. Фомина и Н. А. Кобылинского за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт теоретической физики
АН УССР

SOME COSMOLOGICAL CONSEQUENCES OF HADRON MATTER PHASE TRANSITION AT HIGH TEMPERATURE

A. I. BUGRIY, A. A. TRUSHEVSKY

In the present paper we have shown that the hadron matter phase transition which takes place at the temperature of the order of 65 GeV causes some interesting effects in the early Universe. Beginning from 10^{-12} sec the sizes of the Universe increase exponentially, the energy density remains constant and the pressure becomes negative. As a result there occurs a matter creation over the whole volume. At 10^{-9} sec the aggregation of the hadron matter into separate supermassive drops occurs due to the negative pressure. These drops are likely the base for the development of the observed Universe inhomogeneity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. L. Jenkovszky, A. A. Trushevsky, Nuovo Cimento, 34A, 369, 1976.*
2. *А. И. Бугрий, А. А. Трушевский, ЖЭТФ, 73, 3, 1977.*
3. *R. Dashen, S. Ma, H. J. Bernstein, Phys. Rev., 187, 345, 1969.*
4. *V. Barger, Plenary Session Talk at the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.*
5. *Я. Б. Зельдович, И. Н. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.*
6. *Я. Б. Зельдович, УФН, 89, 647, 1966.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ В КВАЗИИЗОТРОПНОМ ТОЛМЕНОВСКОМ РЕШЕНИИ

А. Г. ПОЛНАРЕВ

Поступила 16 июля 1976

В рамках общего квазиизотропного толменовского решения получено частное непрерывное решение, описывающее процесс образования черной дыры во фридмановской Вселенной и дальнейшую аккрецию на нее пылевого вещества.

1. *Постановка задачи.* На ранних стадиях расширения Вселенной могли существовать сильные локальные возмущения метрики, которые приводили бы к возникновению первичных (реликтовых) черных дыр. В отличие от черных дыр, возникающих в результате эволюции звезд, масса первичных черных дыр может лежать в широких пределах, начиная от 10^{-5} г и кончая гигантскими черными дырами в ядрах галактик и в квазарах.

В последнее время появился ряд работ, в которых обсуждается возможный спектр масс черных дыр [1] и наблюдательные ограничения на их число [2].

Представляет особый интерес количественное исследование процесса образования черных дыр.

Если допустить, что на ранних стадиях расширения Вселенной уравнение состояния вещества $P = \varepsilon/3$, то необходимо при расчете принимать во внимание сильные градиенты давления. По этой причине расчет образования черных дыр требует привлечения сложных машинных расчетов. Возможность автомодельных решений исследовалась Хоукингом и Карром [3].

Задача существенно упрощается, если рассматривать ситуацию, когда уравнение состояния $P=0$. Решение такой задачи для пыли представляет собой методический интерес, позволяя выявить важные количественные и качественные закономерности образования черных дыр. Ограничимся рассмотрением сферически-симметричного случая. Тогда можно воспользо-

ваться известным общим решением Толмена (см., например, [4]). Построив решение, соответствующее образованию черной дыры в рамках идеализированного толменовского решения, мы сможем в дальнейшем глубже понять более реалистичный случай $P = \varepsilon/3$. Кроме того, следует отметить, что уравнение состояния $P = 0$ в принципе может иметь место на ранних стадиях расширения Вселенной. Такую возможность предсказывает теория Хагедорна [5]. Особый интерес при анализе образования черной дыры представляет квазиизотропное решение (см. [4], а также [5]). Как отмечается в [5], кажется заманчивой картина Вселенной, различные части которой вблизи сингулярности имеют различную кривизну, но тем не менее расширяются подобно модели Фридмана. Квазиизотропное решение не противоречит современному состоянию Вселенной и дает полное описание развития возмущений, начиная от самой сингулярности. При этом возмущения метрики не обязательно предполагать малыми. К достоинствам квазиизотропного решения следует добавить следующие обстоятельства.

1. Квазиизотропное решение совместимо с весьма красивой гипотезой о равномерном распределении (см. [5]).

2. Оно согласуется с теорией рождения частиц вблизи космологической сингулярности [6, 7]. Если бы даже решение было первоначально не квазиизотропным, то рождение частиц быстро вывело бы его на квазиизотропный режим, поскольку родившиеся частицы стремятся уничтожить локальную анизотропию расширения.

2. *Непрерывное толменовское квазиизотропное решение, описывающее образование черной дыры.* Общее толменовское решение (см. [4]) имеет вид ($c = 1$):

$$ds^2 = dt^2 - e^{\lambda} dR^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (1)$$

Здесь r — эйлеров радиус, R — лагранжев радиус.

$$e^{\lambda} = \frac{r'^2}{1 + f(R)}, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{F'}{8\pi G r^2 r'}, \quad (3)$$

$F(R) = r_g(R)$, т. е. функция F равна гравитационному радиусу вещества, заключенного внутри лагранжева R ; $f(R)$ имеет смысл полной энергии элемента вещества:

$$r = \frac{F}{2|f|} (1 - \cos \tau), \quad t - t_0(R) = \frac{F}{2|f|^{3/2}} (\tau - \sin \tau), \quad (4)$$

если $f < 0$;

$$r = \left(\frac{9F}{4}\right)^{1/3} [t - t_0(R)]^{2/3}, \quad (5)$$

если $f = 0$

и, наконец,

$$r = \frac{F}{2f} (\operatorname{ch} \gamma_1 - 1), \quad t - t_0(R) = \frac{F}{2f^{3/2}} (\operatorname{sh} \gamma_1 - \gamma_1), \quad (6)$$

если $f > 0$.

Квазиизотропное решение получается отсюда, если положить $t_0(R) \equiv \text{const}$. Не теряя общности, положим $t_0(R) \equiv 0$. В асимптотике малых t имеем:

$$r \approx (9F/4)^{1/3} t^{2/3}, \quad (7)$$

$$e^{\gamma} \approx (2/3)^{2/3} \frac{F^{1/2} t^{4/3}}{3F^{4/3} (1+f)}. \quad (8)$$

Тот факт, что e^{γ} и r^2 меняются со временем по одному и тому же закону $\sim t^{4/3}$ и означает, что решение квазиизотропное. При этом в первом приближении плотность $\varepsilon \approx (6\pi G t^2)^{-1}$ не зависит от радиуса R , т. е. в пределе распределение вещества однородно.

Поскольку, как уже отмечалось, функция $f(R)$ имеет смысл полной энергии данного элемента вещества, то сжатие сменит расширение в том и только том случае, если $f(R) < 0$. Поскольку мы рассматриваем пыль $P=0$, то, начав сжиматься, вещество будет продолжать сжиматься до бесконечной плотности, поскольку нет сил давления, препятствующих коллапсу. Следовательно, все вещество, для которого $f(R) < 0$, превратится в черную дыру (подробнее этот вопрос изложен в следующем разделе).

Рассмотрим гладкую шивку участка замкнутого мира внутри с плоским (или открытым) миром снаружи.

Важно подчеркнуть, что после выбора квазиизотропного решения путем задания $t_0(R) = \text{const}$, остается физически произвольной лишь одна функция, являющаяся некоторой комбинацией f и F . Наличие же формально двух произвольных функций f и F означает возможность произвольного выбора масштаба $R^* = R^*(R)$, не меняя при этом физических свойств решения.

Поскольку $g_{11} = e^{\gamma}$ не имеет непосредственного физического смысла, потребуем лишь непрерывности ε и r . Ограничимся пока случаем $f \leq 0$. Запишем r в виде:

$$r = (9F/4)^{1/3} t^{2/3} \Psi^{1/3}(\eta), \quad (9)$$

где

$$\Psi = \frac{2}{9} \frac{(1 - \cos \eta)^3}{(\eta - \sin \eta)^2}, \quad (10)$$

$\lim_{\eta \rightarrow 0} \Psi(\eta) = 1$. При такой записи Ψ является множителем, показывающим отличие замкнутого мира от плоского. Тогда

$$\frac{r'}{r} = \frac{1}{3} \frac{F'}{F} + \left(\frac{\sin \eta}{1 - \cos \eta} - \frac{2}{3} \frac{1 - \cos \eta}{\eta - \sin \eta} \right) \eta', \quad (11)$$

$$\frac{|f|^{3,2}}{F} \left(\frac{F}{|f|^{3/2}} \right)' (\eta - \sin \eta) + (1 - \cos \eta) \eta' = 0. \quad (12)$$

Из (11) и (12) имеем:

$$\frac{r'}{r} = \frac{1}{3} \frac{F'}{F} \left[1 - \frac{\Phi(R) \Pi(\eta)}{f} \right] = \frac{1}{3} \frac{F'}{F} \Omega, \quad (13)$$

где

$$\Phi(R) = 3 \left(f - \frac{3}{2} \frac{f'}{F'} F \right), \quad (14)$$

$$\Pi(\eta) = \frac{\sin \eta (\eta - \sin \eta)}{(1 - \cos \eta)^2} - \frac{2}{3}, \quad (15)$$

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\Pi(\eta)}{f} = \text{const}, \quad \lim_{\eta \rightarrow 0} \Omega = 1,$$

$\Omega \equiv 1$, в случае любого однородного мира (открытого, плоского, замкнутого). Поэтому Ω является поправочным множителем, учитывающим отличие неоднородного решения от однородного. Тогда из (3) имеем:

$$6\pi G \varepsilon t^2 = \Psi/\Omega. \quad (16)$$

Отсюда видно, что для непрерывности решения достаточно, чтобы были непрерывными функции f , F и Φ .

Пусть слева при $R < R_-$ имеется замкнутый фридмановский мир (4). (5), тогда:

$$\left. \begin{aligned} f &= -\sin^2 R \\ \bar{F} &= \sin R \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{при } R < R_- \\ &\text{где } \bar{F} = F^{1/3}. \end{aligned}$$

Пусть далее справа при $R > R_+$ имеется плоский фридмановский мир:

$$\left. \begin{aligned} f &= 0 \\ \bar{F} &= C \cdot R \end{aligned} \right\} \text{ при } R > R_+.$$

Константу C найдем из условия:

$$C = \frac{\sin R_0}{R_0}, \text{ где } R_0 = \frac{R_+ + R_-}{2}.$$

Введем переменную $x = \frac{R - R_-}{R_+ - R_-} \equiv \frac{R - R_-}{\Delta}$ и зададим f и F в переходной области (R_-, R_+) следующим образом:

$$\begin{aligned} f &= f_- + x(f_+ - f_-) + x(1-x)(a + bx), \\ \bar{F} &= \bar{F}_- + x(\bar{F}_+ - \bar{F}_-), \\ \Phi &= 3x(1-x)(A + Bx), \\ \bar{F}_+ &= CR_+, \quad f_+ = 0, \\ \bar{F}_- &= \sin R_-, \quad f_- = -\sin^2 R_-. \end{aligned}$$

Аналогичную процедуру можно легко проделать и для открытого мира справа. Коэффициенты a, b, A и B находим из условия, чтобы и справа, и слева $\Phi(R) = 0$. Следовательно:

$$\left. \begin{aligned} f_- - \frac{1}{2} \frac{\bar{F}_-}{\bar{F}_+ + \bar{F}_-} (-f_- + a) &= 0 \\ -\frac{1}{2} \frac{\bar{F}_+}{\bar{F}_+ - \bar{F}_-} (-f_- - b) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Отсюда легко найти A и B . Окончательно

$$\begin{aligned} f &= f_- (1-x)^2 (1 + 2\bar{F}_+/\bar{F}_- x) \\ \Phi &= 3f_- x (1-x) \bar{F}_+/\bar{F}_- \left(1 + \frac{3\bar{F}_-}{\Delta} + x \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Далее процедура счета будет такова: фиксируем R (или лучше x), задаем время t , вычисляем соответствующее η , затем находим r и ε . Результаты расчетов приведены в разделе 4.

3. Критерий образования черной дыры и аккреция на черную дыру. Критерием образования черной дыры (возникновение горизонта видимости, см., например, [8]) является то обстоятельство, что любые геодезические линии сходятся. Уравнение нулевой геодезической $ds = 0$. Отсюда

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \pm e^{-\lambda/2},$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\pm} = \dot{r} + r' \frac{\partial R}{\partial t} = \dot{r} \pm \left[\dot{r}^2 + \left(1 - \frac{F}{r}\right) \right]^{1/2}.$$

Если $F/r < 1$, то

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{+} > 0, \quad \left(\frac{dr}{dt}\right)_{-} < 0 \quad \text{при } \dot{r} > 0$$

и

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{+} < 0, \quad \left(\frac{dr}{dt}\right)_{-} > 0 \quad \text{при } \dot{r} < 0,$$

т. е. одна нулевая геодезическая сходится, а другая расходится.

Ситуация в корне иная, если $F/r > 1$, тогда

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\pm} > 0, \quad \text{если } \dot{r} > 0$$

и

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\pm} < 0, \quad \text{если } \dot{r} < 0.$$

Следовательно критерием образования черной дыры является одновременное выполнение неравенств:

$$F/r > 1, \quad \dot{r} < 0.$$

Пользуясь (4), критерий образования черной дыры можно переписать в виде:

$$\cos \eta > 1 + 2f, \quad \pi < \eta < 2\pi, \quad (19)$$

тогда момент достижения горизонтом черной дыры лагранжева радиуса R равен:

$$t_{\text{ч. д.}} = \frac{F}{2|f|^{3/2}} [2\pi - \arccos(1 + 2f) + 2\sqrt{-f^2 + |f|}],$$

$$M_{\text{ч. д.}} = \frac{F}{2G}. \quad (20)$$

(20) дает параметрическую зависимость массы черной дыры от времени. При $t \rightarrow \infty$, $M \rightarrow \text{const}$, определяемой положением нуля функции f . После первоначального возникновения горизонта происходит аккреция вещества на черную дыру.

4. *Результаты и выводы.* Ниже приводятся рисунки, соответствующие примеру решения со следующими параметрами:

$$R_0 = \pi/2, \quad R_- = 3\pi/8, \quad R_+ = 5\pi/8, \quad \Delta = \pi/4.$$

На рис. 1 приводится зависимость плотности от времени для различных лагранжевых радиусов. Видно, что чем больше R , тем больше момент времени, когда начинается сжатие.

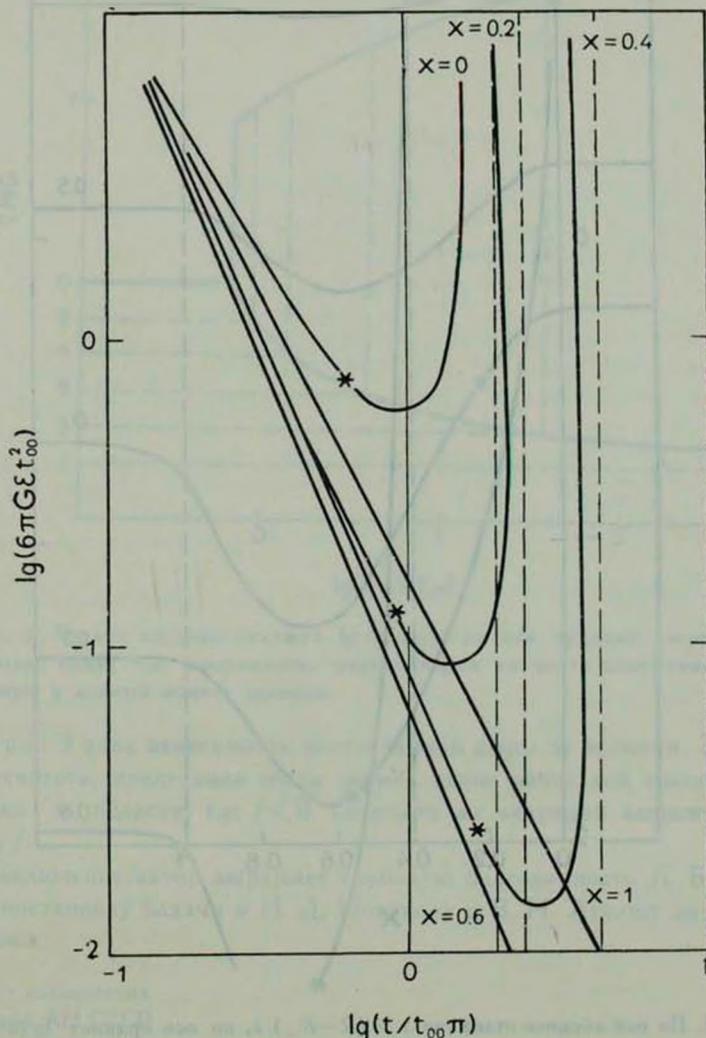


Рис. 1. По оси абсцисс отложен $\lg(t/\pi t_0)$, по оси ординат $\lg(6\pi G\epsilon t_0^2)$, где $t_0 = = F_-(2|f_-|)^{3/2}$. Звездочки на кривых указывают момент достижения горизонта черной дыры данного радиуса. Звездочка на кривой $x = 0$ указывает момент образования черной дыры.

На рис. 2 показана картина распределения плотности по радиусу в различные моменты времени. Здесь хорошо видна область разрежения, возникающая в результате того, что часть вещества уходит на бесконеч-

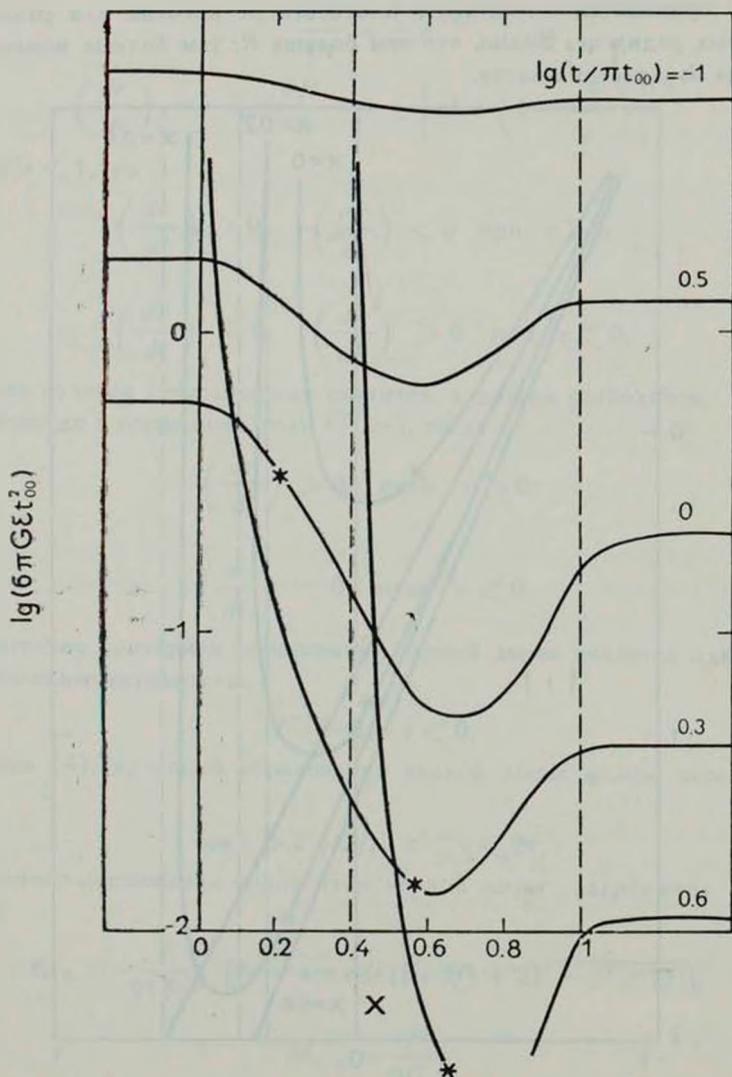


Рис. 2. По оси абсцисс отложено $x = (R - R_-)/\Delta$, по оси ординат $\lg(6\pi G\epsilon t_0^2)$. Звездочки указывают расположение горизонта черной дыры в данный момент времени. Отсутствие звездочки на кривой говорит о том, что в этот момент черная дыра еще не образовалась. Момент $\lg(t/\pi t_{00}) = 0$ соответствует началу сжатия.

ность, а часть падает в черную дыру. Разрежение в плотности описывается множителем Ω в формуле (16).

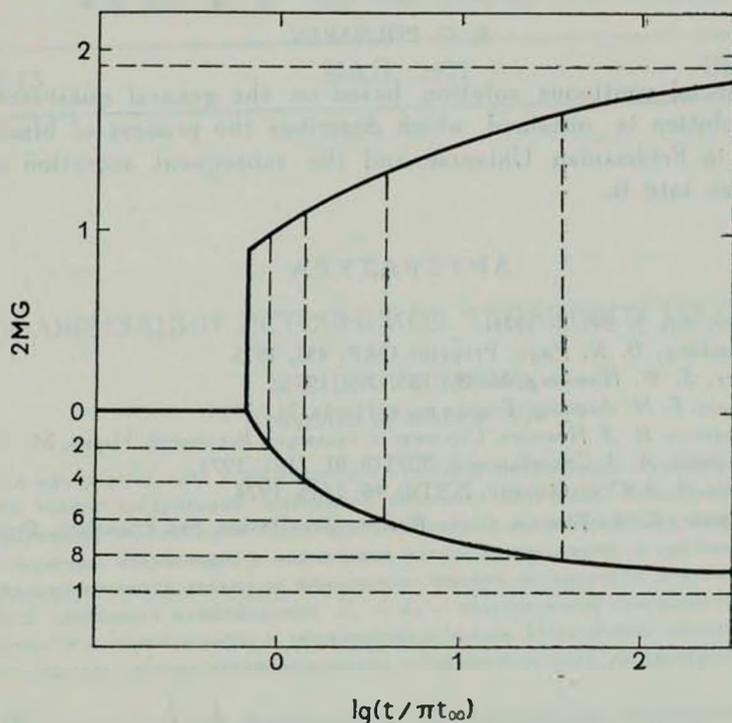


Рис. 3. По оси абсцисс отложено $\lg(t/\pi t_{00})$, по оси ординат: сверху — масса черной дыры, снизу — x , координата, указывающая на место положения горизонта черной дыры в данный момент времени.

На рис. 3 дана зависимость массы черной дыры от времени. Здесь, как уже отмечалось, предельная масса черной дыры равна той массе, которая заключена в области, где $f < 0$. Скорость же аккреции зависит от вида функции f .

В заключение автор выражает глубокую благодарность Я. Б. Зельдовичу за постановку задачи и И. Д. Новикову и В. Н. Лукашу за полезные дискуссии.

Институт космических исследований АН СССР

BLACK HOLES IN THE QUASI-ISOTROPIC
TOLMAN SOLUTION

A. G. POLNAREV

A special continuous solution based on the general quasi-isotropic Tolman solution is obtained which describes the process of black-hole formation in Friedmannian Universe and the subsequent accretion of the dust matter into it.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. J. Carr*, *Ap. J.*, 201, 1, 1975.
2. *S. W. Hawking, D. N. Page*, Preprint OAP, 433, 1975.
3. *B. J. Carr, S. W. Hawking*, *M. N.*, 168, 399, 1974.
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1973.
5. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
6. *Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский*, *ЖЭТФ*, 61, 2161, 1971.
7. *В. Н. Лукаш, А. А. Старобинский*, *ЖЭТФ*, 66, 1515, 1974.
8. *C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Willer*, *Gravitation*, San Francisco, Freeman, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Е. ШАПОШНИКОВ

Поступила 20 февраля 1976

Для однородных сред с произвольной степенью анизотропии и слабым поглощением получен тензор поляризации источников теплового излучения. Компоненты этого тензора выражены только через параметры нормальных волн. Поскольку источники теплового излучения, излучающие в нормальные волны, некогерентны, в уравнениях переноса поляризации остаются только те компоненты тензора поляризации источников, которые являются линейными комбинациями S_e и S_0 — излучательной способности среды соответственно в необыкновенную и обыкновенную волны. Исследована поляризация источников в частных случаях квазипродольного и квазипоперечного распространения волн.

При исследовании космического радиоизлучения возникает вопрос о формировании поляризационных характеристик принимаемого сигнала. Как известно, свойства поляризованного излучения в узком интервале частот $\Delta\omega \ll \omega$ можно описать тензором поляризации $I_{ig} = \overline{E_i E_g}$, подчиняющимся в однородной среде уравнению переноса вида [1–4]:

$$\frac{dI_{ig}}{dz} = S_{ig} - T_{iglm} I_{lm}, \quad (1)$$

где T_{iglm} — тензор переноса поляризации, S_{ig} — тензор, характеризующий поляризацию собственного излучения среды, индексы i, g, l, m пробегает значения x, y . Способы вычисления и исходные предположения, используемые при нахождении тензоров S_{ig} и T_{iglm} , в работах [1–4] различны (подробнее см. [4]). Так, например, в [1] тензор S_{ig} вычислен только для гирорезонансного излучения в среде с малой степенью анизотропии и слабым поглощением (т. е. в условиях, когда мала степень неортогональности нормальных волн). В [2] S_{ig} также вычислен только для одного механизма излучения — синхротронного, но без ограничений на степень неортогональности нормальных волн. Что касается уравнения переноса, полученного в работах [3, 4] для

сред с произвольной степенью анизотропии, то там найден лишь тензор переноса T_{iglm} , а тензор поляризации источников S_{ig} введен в уравнение без указания конкретного способа его расчета.

В данной работе найдены компоненты тензора поляризации источников теплового излучения для сред с произвольной степенью анизотропии, но слабым поглощением. Для нахождения этого тензора использовался закон Кирхгофа (см. в этой связи [5]), что позволило вычислить компоненты S_{ig} , не рассматривая какой-либо конкретный механизм генерации, выразив их через параметры нормальных волн: $k_{e,o}$ — волновые числа, $\alpha_{e,o}$ — коэффициенты поглощения, $K_{e,o}$ — коэффициенты поляризации соответственно необыкновенной и обыкновенной волн.

В анизотропной среде закон Кирхгофа можно записать следующим образом:

$$S_{ig} = T_{iglm} I_{lm}^{(0)}, \quad (2)$$

где $I_{lm}^{(0)}$ — тензор поляризации равновесного излучения. Выражение (2) является по существу тензорным аналогом обычного закона Кирхгофа, связывающего коэффициенты поглощения нормальных волн с излучательной способностью среды, находящейся в термодинамическом равновесии с излучением. Связь (2) между S_{ig} и T_{iglm} сохраняется и для неравновесного излучения $I_{lm} \neq I_{lm}^{(0)}$, при условии, что в среде имеет место кинетическое равновесие частиц по скоростям (см., например, [6]).

Для нахождения тензора поляризации равновесного излучения $I_{lm}^{(0)}$, входящего в выражение (2), рассмотрим среду, описываемую эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ig}(\omega)$ [7]. Компоненты $I_{lm}^{(0)}$ здесь удобнее выразить через матрицу сопротивлений излучения точечного диполя $\rho_{ig}(\omega)$ [8], отнормированную по отношению к вакууму (т. е. в вакууме $\hat{\rho}$ переходит в единичную матрицу)

$$I_{lm}^{(0)} = \frac{4}{3} U_0(\omega, T) \hat{\rho}_{lm}^*, \quad (3)$$

где $U_0(\omega, T)$ — универсальная планковская функция, T — температура. В (3) учтено, что $I_{lm}^{(0)}$ отвечает излучению, распространяющемуся в единичном телесном угле вдоль волнового вектора \vec{k} и в узком частотном интервале $\Delta\omega \ll \omega$.

Следуя [10], нетрудно получить для $\hat{\rho}$ следующее выражение:

$$\hat{\rho} = \frac{(c/\omega) (k_e^2 + k_e k_0 + k_0^2) \hat{I} - (\omega/c) \hat{N}}{k_e + k_0}, \quad (4)$$

где $\hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ — единичная матрица; $\hat{N} = \begin{pmatrix} B; & iC \\ -iC; & A \end{pmatrix}$;

$$A = \frac{u - (1 - v)^2 - uv \cos^2 \theta}{u - 1 + v - uv \cos^2 \theta}; \quad (5)$$

$$B = \frac{(1 - v)(1 - v - u)}{1 - v - u + uv \cos^2 \theta}; \quad C = \frac{\sqrt{u} v \cos \theta}{1 - v - u + uv \cos^2 \theta};$$

где $v = \omega_0^2/\omega^2$, $u = \omega_H^2/\omega^2$. Формулы (4), (5) написаны в системе координат, где ось z направлена вдоль \vec{k} , а вектор магнитного поля лежит в плоскости yz , образуя с осью z угол θ . В (4) представлены поперечные компоненты матрицы сопротивлений излучения, что позволяет определить только поперечные компоненты тензора поляризации равновесного излучения $I_{lm}^{(0)}$. Однако, зная их, из выражения, связывающего продольную и поперечные компоненты электрического поля волны

$$E_z(\vec{k}, \omega) = - \frac{\epsilon_{zx}(\vec{k}, \omega)}{\epsilon_{zz}(\vec{k}, \omega)} E_x(\vec{k}, \omega) - \frac{\epsilon_{zy}(\vec{k}, \omega)}{\epsilon_{zz}(\vec{k}, \omega)} E_y(\vec{k}, \omega),$$

нетрудно определить и продольные компоненты тензора поляризации $I_{iz} = \overline{E_i E_z^*}$.

В приближении слабой анизотропии равновесное излучение можно считать неполяризованным и тензор поляризации (3) переходит в диагональный тензор I_{ik}^{th} , используемый в работе [5]. Дело в том, что компоненты тензора (3), которые определяют поляризацию равновесного излучения, так же, как и компоненты тензора переноса \hat{T} , в приближении слабой анизотропии становятся много меньше единицы. Поскольку тензор поляризации источников $S_{ig} = T_{iglm} I_{lm}^{(0)}$, из сказанного ясно, что в тензоре $I_{lm}^{(0)}$ можно пренебречь малыми членами и считать равновесное излучение неполяризованным*.

Коэффициенты (5) входят также в дисперсионное уравнение и в выражения для коэффициентов поляризации нормальных волн, поэтому полученные компоненты матрицы $\hat{\rho}$ можно выразить через параметры нормальных волн. Тогда для компонент тензора поляризации тепловых источников имеем

$$S_{ig} = \frac{4}{3} \frac{U_0(\omega, T) c}{\omega} \frac{T_{iglm} [(k_e^2 + k_e k_o + k_o^2) \delta_{lm} - F_{lm} (1 + K_{e,o}^2)^{-1}]}{k_e + k_o}, \quad (7)$$

где δ_{lm} — символ Кронекера, F_{lm} — компонента матрицы \hat{F} ,

* О поляризации равновесного излучения в анизотропных средах см. также [12].

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} k_e^2 + k_0^2 - k_{e,0}^2(1 - K_{e,0}^2); & i(2k_{e,0}^2 - k_e^2 - k_0^2)K_{e,0}; \\ -i(2k_{e,0}^2 - k_e^2 - k_0^2)K_{e,0}; & k_{e,0}^2(1 - K_{e,0}^2) + (k_e^2 + k_0^2)K_{e,0}^2. \end{pmatrix}$$

Выражение (7) существенно упрощается в частных случаях «квазипродольного» и «квазипоперечного» распространения волн. Здесь удобнее звести параметры Стокса, связанные с компонентами тензора поляризации линейными соотношениями

$$\begin{aligned} I &= I_{xx} + I_{yy}; & V &= i(I_{yx} - I_{xy}), \\ Q &= I_{xx} - I_{yy}; & U &= I_{yx} + I_{xy}. \end{aligned} \quad (8)$$

1. «Квазипродольное» распространение волн. Взяв тензор переноса поляризации T_{iglm} в «квазипродольном» приближении из работы [3], из (7) и (8) находим параметры Стокса источников теплового излучения

$$\begin{aligned} S_I &= \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega} \{|(k_e + k_0)(z_e + z_0) - (k_e - k_0)(z_e - z_0)\}, \\ S_V &= \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega} \{|(k_e - k_0)(z_e + z_0) - (k_e + k_0)(z_e - z_0)\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$S_U = S_Q = 0.$$

Отсюда видно, что при выполнении условий квазипродольного распространения источники излучают только циркулярно поляризованные волны и, как следует из общих формул для степени поляризации, полученных в [3], линейно поляризованное излучение в такой среде не может возникнуть только за счет собственных тепловых источников. При выходе из среды собственное излучение всегда циркулярно поляризовано. Степень его поляризации $\Pi = V/I$ лежит в интервале между Π_1 и Π_2 , где Π_1 — степень круговой поляризации на выходе из оптически тонкого слоя $z_0 z \ll 1$

$$\Pi_1 = \left(\frac{k_e - k_0}{k_e + k_0} - \frac{z_e - z_0}{z_e + z_0} \right) \left(1 - \frac{z_e - z_0}{z_e + z_0} \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0} \right)^{-1}, \quad (10)$$

которое при выполнении условия*

$$\frac{|z_e - z_0|}{z_e + z_0} \gg \frac{|k_e - k_0|}{k_e + k_0} \quad (11)$$

определяется только коэффициентами поглощения нормальных волн

$$\Pi_1 \simeq \frac{z_e - z_0}{z_e + z_0}, \quad (12)$$

* Нетрудно показать, что обратное неравенство реализоваться не может.

а Π_2 —степень круговой поляризации излучения при выходе из оптически толстого слоя $x_e, z \gg 1$, совпадающая со степенью поляризации равновесного излучения:

$$\Pi_2 = \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0}. \quad (13)$$

2. *Квазипоперечное распространение.* В отличие от рассмотренного выше случая источники при квазипоперечном распространении излучают только линейно поляризованное излучение

$$S_I = \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega} \{ (x_e + x_0)(k_e + k_0) - (x_e - x_0)(k_e - k_0) \},$$

$$S_Q = \frac{4U_0(\omega, T)c}{3\omega} \{ (x_e - x_0)(k_e + k_0) + (x_e + x_0)(k_e - k_0) \} \quad (14)$$

$$S_V = S_U = 0,$$

плоскость поляризации которого или параллельна, или перпендикулярна магнитному полю \vec{H} . Подстановка (14) в выражение для степени поляризации, найденное в работе [9], показывает, что в отсутствие падающего на слой внешнего поляризованного излучения циркулярно поляризованная компонента в излучении не может возникнуть за счет тепловых источников. Степень линейной поляризации $\Pi = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ изменяется по мере распространения в среде от

$$\Pi_1 = \left| \frac{x_e - x_0}{x_e + x_0} + \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0} \right| \left(1 + \frac{x_e - x_0}{x_e + x_0} \frac{k_e - k_0}{k_e + k_0} \right)^{-1} \quad (15)$$

при $x_{e,0} z \ll 1$ до

$$\Pi_2 \approx \frac{|k_e - k_0|}{k_e + k_0} \quad (16)$$

при $x_{e,0} z \gg 1$. Если выполнено условие (12), то степень поляризации Π_1 (15) равна

$$\Pi_1 \approx \frac{|x_e - x_0|}{x_e + x_0}. \quad (17)$$

Таким образом, мы видим, что в рассмотренных выше частных случаях квазипродольного и квазипоперечного распространения волны тепловые источники излучают соответственно циркулярно или линейно поляризованное излучение. Этот результат является следствием общего свойства неко-

герентности нормальных волн, излучаемых тепловыми источниками в среде с малыми потерями (где поляризации нормальных волн можно считать ортогональными). В справедливости этого утверждения нетрудно убедиться.

Комплексные амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн выражаются через поперечные компоненты поля следующим образом:

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{E_x \sqrt{1+K_e^2} - iE_y \sqrt{1+K_0^2}}{(K_0 - K_e)}; \\ E_e &= \frac{E_x \sqrt{1+K_0^2} + iE_y \sqrt{1+K_e^2}}{(K_0 - K_e)}. \end{aligned} \quad (18)$$

Составив произведение

$$\overline{E_0 E_e^*} = \frac{(I_{xx} - I_{yy}) \sqrt{(1+K_e^2)(1+K_0^2)} - i(I_{xy} + I_{yx}) - iK_e^2 I_{xy} - iK_0^2 I_{yx}}{(K_0 - K_e)^2} \quad (19)$$

и подставляя в него выражения для компонент тензора поляризации равновесного излучения (3), (4) и коэффициентов поляризации нормальных волн

$$K_{0,e} = -i \frac{E_{y0,e}}{E_{x0,e}} = \frac{A-B}{2C} \pm \sqrt{\frac{(A-B)^2}{4C^2} + 1}, \quad (20)$$

находим, что $\overline{E_0 E_e^*} = 0^*$, т. е. нормальные волны в равновесном излучении некогерентны. Из (2) тогда следует, что и нормальные волны, создаваемые тепловыми источниками, некогерентны (см. в этой связи [11]). Это означает, что полученные ранее компоненты тензора поляризации источников (7) можно представить в виде линейной комбинации S_e и S_0 — излучательной способности среды соответственно в необыкновенную и обыкновенную волны

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \frac{S_0(1+K_e^2) + S_e(1+K_0^2)}{(K_0 - K_e)^2}; \\ S_{yy} &= \frac{S_0(1+K_0^2) + S_e(1+K_e^2)}{(K_0 - K_e)^2}; \\ S_{xy} &= -S_{yx} = -i \frac{S_0 - S_e}{K_0 - K_e}. \end{aligned} \quad (21)$$

* Можно показать, что $\overline{E_e E_0^*}$ также тождественно равно нулю.

Из сказанного выше ясно, что излучение оптически толстого слоя может быть поляризованным, несмотря на то, что температура в слое постоянна. Действительно, в оптически толстом слое, где имеются только тепловые источники, излучающие некогерентные нормальные волны, система уравнений для тензора поляризации распадается на систему из двух не связанных уравнений для интенсивностей нормальных волн

$$\frac{dI_{e,0}}{dz} = S_{e,0} - 2\chi_{e,0}I_{e,0}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что в каждой точке z , удовлетворяющей условию $2\chi_{e,0}z \gg 1$, интенсивность нормальных волн равна $I_{e,0} = S_{e,0}/2\chi_{e,0}$ и совпадает с интенсивностью равновесного излучения $I_{e,0}^{(0)}$. С другой стороны, интенсивность равновесного излучения, отнесенная к одной нормальной волне $I_{e,0}^{(0)}$, пропорциональна волновому числу k_e, k_0^* . Таким образом, в каждой точке z происходит сложение двух некогерентных волн с противоположными поляризациями, что приводит к частичной деполаризации излучения, причем интенсивность поляризованной части излучения равна избыточной интенсивности в волне одной поляризации (см. формулы (13), (16)). Далее, если среда слабоанизотропна, то волновые числа нормальных волн k_e и k_0 , а следовательно и интенсивности, близки, поляризация результирующего излучения становится незначительной ($\Pi_2 \ll 1$). В предельном случае изотропной среды излучение оптически толстого слоя полностью неполяризовано ($\Pi_2 = 0$).

В заключение еще раз подчеркнем, что полученные выражения для компонент тензора поляризации источников теплового излучения справедливы для однородных сред с произвольной степенью анизотропии, слабым поглощением и равновесной функцией распределения входящих в нее частиц.

Автор признателен В. В. Железнякову, Е. В. Суворову и Ю. В. Чугуну за постоянный интерес к работе и обсуждение.

НИРФИ, г. Горький

* Необходимо помнить, что под интенсивностью излучения здесь мы понимаем среднее квадратичное от напряженности электрического поля $\vec{E}, I = \sum_{x,y} \overline{E_x E_x}$. Если же определить интенсивность излучения как поток энергии через единичную площадку в единичный телесный угол и единичный интервал частот (I_ω), то интенсивность равновесного излучения, отнесенная к одной нормальной волне, $I_\omega^{(0)}$, будет пропорциональна квадрату волнового числа k_e, k_0 (в слабоанизотропной среде, например, величины I и I_ω связаны простым соотношением $I = 8\pi\omega I_\omega/c^2k$).

ON POLARISATION OF SOURCES OF THERMAL RADIATION

V. E. SHAROSHNIKOV

Polarisation characteristics of thermal radioemission are obtained for inform media with arbitrary anisotropy and weak absorption. Components of polarisation tensor are expressed in terms the of magnetoionic modes parameters. Due to the incoherent character of thermal radiation the source term in equation of polarisation transfer is entirely defined by emissivities S_0 and S_e into magnetoionic modes. The polarisation is investigated in more detail for cases of quasilongitudinal and quasitransverse propagation.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Kawabata, Publ. Astron. Soc. Japan, 16, 30, 1964.
2. В. Н. Сазонов, В. Н. Цытович, Радиофизика, 11, 1287, 1968.
3. В. В. Железняков, Astrophys. Space Sci., 2, 403, 1968.
4. В. В. Железняков, Е. В. Суворов, В. Е. Шапошников, Астрон. ж., 51, 243, 1974.
5. В. Н. Сазонов, Астрофизика, 10, 405, 1974.
6. В. В. Железняков, Радионизлучение Солнца и планет, Наука, М., 1967.
7. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Наука, М., 1967.
8. М. А. Левин, С. М. Рытов, Теория равновесных флуктуаций в электродинамике, Наука, М., 1967.
9. A. G. Pacholczyk, T. L. Swihart, Ap. J., 161, 415, 1970.
10. H. Kogelnik, J. Res. N. B. S., 64D, 515, 1960.
11. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, ЖЭТФ, 65, 1806, 1973.
12. Ю. В. Чулунов, Радиофизика, 12, 509, 1969.

ИЗВЕЩЕНИЕ

На основании решения Объединенного научного совета по астрономии Академии наук СССР образована комиссия по тематике шестиметрового телескопа в составе: В. В. Соболев (председатель), А. А. Боярчук (зам. председателя), Э. А. Дибай, И. М. Копылов, О. А. Мельников, Э. Р. Мустель, Э. Е. Хачикян.

Задачей комиссии является планирование тематики работ на шестиметровом телескопе и распределение наблюдательного времени по заявкам астрономических учреждений СССР.

В своей работе комиссия будет руководствоваться необходимостью, чтобы включаемые в план темы были: а) наиболее важными для современного состояния проблемы, б) достаточно оригинальными и открывающими новые перспективы, в) соответствующими возможностям телескопа и имеющимся светоприемникам.

Комиссия будет обращать особое внимание на эффективность тем, выполняемых совместно с другими оптическими и радиотелескопами, а также избегать включения в план таких тем, которые могут выполняться на других действующих оптических телескопах.

Астрономические учреждения, получившие по решению комиссии право вести наблюдения на шестиметровом телескопе, должны представить в комиссию отчет о результатах наблюдений не позднее, чем через месяц после их окончания. Все материалы, полученные с помощью шестиметрового телескопа, являются собственностью САО и после их обработки должны быть возвращены в САО в установленные сроки.

Комиссия будет рассматривать заявки два раза в год. Заявки на первое полугодие должны быть присланы до 1 октября, на второе полугодие — до 1 апреля. Форма заявки сообщена всем астрономическим учреждениям СССР.

Заявки, подписанные директором учреждения, следует направлять по адресу:

Ставропольский край, Зеленчукский район, 357140, поселок Нижний Архыз, САО АН СССР, Ученому секретарю КТШТ И. Д. Караченцеву.

СЕКРЕТАРЬ КОМИССИИ

CONTENTS

FLARE STARS IN PLEIADES. V.	
<i>L. V. Mirzoyan, H. S. Chavushian, L. K. Erastova, G. B. Ohanian,</i>	
<i>N. D. Melikian, R. Sh. Naisvlishvili, M. K. Tsvetkov</i>	205
GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. X.	
<i>B. E. Markarian, Y. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	225
UBV-SURFACE PHOTOMETRY OF GALAXIES MARKARIAN 185 AND 186	
<i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian, A. G. Eghiklian</i>	233
MEAN SURFACE BRIGHTNESS AND RADIO EMISSION OF GALAXIES	
<i>M. A. Arakelian</i>	245
INTERSTELLAR MEDIUM IN SPHEROIDAL GALAXIES	
<i>M. G. Abrahamian, R. S. Oganestian</i>	253
SOME QUESTION OF KINETIC THEORY OF DIFFERENTIALLY ROTATING INTERSTELLAR MEDIUM IN GALAXIES	
<i>S. A. Kaplan, R. S. Oganestian, M. G. Abrahamian</i>	263
"HIDDEN MASSES" AND DYNAMICAL EVOLUTION OF STELLAR SYSTEM	
<i>V. A. Antonov, A. D. Chernin</i>	271
THE FIELD OF RADIATION IN A PLANE PARALLEL ATMOSPHERE IN- VOLVING ENERGY SOURCES	
<i>E. Kh. Daniellian, H. V. Ptkidjian</i>	275
BROADENING AND DISPLACEMENT OF EMISSION LINES DURING THE NONLINEAR TRANSFER IN TURBULENT PLASMA	
<i>S. A. Kaplan, R. D. Lomadze</i>	287
PIONIZATION OF THE DEGENERATE MATTER	
<i>G. S. Sahaktian, L. Sh. Grigortian</i>	295
NONUNIFORM ROTATING NEUTRON STARS	
<i>G. S. Hajtan, Yu. L. Vartanian</i>	313
CONCERNING THE WORK "MAGNITOSPHERE OF THE BARION STARS"	
<i>R. M. Avaktan, G. P. Alojants, G. S. Sahaktian, D. M. Sedrakian</i>	323
ROTATING RELATIVISTIC POLYTROPS	
<i>A. V. Sarkissian, E. V. Chubarian</i>	327
ANISOTROPIC COSMOLOGICAL SOLUTIONS IN THE THEORY WITH QUADRATIC INVARIANTS	
<i>A. A. Ruzmaikin</i>	345
SOME COSMOLOGICAL CONSEQUENCES OF HADRON MATTER PHASE TRANSITION AT HIGH TEMPERATURE	
<i>A. I. Bugrly, A. A. Trushevsky</i>	361
BLACK HOLES IN THE QUASI-ISOTROPIC TOLMAN SOLUTION	
<i>A. G. Polnarev</i>	375
ON POLARISATION OF SOURCES OF THERMAL RADIATION	
<i>V. E. Shaposhnikov</i>	385