### ISSN-0571-7132

ВЫПУСК 2

# иислибрдрчи Астрофизика

МАЙ, 1980

ГАЛАКТИКИ С УФ-КОНТИНУУМОМ СЕЙФЕРТОВСКОГО ТИПА ПО НА-	
БЛЮДЕНИЯМ НА БТА	100
В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Миркирян, Дж. А. Степанян	193
ОСОБЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ ЧЕТЫРЕХ СЕИ-	
	207
D. H. HOROB, J. L. AUMERICA, MACCINE CONTRACTOR AND	201
Сводка определении отношения массы к светимости для	017
440 ABOMMON INAARIMA	217
MEDALHINI D SDESDIDIA AIFEIAIAA. II 3. C. Hapcawar	231
ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЭМИССИОННЫХ ОБЛАСТЯХ И МЕХАНИЗ-	0.40
МЫ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА • • • • В. П. Гринин	243
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИИ ДВУХ БИПО-	
АЯРНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЕЙ Н. В. Вощинников	257
ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ ОБЛАКА НІ ГАЛАКТИЧЕСКИ-	
МИ ОБЪЕКТАМИ? • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	265
модуляционная неустойчивость спиральных волн плот-	
НОСТИ • • • • • • • • • • • • • В. И Корчанин, П. И. Корчанин	273
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОЛЕМ ВРАЩАЮЩЕ-	
ГОСЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГ-	
НИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ • • • • • • • • • • • • • • • • А. К. Аветисян	285
метастабильные образования из ядерного вещества	
Л. Ш. Григорян, Г. С. Сиакян	305
КОЛЛАПС МАЛОМАССИВНЫХ ЗВЕЗД	
М. М. Баско, М. А. Рудвский, Э. Ф. Свидов	321
ОБРАЗОВАНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ	
Н. А. Заботин, П. Д. Насельский	337
ФУНКЦИЯ ГРИНА ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОГО СЛОЯ ••• О. В. Пикичан	351
поле излучения в плоской атмосфере при анизотропном	
РАССЕЯНИИ. РАЗДЕЛЕНИЕ УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ	
Э. Г. Яновицкий	363
КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К РАБОТАМ Г. А. ГУРЗАДЯНА ПО ВСПЫ-	
ХИВАЮЩИМ ЗВЕЗДАМ	375
ОТВЕТ НА "КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ" Р. Е. ГЕРШБЕРГА	
Г. А. Гирзадян	383

#### краткие сообщения

**TOM 16** 

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДИМЫХ СЖАТИЙ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж 393

# EPEBAH

Журнал основан в 1965 г., выходит 4 раза в год на русском и английском языках

# Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,

է. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), է. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալլօղլյան (պատասխանատու քարտուղար)

### Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. Н. Седов,
В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасян

D. D. Storonob (out inspire pedatropa), it in resident

«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.

«ԱՍՏՂԱՖԻՋԻԿԱ»-ն գիտական ճանդես է, որը նրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիաությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ նոդվածներ ասաղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաթաջխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնագավարների գծով։

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանաների և բարձր կուրսերի ուսանողների ճամար։

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռութլի, բաժանորդագինը 4 ռութլի մեկ տարվա համար։ Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպելատ»-ի թոլոր թաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոզով, Մոսկվա, 200

Издательство АН Арм. ССР, 1979. «Астрофизика».

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.855

# ГАЛАКТИКИ С УФ-КОНТИНУУМОМ СЕЙФЕРТОВСКОГО ТИПА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА БТА

# В. Л. АФАНАСЬЕВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Б. Е. МАРКАРЯН, Дж. А. СТЕПАНЯН Поступила 26 декабря 1979

Приводятся результаты спектрального исследования 36 галактик с УФ-континуумом по наблюдениям на БТА. Эти галактики были заподозрены в принадлежности к сейфертовскому типу по разным признакам. Настоящее исследование подтвердило наличие сейфертовской природы у 32 из них. При этом 9 относятся к типу 1, 20— к типу 2, а 3— к промежуточному типу 1.5. Статистика объектов сейфертовского типа, обнаруженных среди IV—VII и X, XI списков галактик с УФ-континуумом (изученных сравнительно лучше), показывает, что объекты типов 1 и 2 встречаются одинаково часто. В самом деле объектов типа 2 должно быть заметно больше, чем типа 1.

1. Введение. Для изучения эволюции галактик особую важность представляют активные внегалактические формации и среди них, в первую очередь, объекты сейфертовского типа. При этом необходимо знание как их физических особенностей, так и количественных — статистических данных. Очевидно, для этого необходима достаточно полная и однородная выборка. Основным методом поиска галактик сейфертовского типа сегодня являются снимки с объективной призмой невысокой дисперсии [1]. Критериями отбора объектов при этом могут быть степень конденсированности и характер распределения энергии в непрерывном спектре (усиленное УФ-излучение в Бюраканском обзоре) или наличие эмиссионных линий в спектре (обзоры южного неба, проводимые в Сьерро-Тололо, и другие [2]). Эти критерии позволили к настоящему времени обнаружить соответственно 6% и 4% сейфертовских галактик типов 1 и 2 в Бюраканском обзоре и 2% и 5—10% в обзорах Тололо [3].

Сейфертовские галактики типа 1 среди объектов с УФ-континуумом с большой вероятностью отождествляются даже на снимках, полученных с объективной призмой благодаря своему выдающемуся УФ-континууму и степени конденсации (объекты \$1-.52 в большинстве случаев) и легко подтверждаются первой щелевой спектрограммой. Поэтому мы уверены, что среди ярких галактик ( $m_{pg} = 13 - 15^m5$ ) в зоне обзора подавляющее большинство их обнаружено. Сейфертовские галактики типа 2 не только более трудны для поиска, так как УФ-избыток у них мал и они менее конденсированы, но и для подтверждения их сейфертовской природы необходимы спектры более высокого разрешения. В связи с тем, что массовые спектральные наблюдения проводятся на телескопах умеренного размера, то объекты типа 2 часто маскируются среди галактик с узкими линиями. Косвенными указаниями на такие объекты являются аномальные для обычных галактик отношения интенсивностей эмиссионных линий  $H_{e}/[N II] > 6584 \sim 1$  и [O III] > 5007/ $H_3 \gg 1$ .

До настоящего времени из 1200 галактик с УФ-континуумом около 900 наблюдались в СССР только на телескопах 1.25 м и 0.70 м, в основном в красной части спектра. Поэтому для подтверждения сейфертовских характеристик заподозренных объектов и поиска новых объектов гипа 2 необходимо было применение большого телескопа с достаточно высоким спектральным и угловым разрешением. В настоящей работе объекты для наблюдений выбраны из IV—XI списков галактик с УФ-континуумом [4—5]. Выбирались объекты, исследрвавшиеся ранее, с аномальным отношением интенсивностей эмиссионных линий, объекты с «диффузчыми» «уширенными» линиями — по описаниям наблюдателей, а также галактики, для которых в литературе существовали противоречивые мнения относительно их сейфертовской природы.

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения проводились в первичном фокусе 6-м телескопа со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92. Спектры регистрировались на фотоэмульсии А-600. При дисперсиях 92 и 45 А/мм спектральное разрешение составляло 6 и 3 А, соответственно. Для исключения эффектов вращения галактики на контур эмиссионных линий входная щель спектрографа шириной 0.9—1."1 располагалась вдоль малой оси в случае сплюснутых систем. На нерасширенной спектрограмме при хороших изображениях угловое разрешение составляло 2". Все объекты наблюдались в красной и более половины в сине-зеленой частях спектра. Лучевые скорости измерены с помощью микроскопа «Мир-12», записи регистрограмм сделаны на микрофотометре ИФО-451. Результаты наблюдений всех 36 галактик приведены в табл. 1а, 6, где даны: 1 — порядковый номер; 2 — номер галактики по Бюраканскому обзору; 3 — тип (по данным списков); 4 — фотографическая величина (в круглых скобках — по спискам, остальные из каталога Цвикки и др. [6]); 5 — наблюдаемая лучевая скорость: 6 — красное смещение, исправленное за вращение Галактики, 0, = 300 км/с; 7 — абсолютная фотографическая величина,

# СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ

Таблица 1а ОБЪЕКТЫ С СЕЙФЕРТОВСКИМИ СВОЙСТВАМИ

No	Объект	Тип	m <sub>pg</sub>	V,	z <sub>0</sub>	M <sub>pg</sub>	Сейферт. тип	Дисперсия
1	Марк. 309	sdle	15."3	12603	0.0429	-21 <sup>m</sup> 3	2	45a
2	403	d2e	15.4	7225	.0237	-19.8	2:	45a, 6
3	423	ds3e	14.9	9632	.0321	-20.9	2:	45a, 6
4	493	sdle:	14.9	9386	.0319	-20.9	1.5:	92a
5	533	sd3e:	13.6	8637	.0295	-22.1	2	45a, 6
6	573	sd2e	14.0	5081	.0172	-20.4	2	45a, 6
7	584	d3	15.3	23558	.0788	-22.5	1	92a, 6
8	612	sd2e	(15.5)	6002	.0199	(-19.3)	2	45a, 6
9	622	sd2e	14.4	6901	.0230	-20.9	2	45a, 6
10	634	ds3	(16)	19828	.0658	(-21.4)	1:	92a
11	662	sd2	(15.5)	16533	.0553	-21.5	2:	92a
12	686	ds2	13.9	4209	.0144		2:	92a
13	728	sd2	(16)	10430	.0343	-20.0	1.5	92a, 6
14	783	s2e	(16)	19984	.0665	-21.4	2	92a, 6
15	845	sle:	15.6	13862	.0468	-21.0	1:	92a, 6
16	849	sl	(17)	24721	.0829	(-20.9)	1	92a, 6
17	854	sl	(17.5)	46558	.1559	(-21.7)	1	92a, 6
18	876	sle	(15.5)	38742	.1300	(-23.4)	1	92a, 6
19	877	sle:	(15.5)	33708	.1129	(-23.1)	1	92a, 6
20	883	s2e	15.2	11407	.0386	-21.1	2	92a, 6
21	885	ds3e	15.4	7636	.0262	-20.1	1:	92a
22	915	sd3	(15)	7225	.0246	(-20.2)	1.5	45a, 6
23	917	d3e:	14.5	7261	.0251	-21.1	2	45a, 6
24	938	sd3e:	(14)	5753	.0195	(-20.7)	2	45a, 6
25	945	s2	(15)	4398	.0150	(-19.1)	2:	92a, 6
26	955	sd3e:	15.4	10424	.0352	-20.6	2:	45a, 6
27	984	ds2e:	15.1	14243	.0479	-21.7	2:	45a
28	1014	sl	(16)	48902	. 1633	(-23.4)	1	92a, 6
29	1018	s2e	14.6	12693	.0425	-21.8	2:	45a, 6
30	1058	ds3e:	15.4	5190	.0178	-19.6	2	45a, 6
31	1066	ds2e	13.8	3574	.0124	-20.4	2	45a, 6
32	1073	ds3e	14.0	697ó	.0237	-21.7	2	45a, 6

H = 75 км/с · Мпс, исправленная за галактическое поглощение: 8 — сейфертовский тип галактики, двоеточием отмечен предполагаемый тип; 9 -дисперсия, с которой проводились наблюдения, и спектральная область-«а» и «б» — красная или сине-зеленая.

195

### В. Л. АФАНАСЬЕВ И ДР.

Ta	бл	u	цa	16
----	----	---	----	----

ОБЪЕКТЫ. НЕ ОБЛАДАЮЩИЕ СЕЙФЕРТОВСКИМИ СВОЙСТВАМИ

No	Объект	Тип	m <sub>pg</sub>	V <sub>r</sub>	z <sub>0</sub>	M <sub>PE</sub>	Днсперсия
1	Марк. 406	ds2e	(15 <sup>m</sup> 5)	4968	0.0163	(-18 <sup>,n</sup> 9)	45a
2	577	s2e:	14.2	5162	.0176	20.3	45a, 6
3	816	s2e :	(16.5)	26457	.0885	(-21.5)	92a
4	865	sle	15.1	10349	.0352	-21.0	92a, 6

3. Описание спектров. Марк. 309. В работе [7] отмечено наличие в спектре диффузной линии H<sub>a</sub>, z = 0.042. Наше значение z хорошо согласуется с ним. В спектре наблюдаются довольно сильные линии H<sub>a</sub> и [N II] с полной шириной  $\gtrsim$  700 км/с, H<sub>2</sub>/[N II] 2 6584 ~ 1. Объект может быть отнесен к сейфертовскому типу 2.

Марк. 403. В работах [8—9] отмечалось наличие уширенной линии  $H_a$  со слабыми крыльями, значение  $z_0 = 0.0241$  и 0.0238, соответственно. Наше значение  $z_0$  в пределах ошибок согласуется с ними. В спектре наблюдаются линин  $H_a$ ,  $H_3$ , [N II], [S II], [O I], [O III],  $H_1$ /[N II] i 6584  $\leq$  1, [O III] i 5007/ $H_3 \geq$  12. Полная ширина линий на уровне непрерывного спектра ~ 750 км/с. Объект в целом напоминает галактику Марк. 573, но имеет несколько более узкие линии, может быть отнесен к слабым сейфертовским галактикам типа 2.

Марк. 406. В работах [8—9] отмечалось наличие диффузной линии  $H_a$ , значение  $z_0 = 0.0168$  и 0.0170, соответственно. Наше значение  $z_0$  на 0.0006 меньше. В спектре, полученном вдоль большой оси, наблюдаются определенно узкие линии  $H_a$ , [N II] и [S II]. Эффект уширения линий, по-видимому, вызван заметным вращением галактики.

Марк. 423. Уширенные линии у этой галактики отмечены в работах [8—9]. Значение  $z_0 = 0.0319$  и 0.0320 хорошо совпадает с нашим. Линии H<sub>a</sub>, H<sub>β</sub> [N II], [S II], [O III], [OI] имеют полную ширину ~ 1100 км/с. H<sub>a</sub>/[N II]  $\lambda$  6584 $\leq$ 1, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>β</sub>  $\geq$  3. Является сейфертовской галактикой типа 2. Возможно, H<sub>a</sub> имеет широкие слабые крылья. Тогда ее следует отнести к промежуточному типу.

Марк. 493. В работе [10] было заподозрено наличие уширенных линий, значение  $z_0 = 0.033$  несколько больше нашего. На двух спектрах видны линии H<sub>a</sub>, [N II], [S II], их ширины определенно превышают инструментальный контур. H<sub>a</sub>/[N II]  $\iota$  6584 ~ 3. Полная ширина линий H<sub>a</sub> + [N II]  $\lambda$  6584/48 у основания 60 А. так как линия [N II]  $\lambda$  6548 весьма слаба, то крылья у линии Ha реальны. Вероятно, принадлежит к промежугочному типу 1.5.

Марк. 533. В работе [10] отмечено, что эмиссионные линии заметно шире инструментального контура, значение  $z_0 = 0.0295$  совпадает с нашим. Согласно данным [11] в спектре присутствуют узкие эмиссионные линии, значение  $z_0$  на 0.0027 больше. В наших спектрах наблюдаются очень широкие линии со значительной асимметрией, фиолетовые крылья линий [O III] достигают 40 А. Полная ширина эмиссионных линий H<sub>3</sub> и [O III] достигают 40 А. Полная ширина эмиссионных линий H<sub>3</sub> и [O III]  $\geq 2600$  км/с. H<sub>4</sub>/[N II] i 6584  $\geq$  1, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub>  $\geq$  10. Кроме указанных линий возможно также присутствие He II, [Av IV], [Fe II], [Fe X] и др. По своим спектральным признакам галактика напоминает NGC 1068. При наблюдениях шель спектрографа была ориентирована через спутник, лежащий на 40 'к востоку. В его спектре наблюдаются линии умеренной интенсивности H<sub>a</sub> и [N II] и слабая H<sub>3</sub>, лучевая скорость спутника на 146 км/с больше, чем у галактики.

Марк. 573. В работе [10] высказано предположение, что эта галактика напоминает Марк. 198 по характерному отношению линий, значение  $z_0 = 0.017$  хорошо совпадает с нашим. В [11] она была отнесена к сейфертовским галактикам типа 2, значение  $z_0$  на 0.0008 меньше нашего. Подробное спектрофотометрическое исследование ее выполнил Коски [12]. На наших спектрах водородные и запрещенные линии имеют одинаковую структуру и полную ширину ~ 900 км/с, линии асимметричны, имеют длинноволновое крыло. По своим характеристикам это сейфертовская галактика типа 2.

Марк. 577. В работах [9—10] предполагалось наличие малоконтрастной широкой линии  $H_a$  с  $z_0 = 0.042$  и 0.0395. На щели спектрографа видно яркое звездообразное ядро. в спектре уверенно наблюдаются только абсорбционные линии H, K, G, D с другим значением  $z_0 = 0.0176$ . Прежнее отождествление линий следует считать ошибочным, и объект нужно исключить из списков сейфертовских галактик.

Марк. 584. Галактика исследовалась ранее в [9, 13],  $z_0 = 0.078$  и 0.0791, соответственно. В обеих работах отмечалось наличие широкой эмиссионной линии H<sub>a</sub>. Согласно данным [11], в спектре этой галактики наблюдались узкие эмиссионные линии [O III] и [O II] и абсорбционные линии водорода, а также Mglb,  $z_0 = 0.0803$ . На наших спектрах совершенно уверенно наблюдаются широкие линии водорода с шириной на уровне непрерывного спектра 140 A (H<sub>a</sub>). Галактика относится к типу 1. Эначение красного смещения хорошо согласуется с данными [9].

#### В. Л. АФАНАСЬЕВ И ДР.

Марк. 612. В работе [10] отмечено необычное отношение интенсивностей линий,  $z_0 = 0.021$ , по данным работы [9] присутствуют уширенные линии,  $z_0 = 0.0205$ . На наших спектрах полная ширина водородных и запрещенных линий на уровне непрерывного спектра порядка 1400 км/с,  $H_x/[N II] \wedge 6584 \leqslant 1$ , [O III]  $\wedge 5007/H_3 > 10$ . Объект можно уверенно отнести к типу 2.

Марк. 622. Авторы работ [8—9] наблюдали уширенные линии H<sub>a</sub> и [N II] с ширинами 20—25 А. Значение  $z_0 = 0.0235$  и 0.0232, соответственно. Наше значение  $z_0$  в пределах ошибок совпадает с ними. В спектре наблюдаются линии H<sub>a</sub>, [N II], [S II], [O III]. Ширины линий H<sub>a</sub> и [N II] ~ 1400 км/с, а линий [O III] ~ 2000 км/с, лынии, возможно, асимметричны с красным крылом. H<sub>a</sub>/[N II]  $\lambda$  6584 ~ 1.5, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub>  $\gtrsim$  5. Сейфертовская галактика типа 2.

Марк. 634. В [9] отмечалась слабая диффузная линия и предполагалось. что это H<sub>u</sub> с z<sub>0</sub> = 0.063. Наши наблюдения показали реальность этой линии с полной шириной не менее 50 A и несколько отличным красным смещением. Видимо, сейфертовская галактика первого типа.

Марк. 662. В работе [9] отмечены слабые линии  $H_a$  и [N II] примерно равной интенсивности, которые блендировались линиями OH. На наших спектрах уверенно видны уширенные линии  $H_a$  и [N II] с отношением интенсивностей 1 и полными ширинами ~ 600 км/с. Вероятно, слабая сейфертовская галактика типа 2.

Марк. 686. В спектре видны линии На и [NII] с ширинами ≥ 600 км/с, На/[NII] л 6584 = 0.6—0.7. Спектр напоминает Марк. 700. Видимо, слабая сейфертовская галактика типа 2.

Марк. 728. Авторы работы [14] наблюдали две широкие эмиссионные детали в спектре, их возможное отождествление  $H_a$  и [S II]  $\lambda$  6717—31, и предполагали, что это галактика типа 2,  $z_0 = 0.0341$ . Наше значение  $z_0$ хорошо согласуется с ним. У водородных линий наблюдаются широкие крылья с полной шириной 135 A в  $H_a$  (красноволновое крыло занижено из-за поглощения в полосе O,  $\lambda$  6867) и 150 A в  $H_{\beta}$ , а также довольно узкие ядра шириной 500—600 км/с. Для ядер линий:  $H_a/[N II] \lambda$  6584 = 1, [O III]  $\lambda$  5007/ $H_{\beta} > 8$ . Кроме того, видны довольно заметные линии [O I] и [S II]; таким образом, присутствуют типичные признаки типов 1 и 2, поэтому мы относим объект к типу 1.5.

Марк. 783. Авторы работы [15] высказали предположение, чго это скорее близкий QSO, а не галактика, z = 0.068. Мы на щели спектрографа наблюдали яркое звездообразное ядро со слабой оболочкой. Наше значение z на 0.001 меньше. В спектре видны довольно яркие эмиссии H<sub>a</sub>, Н., [N II], [S II], [O III], [O I]. Н<sub>2</sub>/[N II] i 6584 ~ 2, [O III] i 5007/Н<sub>3</sub> ~ 8, все линии легко разрешаются с шириной 15-20 А. Сейфертовская природа не вызывает сомнений, скорее всего объект типа 2.

Марк. 816. В работе [14] отмечались диффузные линии Н<sub>α</sub> и [N II], г<sub>0</sub> = 0.0891 и подозревались слабые сейфертовские свойства. На нэшем слегка недодержанном спектре наблюдаются те же линии с отношением H<sub>α</sub>/[N II] № 6584 ≥ 3. Линии практически узкие, заметных крыльев нет, объект является галактикой с узкими линиями.

Марк. 845. В работе [15] наблюдалась слабая линия в районе линий ОН / 6830, z = 0.042. Наше значение z на 0.004 больше. Линия На сильно блендируется линиями ОН / 6864 и поглощением в полосе В / 6867. На довольно слаба, но имеет заметную ширину, красное смещение измерено по линиям [О III] / 4959—5007. Вероятно, сейфертовская галактика типа 1.

Марк. 849. Авторы работы [15] наблюдали широкую эмиссионную деталь, которую отождествляли с линией  $H_a$ , z = 0.079. Наши спектры подтверждают правильность отождествления, значение z на 0.003 больше, измерено по линиям [O III]. Ширины водородных линий  $\sim 6500$  км/с, кроме того наблюдаются линии  $H_{\tau} + [O III]$ . 4363, He II i 4686 и другие линии. Объект уверенно можно отнести к первому типу.

Марк. 854 В недодержанном спектре наблюдаются широкие линии Н<sub>2</sub>, Н<sub>5</sub> с ширинами свыше 3000 км/с и слегка уширенные линии [OIII] л 4959, 5007. Контур линии Н<sub>4</sub> сильно искажен поглощением в А полосе О<sub>2</sub>. Полная ширина линий может быть намного больше. Сейфертовская галактика типа 1. Сейфертовские свойства ее независимо отмечены в [16], z = 0.156.

Марк. 865. Сильно конденсированная галактика типа s1e. На щели спектрографа наблюдается яркое звездообразное ядро. В спектре присутствуют эмиссионные линии H<sub>1</sub>, H<sub>3</sub>, H<sub>7</sub>, [O III], [O II], [N II], [S II] и другие. Все линии практически узкие, H<sub>4</sub>/[N II] ). 6584 > 4, [O III] л 5007/H<sub>3</sub> ~ 2.5. Редкий случай такой конденсированной галактики с сильным УФ-излучением и узкими линиями. Желательны новые наблюдения в будущем.

Марк. 876. Ранее авторы работы [15] наблюдали широкую эмиссионную линию  $H_a$ , z = 0.129. Наше значение z, измеренное по линиям O III, хорошо совпадает с ним. В спектре наблюдаются широкие линии  $H_a$ ,  $H_3$ ,  $H_7$  с полной шириной ~ 9000 км/с и линии [O III] с ширинами ~ 1200 км/с. Возможно, водородные линии имеют узкие ядра. Сейфертовская галакти-

ка первого типа. Ее сейфертовские свойства независимо подтверждены в работе [16], z = 0.128.

Марк. 877. Авторы работы [15] наблюдали единственную широкую линию в спектре, которую предположительно отождествляли с  $H_a$ , z = 0.114, и отнесли этот объект к квазарам. На щели спектрографа объект выглядит совершенно звездообразным. В спектре наблюдаются широкие линии  $H_a$  и  $H_3$ , намечаются слабые линии  $H_{\gamma}$  и He II ) 4686, с полчыми ширинами 6500 км/с. Наше значение z на 0.002 меньше прежнего. Отметим, что заметные линии [O III] отсутствуют. Возможно, линия [O III] ) 5007 блендируется с линией ночного неба [O I] / 5577. Во время наблюдений объект выглядел несколько ярче, чем на поисковой карте, не исключена возможность оптической переменности. По морфологии и спектральным особенностям объект может быть отнесен к мощным сейфертовским галактикам первого типа, либо к близким QSO.

Марк. 883. В работе [15] наблюдались линии H<sub>a</sub> и [N II]  $\lambda$  6584, которые блендировались линиями OH  $\lambda$  6830, и предполагалось наличие слабых крыльев, z = 0.038. Наше значение z в пределах ошибок совпадает с ним. Объект имеет звездообразное ядро, в спектре наблюдаются эмиссионные линии H<sub>a</sub>, H<sub>3</sub>, H<sub>1</sub>, [N II], [S II], [O III], [OI], все линии заметно уширены, дублет [S II]  $\lambda$  6717—30 практически сливается. Полная ширина линий доходит до 2100 км/с, H<sub>a</sub>/[N II]  $\lambda$  6584  $\sim$  2, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub>  $\sim$  3. Сейфертовская галактика второго типа.

Марк. 885. В несколько недодержанном спектре наблюдается единственная широкая эмиссионная линия H<sub>a</sub> с полной шириной не менее 3000 км/с, заметных запрещенных линий [N II] и [S II] нет. Исходя из этого, считаем, что объект относится, видимо, к типу 1.

Марк. 915. Авторы [14] наблюдали уширенные линии H<sub>a</sub> и [N II], а также слабые линии [S II]  $\lambda$  6717—30 и предполагали, что это сейфертовская галактика типа 2,  $z_0 = 0.0244$ . Наше значение  $z_0$  почти совпалает с ним. В спектре уверенно присутствуют линии H<sub>a</sub>, H<sub>3</sub>, He II  $\lambda$  4686, [N II], [S II], [O III], [OI]. Запрещенные линии и ядра водородных линий асимметричны — с красноволновым крылом и полной шириной ~ 2100 км/с. Крылья линии H<sub>a</sub> имеют полную ширину 7000 км/с и H<sub>b</sub> не менее 5000 км/с. Для ядер линий H<sub>a</sub>/[N II]  $\lambda$  6584 = 2, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub> ~ 9. Таким образом, объект обладает ярко выраженными признаками сейфертовских галактик типа 1 и 2, поэтому уверенно может быть классифицирован как объект промежуточного типа 1.5.

Mарк. 917. Авторы работы [14] наблюдали уширенные линии H<sub>a</sub> и [N II] и предположительно отнесли объект к типу 2,  $z_0 = 0.0253$ . Наше

значение  $z_0$  почти совпадает с ним. В спектре наблюдаются эмиссионные линии  $H_2$ ,  $H_3$ ,  $H_1$ , He II,  $\lambda$  4686, [N II], [S II], [O III], [O I]. Полная ширина линий свыше 1000 км/с, а линий [O III] доходит до 1900 км/с,  $H_2/[N II] \lambda$  6584 = 1.5, [O III]  $\lambda$  5007/ $H_3$  = 4. Сейфертовская галактика второго типа.

Марк. 938. В спектре видны сильные линии H<sub>4</sub>, [N II], [S II], слабые [O III] и [OI], а также, вероятно, абсорбционная линия H<sub>5</sub>, полная ширина линий 1000 км/с, H<sub>a</sub>/[N II] / 6584 ~ 0.8. Сейфертовская галактика типа 2, невысокого возбуждения.

Марк. 945. В спектре наблюдаются эмиссионные линии малого контраста, Н<sub>п</sub>, [N II], [S II], [O III], и абсорбционные Н. К. G, возмежно, Н<sub>3</sub>. Н<sub>a</sub> и [N II] λ 6584 практически сливаются. Полная ширина линий ≥ 800 км/с. По-видимому, слабая сейфертовская галактика типа 2. Желательны наблюдения со спектральным разрешением лучше 6 А для подтверждения сейфертовской природы.

Mapk. 955. Авторы работы [14] наблюдали уширенные линии H<sub>a</sub>, [N II], [S II] и предполагали, что это объект типа 2,  $z_0 = 0.0352$ . Наше значение  $z_0$  хорошо согласуется с ним. Полная ширина диний H<sub>a</sub> и [N II] ~ ~ 800 км/с, H<sub>a</sub>/[N II]  $\lambda$  6584 = 2, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub>~ 3. Контуры линий в спектрах. полученных при разной ориентации щели, несколько отличаются. Вероятно, слабая сейфертовская галактика типа 2.

Mapk. 984. Это южный член пары галактик КП 29а, V = 14351 км/с [17]. Наше значение  $V_{\bullet}$  хорошо согласуется с ним. В спектре наблюдаются линии  $H_a$ , [N II], [S II], [OI] и слабые [O III]. Эмиссионные линии заметно уширены, дублет [S II] i 6717—30 почти сливается,  $H_a/[N II]$  i 6584  $\leq$  1. Контур линии  $H_a$  значительно искажен поглощением в В полосе  $O_2$  i 6867. Сейфертовская природа не вызывает сомнения, по-видимому, объект типа 2.

Марк. 1014. Очень сильно конденсированный объект — на щели спек грографа выглядит практически эвездным. В спектре наблюдается широкая линия Н<sub>3</sub> шириной > 4000 км/с н [O III] с шириной ~ 1200 км/с. Объект можно классифицировать как мощную сейфертовскую галактику первого типа или близкий QSO.

Марк. 1018. Авторы работы [14] подозревали наличие широкой эмиссионной линии  $H_a$  малого контраста в районе линий ОН  $\lambda$  6840—64,  $z_0 = 0.043$ . Наши спектры подтверждают правильность отождествления, значение  $z_0$  в пределах ошибок совпадает с ним. Наблюдаются сравнительно слабые линии  $H_a$ , [N II], линия  $H_a$ , вероятно, имеет малоконтрастные крылья с шириной несколько тысяч км/с. Спектр напоминает Марк. 423. H<sub>2</sub>/[N II]  $\lambda$  6584 < 1, [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub> > 5. Ширины запрещенных линий ~ 1000 км/с. Сейфертовская галактика типа 2, либо 1.5 в случае реальности наличия широких крыльев. Объект нуждается в подробном исследовании.

Марк. 1058. В спектре наблюдаются довольно сильные уширенные линии с отношениями интенсивностей  $H_a/[N II]$  / 6584 ~ 1, [O III] / 5007/H > 6. Полная ширина эмиссионных линий ~ 900 км/с. Объект может быть отнесен к сейфертовскому типу 2.

Марк. 1066. В спектре присутствуют эмиссионные линии  $H_3$ ,  $H_3$ , [N II], [S II]. [O III]. ширины линий ~ 1200 км/с.  $H_a/[N II] \lambda$  6584 = 1, [O III]  $\lambda$  5007/ $H_3 > 6$ . Сейфертовская галактика второго типа.

Марк. 1073. Авторы работы [14] наблюдали у этой галактики слегка уширенные сильные линии и предполагали принадлежность ко второму типу,  $z_0 = 0.0234$ . Наше значение  $z_0$  хорошо согласуется с ним. В спектре присутствуют линии  $H_2$ ,  $H_3$ , [N II], [S II], [O III], с шириной свыше 1300 км/с.  $H_2/[N II]$  / 6584 = 1, [O III] / 5007/ $H_3$  6. Объект уверенно можно отнести к сейфертовским галактикам типа 2.

4. Результаты. Из 36 объектов, наблюдавшихся нами, у 32 обнаружено или подтверждено присутствие широких эмиссионных линий. Об 11 новых объектах, у которых широкие линии были найдены впервые, опубликовано краткое предварительное сообщение [18]. Для 12 объектов имеются дестаточно хорошие спектры с высокой дисперсией в обоих вышеупомянутых диапазонах. Их регистрограммы приведены на рис. 1. Все они являются сейфертовскими объектами типа 2, за исключением галактики Марк. 915, имеющей спектральные признаки промежуточного типа 1.5. Объекты типа 1 вообще изучены гораздо лучше, поэтому мы здесь уделили больше внимания объектам типа 2.

Более обстоятельно объекты типа 2 были исследованы Коски [12], выполнившим спектрофотометрию 20 сейфертовских объектов типа 2 и 5 радиогалактик с узкими линиями. Для сравнения наших результатов мы измерили ширины линий на половине интенсивности (FWHM), а также отношения интенсивностей линий H<sub>a</sub>/[N II] / 6584 и [O III] / 5007/H  $_{\rm F}$ Результаты приведены в табл. 2. Значения ширин линий исправлены за инструментальный контур, который представлялся гауссианой и составлял 150—220 км/с в красной и 230—300 км/с в сине-зеленой частях спектра. Ошибка среднего по измерениям 3—4 линий ± 50 км/с. Объект Марк. 573 является общим у нас и у Коски [12]. Согласно его измерениям FWHM = = 350 ± 150 и 340 ± 40 км/с по наблюдениям с высоким разрешением, что прекрасно согласуется с нашим значением FWHM = 350±50 км/с.



 $\lambda_0(\bar{A})$ 

Рис. 1. Регистрограммы спектров 12 галактик, полученные в красной и сине-зеленой частях спектра. Все спектры приведены к z = 0, стрелки показывают места наложения атмосферных линий ОН  $\land$  6840—64 и В полосы О,  $\land$  6867. На спектре Маок. 403 приведен инструментальный контур. По оси ординат отмечены логарифмы относительной интенсивности (неравномерная шкала). Горизонтальные линии отмечают уровень нулевой интенсивности для каждого объекта.

На рис. 2а представлены распределения ширин на половинной интенсивности, взятые из [12], и наши данные, которые хорошо согласуются в области малых значений, учитывая, что в нашей выборке практически отсутствовали объекты с большими ширинами. На рис. 26 показаны относительные интенсивности эмиссионных линий H<sub>0</sub>/[N II]  $\lambda$  6584 и [O III]  $\lambda$  5007/H<sub>3</sub> для выборки Коски [12] и наших объектов. Как хорошо видно, объекты занимают одну и ту же область. Поэтому мы считаем, что все эти исследованные галактики можно считать сейфертовскими типа 2 с оговоркой, что Марк. 915 принадлежит к промежуточному типу, а Марк. 423 и 1018 могут быть типа 1.5, если подтвердится наличие широкой компоненты в их спектрах. У объектов Марк. 403, 662, 686, 945 и 955 сейфертовские свойства выражены слабее, и они нуждаются в более детальном исследовании. По своим свойствам эти объекты, возможно, напоминают галактику Марк. 359, недавно подробно изученную Дэвидсоном и Кинманом [19], показавшими ее сейфертовскую природу. Кроме того, отметим, что ряд галактик наблюдался Остерброком [20], подтвердившим независимо сейфертовскую природу объектов Марк. 493, 584, 622 и 1018.

				Таблица 2
06		FWHM	Ha Ha	[O III] A 5007
Объе	KT	(км/с)	<sup>1g</sup> [N II] / 6584	H <sub>3</sub>
Марк.	403	190	-0.05	+1.10
	423	420	-0.08	0.32
	533	860	+0.09	0.76
	573	350	+0.07	0.85
	612	380	-0.05	1.35
	622	370	+0.09	0.25
	883	450	- 0.25	U.40
	917	440	+0,08	0.62
	938	440	-0.06	>0
	955	350	+0.33	0.35
	1018	470	-0.03	≥0.8
	1066	420	+0.03	0.67



Рис. 2a. Распределение ширин линий на уровне половинной интенсивности. Ширинна полосы равна удвоенной погрешности. Незаштрихованная гистограмма — ланные Коски [12], заштрихованные — наши данные (приведенные к погрешности 100 км/с, для сравнения с данными Коски).

Таким образом, из 36 наблюдавшихся галактик, по нашему мнению, 32 могут быть отнесены к сейфертовскому типу. Среди изученных объектов из списков IV—VII большая часть принадлежит к типу 2, как и следовало ожидать. Наиболее полно и лучше в настоящее время исследованы галактики IV—VII и X—XI списков, находящиеся в южных галак-

#### СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ

тических широтах, где объекты типа 2 сейчас составляют 42% и 47%, соответственно. Отсюда следует, что сейфертовские галактики обоих типов среди галактик с УФ-континуумом имеются примерно в равных количествах. Но при этом следует отметить, что пространственная плотность



Рис. 26. Отношения интенсивностей эмиссионных линий для объектов типа 2. Точки — сейфертовские галактики, кружки с точкой — радиогалактики, согласно [12]. кружки — наши данные.

объектов типа 2, по-видимому, заметно больше плотности объектов типа 1 по следующим причинам: светимость объектов типа 2 в среднем заметно меньше светимости объектов типа 1, кроме того объекты типа 2 часто имеют меньшие или незначительные УФ-избытки и поэтому в нашем обзоре обнаруживаются хуже.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

# THE GALAXIES WITH UV-CONTINUUM OF SEYFERT TYPE ACCORDING TO THE OBSERVATIONS ON THE BTA

V. L. AFANASEV, V. A. LIPOVETSKIJ, B. E. MARKARIAN, J. A. STEPANIAN

The results of spectroscopic observations of 36 galaxies with UV continuum accomplished on the 6-m telescope are presented. Due to different features these galaxies have been suspected to be of Seyfert

#### В. Л. АФАНАСЬЕВ И ДР

type. This investigation confirmed the presence of Seyfert characteristics in 32 of them. Nine of them are related to the Sy 1 type, 20 to the Sy 2 type and three to the intermediate type, Sy 1.5. The statistics of Seyfert type objects discovered in the IV-VII and X-XIIlists of galaxies with UV continuum (these lists are relatively better investigated) show that the objects of type 1 and 2 are of equal quantities. In fact the quantity of objects of Sy 2 type must be noticeably greater than that of Sy 1 type.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. B. E. Markarian, Astron. Astrophys., 58, 139, 1977.
- 2. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.
- 3. T. J. Bohuski, A. P. Fairall, D. W. Weedman, Ap. J., 221, 776, 1978.
- 4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972: 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
- 5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977.
- F. Zwicky, E. Herzog, M. Karpowitz, C. Kowal, P. Wild, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, I-VI, Calif. Inst. of Techn., Pasadena, 1961-1968.
- 7. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 177, 1972.
- 8. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 10, 315, 1974.
- 9. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, Астрофизика, 12, 665, 1976.
- И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, Астрофизика. 10, 483, 1974.
- 11. J. P. Huchra, Private communication, 1977.
- 12. A. T. Koski, Ap. J., 223, 56, 1978.
- 13. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, Астрофизика, 12, 189, 1976.
- 14. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 5, 665, 1979.
- 15. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ. 3, 7, 1977.
- 16. D. E. Osterbrock, S. A. Grandi, R. D. Cohen, P.A.S.P., 90, 493, 1978.
- 17. И. Д. Караченуев, В. Л. В. Саржент, Б. Циммерман, Астрофизика, 15, 25, 1979.
- В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрон. цирк., № 1039, 1979.
- 19. K. Davidson, T. D. Kinman, Ap. J., 225, 776, 1978.
- 20. D. E. Osterbrock, Bull. AAS, 1979 (in press).

206

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM** 16

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.855

# ОСОБЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЧЕТЫРЕХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ПЕРВОГО ТИПА

# В. Н. ПОПОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН Поступила 12 мая 1979

Приведены данные о контурах некоторых эмиссионных линий в спектрах сейфертовских галактик первого типа Маркарян 304, 335, 352 и 111 Zw 2. Обнаружено изменение контура линии Н<sub>3</sub> в спектре 111 Zw 2, выражающееся в появлении широкого голубого компонента со сдвигом относительно центра линии, соответствующем доплеровской скорости — 4500 — 8500 км/с. Это изменение совпадает по времени с резким увеличением радиоизлучения от галактики, а, возможно, и с ростом эмиссии в рентгеновском диапазоне. Можно предположить, что многокомпонентная структура является характерной для контуров эмиссионных линий сейфертовских галактик 1 типа.

1. Ввеление. Активность ядер галактик, открытая В. А. Амбарцумяном [1], очень ярко проявляется в ядрах сейфертовских галактик. Высокие светимости, большие скорости движения газа, богатый эмиссионный спектр, высокая степень ионизации газа и часто сопутствующее радио и (или) рентгеновское излучение указывают на высокую степень активности этих ядер. Среди двух типов сейфертовских галактик, выделенных в [2] на основе спектральных различий, первый тип обладает свойсгвами, которые указывают на большую степень активности их ядер. Их светимости систематически выше, чем у второго типа, они обладают, в среднем, большим ультрафиолетовым избытком и, в некоторых случаях, являются рентгеновскими источниками [3, 4].

Нами проведено исследование профилей эмиссионных линий четырех сейфертовских галактик первого типа: Маркарян 304, 335, 352 и 111 Zw 2. Такая работа позволяет получить сведения о кинематической структуре газа в ядрах. Работы Уокера [5]. Воронцова-Вельяминова, Дибая, Проника, Есипова [6—8] и других выявили присутствие в сейфертовских ядрах дискретных облаков газа, обладающих значительными относительными скоростями. Исследования профилей линий фактически являются единственным способом обнаружения подобных образований. Другим аспектом работы является поиск изменения деталей профилей линий, которые могут дать сведения о процессах, идущих в ядре [9, 10]. Даже если за время, охваченное нашими наблюдениями, не обнаруживаются заметные изменения, построение контуров, тем не менее, сохраняет свою ценность, поскольку становится отправным пунктом для поиска изменений в будущем.

Определены также эквивалентные ширины наиболее ярких эмиссионных линий в спектрах объектов.

2. Аппаратура и наблюдательный материал. Спектры галактик получены авторами на трех инструментах, с применением различных светоприемников. Данные об отдельных спектрограммах приведены в табл. 1.

N₂	Объект	Спектр	Дата	Эксп. (мин)	Дисперсия (А/мм)
1	Маркарян 304	UVITS 302a	23 24.09.73	15	220 (0.22)
2	11 13	UVITS 312b	25/26.09.73	7	**
3		БТА № 11	20/21.09.77	25	90 (0.25)
4		БТА № 20	04/05.07.73	29	70
5	<b>10 00</b>	БТА № 21	11	21	70
6	13 93	3TA-OMA № 1	29 30.07.78	30	100
7	Маркарян 335	UVITS 307b	24/25.09.73	6	220 (0.22)
8		БТА № 7	18/19.09.73	20	90
9		БТА № 8		12	
10	95 95	3TA № 3	01 02.01.78	100	135
11		БТА № 34	05/06.07.78	11	70 (0.6)
12	17 11	<b>БТА № 35</b>	11	12.5	
13		<b>БТА № 36</b>		12	-
14	93 94	3TA № 4	28/29.09.78	360	135
15	Маркарян 352	UVITS 307c	24/25.09.73	25	220 (0.22)
16	11 17	3TA+OMA № 8	03/04.08.78	70	50
17	<b>11</b> 11	ЗТА÷ОМА № 9	13/14.08.78	30	200
18		БТА .№ 37	26/27.08.78	20	70
19	III Zw 2	UVITS 314c	25/26.09.73	15	220 (0.22)
20		UVITS 326c	29/30.09.73	12	u
21	13	БТА № 31	05/06.07.78	20	220 (0.22)
22		БТА № 32		20	70

Примечание. Номера спектров БТА и ЗТА даны по рабочему списку и не соответствуют номерам по журналам наблюдений соответствующих телескопов.

Таблица 1

Названия столбцов не нуждаются в пояснениях, за исключением двух из них. В последнем столбце, кроме дисперсии, если спектр снимался с расширением, в скобках указана величина расширения. Индекс же спектра содержит указание на аппаратуру, с которой он получен:

БТА обозначает 6-м телескоп САО АН СССР, спектрограф СП-160 с ЭОП типа М9ЩВ, эмульсия 103а-0.

UVITS установлен на 2.7-м телескопе обсерватории МакДональд в США. ЭОП типа С33011, эмульсия IIа-0.

ЗТА 2.6-м — телескоп Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР со спектрографом UAGS. Снимки получались на пластинках Kodak IIIa-J, очувствленных прогревом и подсветкой [11]. Спектры галактик Маркарян 304 и 352 получены также на этом телескопе и спектрографе, но со светоприемником ОМА (оптический многоканальный анализатор) на 500 каналов.

Обработка спектров, полученных на фотоэмульсию, проводилась по регистрограммам, записанным на микрофотометре ИФО-451, а спектры, полученные с ОМА.— по записям, вычерченным графопостроителем, входящим в комплект аппаратуры.

Суперпозиция профилей отдельных линий по разным спектрам производилась после перевода в интенсивности, нормировки интенсивностей к единице в максимуме интенсивностей и перевода длин волн в доплеровские скорости, соответствующие сдвигу от центра линий.

# 3. Краткая характеристика объектов, результаты наблюдений.

Маркарян  $304 = 11 \ Zw$  175 [12]. Принадлежность этого объекта к галактикам сейфертовского типа отмечена впервые в [13]. Эта галактика обладает весьма высокой светимостью  $M_U = -22^m 8$  (здесь и ниже при определении абсолютных звездных величин для постоянной Хаббла принято значение  $H = 75 \ \text{км/с} \cdot \text{Мпс}$ ) и значительным ультрафиолетовым избытком:  $U - B = -0^m 92$  [14]. Является рентгеновским источником со светимостью  $6.4 \cdot 10^{14}$  эрг-с в диапазоне энергий 2—10 кэВ [4].

Полученная нами ширина линии H<sub>3</sub> на уровне половинной интенсивности — около 4600 км/с. Это значение несколько меньше величины 5900 км/с, приведенной в [15]. Различие можно объяснить неопределенностью в проведении уровня непрерывного спектра, а также различием в разрешающей способности аппаратуры. На наших спектрах № 4 и 5 разрешение не хуже 2.5 А, в то время как все спектры в [15] получены с разрешением в 10 А.

Запрещенные линии значительно Уже и их ширина на уровне половинной интенсивности около 600 км/с. На рис. 1 сплошной линией представлен профиль линии Н<sub>3</sub>, а пунктиром — профиль небулярной линии, составленной суперпозицией профилей линий N<sub>1</sub> и N<sub>2</sub>. По оси абсцисс от-2—295 ложена доплеровская скорость, а по оси ординат — интенсивность излучения, нормированная к единице в максимуме.



Рис. 1. Профили линий H3 (сплошная кривая) и усредненной линии  $N_1 + N_2$  (пунктирная) в спектре Маркарян 304.

Профиль H<sub>3</sub> довольно симметричен. На нем можно выделить почти симметрично расположенные пары компонентов со скоростями  $\pm 400 \div 600$  км/с,  $\pm 1100 \div 1500$  км/с и  $\pm 1800 \div 2500$  км/с.

Сравнение полученного нами профиля линии  $H_3$  с контуром, построенным Денисюком [16], показывает сильную зависимость вида профиля от разрешения системы. При полученном в [16] разрешении порядка 6 А компоненты сливаются и заметен только широкий подъем крыльев, приблизительно на равных расстояниях от центра линии, соответствующих скоростям около  $\pm 2000$  км/с.

Для построения профилей не всегда целесообразно использовать линию  $H_a$  из-за искажения ее контура наложением бленды [N II] h. 6548/83. Тем не менее, оказалось, что в спектре Маркарян 304 интенсивность последних линий невелика и они не вносят значительных изменений в контур линии  $H_a$ . В частности, и в профиле  $H_a$  хорошо заметна пара компонентов со скоростями  $\pm$  1800  $\div$  2500 км/с, которые соответствуют таким же компонентам в линии  $H_{3}$ .

Маркарян 335. Этот интересный объект сравнительно ярок, что позволяет получить данные повышенной точности. Его видимая величина  $m_v = 13^m90$ ;  $B - V = +0^m28$ ,  $U - B = -0^m65$  [14], а по данным [17]  $m_v = 13^m85$ ,  $B - V = +0^m41$ ,  $U - B = -0^m70$ . Еще в [12] отмечено сходство распределения энергии в спектре Маркарян 335 с распределением энергии в спектре QSO и присутствие в эмиссии линии H<sub>a</sub>. Там же высказано предположение о наличии в спектре признаков галактик сейфертовского типа, которое впоследствии подтвердилось [13]. Более подробное спектральное исследование показало, что в спектре имеет-

#### СПЕКТРЫ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

ся значительной интенсивности излучение в Fe II [15]. По наблюдениям со спутников [3, 4] обнаружено, что галактика является рентгеновским источником умеренной интенсивности, излучающим около 7.8 · 10<sup>43</sup> эрг/с в диапазоне энергий 2—10 кэВ.

Наши измерения дают ширину водородных линий на уровне половинной интенсивности около 1500 км/с, что хорошо согласуется с величиной 1600 км/с, приведенной в [15]. Ширина же небулярных линий на уровне половинной интенсивности равна 400 км/с.



Рис. 2. Усредненные профили водородных линий Нз. Н<sub>1</sub> и Н. (сплошявя кривая) и небулярных линий N<sub>1</sub>. N<sub>2</sub> (пунктирная) в спектре Маркарян 335.

На рис. 2 сплошной линией представлен профиль водородных линий, полученный наложением усредненных профилей линий  $H_3$ ,  $H_7$  и  $H_6$ . На этом же рисунке пунктиром показан контур небулярной линии, составленный наложением усредненных контуров линий  $N_1$  и  $N_2$ .

Заметно выделяются симметрично расположенные компонензы со скоростями около  $\pm 300$  км/с и  $\pm 500 \div 600$  км/с, которые имеются как у водородных, так и, возможно, у запрещенных линий. Между линиями Н<sub>3</sub> и N<sub>2</sub> на регистрограммах заметен подъем, который, по нашему мнению, возникает вследствие наложения линий F II 1 4923.9.

В целом, контуры водородных линий асимметричны и имеют сложную форму. Вблизи центра линий, вплоть до скоростей около ± 1000 км/с, синее крыло более приподнято, в то время как на красном крыле заметен крутой спад. Затем, по мере удаления от центра линии, положение меняется. Голубое крыло сравнительно быстро сходит на иет у скорости — 3000 км/с, в то время как красное спадает очень медленно и поэтому трудно указать, где оно исчезает . Создается впечатление, что N<sub>1</sub> и N<sub>2</sub> «сидят» на очень широком красном крыле H<sub>β</sub>. Это хорошо заметно на рис. За и b, представляющих собой участки регистрограмм спектров ЗТА № 4 и БТА № 34, включающих линии N<sub>1</sub>, N, и H<sub>β</sub>.

21 I

### В. Н. ПОПОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

III Zw 2. Это наиболее яркий член тройной системы галактик [18]. Подробно исследован Арпом и Сарджентом, красное смещение z = 0.09 [19, 20]. У галактики было обнаружено заметное радиоизлучение [19]. Является ярчайшим среди сейфертовских галактик рентгеновским источником со светимостью 1.4 · 10<sup>45</sup> эрг/с в диапазоне энергий 2—10 кэВ [4].



Рис. 3. Регистрограмма спектров Маркарян 335 в области На: а) ЗТА № 4, b) БТА № 34.

В начале 1978 г. было обнаружено резкое увеличение радиоизлучения на частотах 1—100 ГГц [21], причем исследования на VLBI показали, что около 85% всего потока на частоте 10.6 ГГц (около 1.2 Ян) излучается неразрешенным источником с размером менее 0.4 · 10<sup>-10</sup> секунд дуги (менее 1 пс).

Нами было проведено сравнение спектров 1973 г. со спектрами 1978 г. и между ними найдено некоторое различие. На голубом крыле линии  $H_{\beta}$ на расстоянии от центра линии, соответствующем доплеровской скорости — 4500 ÷ 8500 км/с, заметен подъем, который отсутствует на более ранних спектрах (см. рис. 4). Наиболее вероятное объяснение — это появление нового компонента линии, возникшего вследствие выброса, появившегося в ядре галактики. К сожалению, у нас нет возможности проследить, имеется ли симметричный компонент на красном крыле линии, поскольку на спектре 1978 г. область линий  $N_1$  и  $N_2$ , на которую должен попадать этот компонент, имеет дефект. Этот выброс, по всей видимости, сопровождается резким возрастанием радиоизлучения. Поскольку объект не был обнаружен рансе как рентгеновский источник по наблюдениям со спутников UHURU и Ariel, в то время как со спутника SAS-3 было найдено рентгеновское излучение, то можно предположить, что произошла одновременио и вспышка в рентгеновском диапазоне. На основании имеющихся данных можно предположить, что в ядре III Zw 2 наблюдается вспышка, весьма схожая с той, которая была обнаружена в ядре галактики Маркарян 6 [10, 22].



Рис. 4. Профили линии На в спектрах галактики III Zw 2, полученных в 1973 г. (пунктирная кривая) и 1978 г. (сплошная).

Маркарян 352. Это сейфертовская галактика умеренной светимости  $M_V = -19^m 1$ , с хорошо выраженным ультрафиолетовым избытком: U—B =  $-0^m 66$  [17].

Ширина водородных линий на уровне половинной интенсивности составляет около 3400 км/с. Полученная чами величина довольно близка к приведенной в [15] (3800 км/с). Запрещенные линии на уровне половинной интенсивности имеют ширину около 500 км/с. В целом контур водородных линий слегка асимметричен, причем красное крыло более приподнято, чем голубое. Интересно отметить, что у запрещенных линий если и существует слабо выраженная асимметрия, то в противоположную сторону. Впрочем, в последнем случае речь идет о той части линии, которая заключена в пределах  $\pm$  300 км/с от центра, в то время как крылья водородных линий удалены от центра на значительно большее расстояние. На рис. 5 представлены усредненные контуры линии Н<sub>3</sub> и, пунктиром, синтетической небулярной линии, составленной наложением усредненных профилей линий N, и N<sub>2</sub>.

Недалеко от центра всех линий, на расстоянии  $\pm 500$  км/с заметна симметричная пара компонентов. У линии H<sub>β</sub>, кроме того, имеется пара компонентов на расстоянии  $\pm 1000$  км/с, которая, возможно, присутствует и у запрещенных линий. На большем расстоянии от центра контуры водородных линий более гладки, хотя на скоростях около  $\pm 1500$  км/с, возможно, имеется еще одна пара компонентов. Резкий спад интенсивности на красном крыле H<sub>β</sub>, на расстоянии от центра, соответствующем скорости около + 1000 км/с, отмеченный в [16], по нашим данным отсутствует полностью. В пользу реальности отмеченных выше компонентов эмиссионных линий в спектрах обсужденных в настоящей статье сейфертовских галактик первого типа можно привести следующие доводы:

1. Опыт показывает, что у ярких эмиссионных линий вблизи их максимума интенсивности из-за влияния флюктуаций фона сколько-нибудь значительных ложных вторичных максимумов не возникает. Поэтому, если вблизи максимума выявляются компоненты, то с большой вероятностью их можно считать реальными.



Рис. 5. Усредненные профили линий Н3 (сплошная кривая) и N<sub>1</sub> + N<sub>2</sub> в спектре Маркарян 352.

2. Компоненты выявлены не по одному спектру, а по среднему из нескольких (см. табл. 1).

3. Отмеченные компоненты расположены симметрично относительно максимума интенсивности.

Конечно, не исключена возможность того, что некоторая часть из отмеченных компонентов окажется результатом случайных ошибок. Для полной уверенности необходимо получить спектры этих галактик с большей дисперсией.

В табл. 2 приведены полученные нами эквивалентные ширины наиболее ярких эмиссионных линий в спектрах ядер исследованных галактик.

По спектрам ЭТА № 3 и 4 уточнено красное смещение галактики Маркарян 335, *г*, которое оказалось равным 0.0256. Для центрального максимума водородных и запрещенных линий оно совпадает с точностью до 0.0003.

4. Заключение. Профили водородных линий исследованных нами галактик сейфертовского типа. приндалежащих к классу 1, обладают многокомпонентной структурой и, в некоторых случаях, асимметрией. Этот результат указывает на то, что электронное рассеяние не может играть решающую роль в формировании контуров водородных линий сейфертовских галактик первого типа. Наличие заметной симметрии в распределении компонентов относительно центра линий можно считать указанием на то, что соответствующие им облака газа возникли в результате выбрасывания масс газа в противоположные стороны (выброс-контрвыброс).

Объект	lg W <sub>Ha</sub>	lg ₩ <sub>H3</sub>	Ig W <sub>N17N1</sub>		
Маркарян 304	2.27	1.82	1.38		
Маркарян 335	2.3	1.81	1.74		
Маркарян 352	2.1	1.56	1.18		
III Zw 2	2.3	1.59	1.76		

# Таблица 2 ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ НАИБОЛЕЕ ЯРКИХ ЛИ-НИЙ В СПЕКТРАХ ЯДЕР ЧЕТЫРЕХ ИССЛЕДОВАННЫХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ПЕРВОГО ТИПА

Примечание. В интенсивности линий включены все компоненты, так как погледние практически невозможно измерять независимо. В интенсивность  $H_a$  включена также интенсивность блендированных с ней линий [N II] h. 6548/83, которые во всех исследованных объектах имеют очень низкую интенсивность в сравнении с  $H_a$  и почти не измеляют ее эквивалентную ширину.

Обнаруженные новые компоненты не отделяются четко от основных очень широких водородных линий, типичных для Sy 1. Поэтому оценки доли энергии от полного профиля и эквивалентной ширины отдельных компонентов будут настолько неуверенными, что, на наш взгляд, ценность таких оценок была бы сомнительной.

Обнаружено изменение в профиле линии H<sub>β</sub> галактики III Zw 2, проявляющееся в появлении нового компонента на голубом крыле линии. Это изменение произошло в течение 1973—1978 гг. и сопровождается возрастанием радиоизлучения и, возможно, рентгеновского излучения. Это явление сходно с наблюдавшейся ранее в ядре галактики Маркарян 6 вспышкой. Следует отметить, что до вспышки ядро Маркарян 6 обладало спектральными особенностями сейфертовских галактик второго типа, в то время как III Zw 2 является галактикой Sy 1.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Примечание при корректуре. Недавно появилась статья Остерброка и Коэна (М. N., 187, 61, 1979), в которой приведен другой пример существования компонентов у водородных линий в спектре сейфертовской галактики первого типа Марк. 668, смещенных в коротковолновую часть от основных анини на 2800 км/с.

#### В. Н. ПОПОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

# EMISSION LINE DISTINCTIONS IN THE SPECTRA OF FOUR TYPE 1 SEYFERT GALAXIES

#### V. N. POPOV, E. Ye. KHACHIKIAN

Data on some emission line profiles in the spectra of type 1 Seyfert galaxies Markarian 304, 335, 352 and III Zw 2 are presented. A change in H<sub>3</sub> profile in the spectrum of III Zw 2 is found, represented by the appearance of a new wide blue component with  $-4500 \div -8500$  km/s doppler shift. This change coincides in time with the rapid rise of radioemission from the galaxy and, probably, with the rise of X-ray emission.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбаруумян. Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1959.
- 2. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 3. R. Giacconi, Physica Scripta, 17, 159, 1978.
- H. Tananbaum, G. Peters, W. Forman, R. Giacconi, C. Jones, Y. Avni, Ap. J., 223, 74, 1978.
- 5. М. Ф. Уокер, в сб. «Нестационарные явления в галактиках», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 75.
- 6. Э. А. Дибей, Б. А. Воронцов-Вельяминов, в сб. «Нестационарные явления в галактиках», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 21.
- 7. Э. А. Дибай. В. И. Проник. в сб. «Нестационарные явления в галактиках», Изд. АН Арм.ССР. Ереван, 1968, стр. 83.
- 8. Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрон. цирк., № 467, 1968.
- 9. Y. Andrillat, A. J., 73, 852, 1968.
- 10. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 9, 139, 1973.
- 11. В. Н. Попов, А. С. Амирханян, Астрон. цирк., № 1023, 1978.
- 12. Б. Е. Маркарян. В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 511, 1971.
- 13. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 177. 1972.
- 14. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый, Астрофизика, 8, 433, 1972.
- 15. D. E. Osterbrock. Ap. J., 215, 733, 1978.
- 16. Э. К. Денисюк, Труды III Европейской астрономической конференции, Тбилиси 1976, стр. 202.
- 17. E. Ye. Khachiklan, D. W. Weedman, Ap. J., 192, 581, 1974.
- F. Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, Zurich, 1971.
- 19. H. Arp. Ap. J., 152, 1101, 1968.
- 20. W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.
- 21. J. J. Wittels, W. D. Cotton, I. I. Shapiro, Ap. J., 225, L47, 1978.
- 22. Э. Е. Хачикян, Докторская диссертация, Ереван, 1975.

**216** 

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

ВЫПУСК 2

УДК 523.855

# СВОДКА ОПРЕДЕЛЕНИЙ ОТНОШЕНИЯ МАССЫ К СВЕТИМОСТИ ДЛЯ 440 ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

# И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ Поступила 17 сентября 1979

Сводка двойных галактик из каталога [2] содержит разность лучевых скоростей компонентов пары, их взаимное линейное расстоялие и отношение орбитальной массы к светимости. Распределение разности скоростей в парах представляется зависимостью exp (-y/a) с  $a = \langle |y| \rangle = 105$  км/с. Среднее отношение массы к светимости не зависит от расстояния между компонентами и составляет  $10.8 \pm 1.2$ . Широкие охрестности двойных галактик не содержат заметного избытка массы.

1. Введение. До настоящего времени проблема существования в системах галактик избытка «скрытой» массы остается дискуссионной. В обстоятельном обзоре Фабера и Галлахера [1] суммированы определения масс галактик разными методами и отмечены многие эффекти, затрудняющие точную оценку массы систем галактик. Являясь простейшим классом систем, пары галактик представляются наиболее подходящими объектами для корректного определения масс, т. к. эффекты проекции и избирательности в парах легче исследовать, чем в группах и скоплениях. Очевидно, первостепенным обстоятельством является статистическая однородность исходной выборки двойных галактик и наличие в ней как можно меньшего числа случайных (оптических) пар. Для детального и всестороннего анализа проблемы скрытой массы в парах необходимо радикальное увеличение наблюдательного материала и, в первую очередь, измерение взаимных скоростей двойных галактик.

2. Наблюдательные данные. В этой статье представлена сводка измерений взаимной скорости у 440 двойных галактик из Каталога изолированных пар галактик северного неба [2]. По этим результатам были вычислены отношения орбитальной массы пары к ее суммарной светимости. Основной наблюдательный материал составляют новые измерения 600 лучевых скоростей у двойных галактик, выполненные автором в 1977— 1979 гг. на 6-метровом телескопе САО АН СССР [3]. Данные о 301 паре были дополнены измерениями скоростей у 40 пар на Гіаломарском 5-метровом телескопе [4], а также данными Тэрнера [5] (23 пары) и сведениями из Сводного каталога Вокулеров [6] (42 пары). Для остальных 34 пар нашей сводки отдельные лучевые скорости опубликованы в работах [7—23].

3. Сводка. В сводной таблице (Приложение) представлены следующие характеристики двойных галактик:

1 — номер пары по каталогу [2];

2 — разность лучевых скоростей, у, западного («а») и восточного («b») компонентов пары;

3 — средняя квадратичная ошибка измерения разности, 🐲

4 — проекция линейного расстояния между компонентами, X, вычисленная по средней лучевой скорости пары при постоянной Хаббла  $H_0 = 75$  км с<sup>-1</sup> Мпс<sup>-1</sup>; для нескольких пар из скопления в Деве при определении X использована средняя скорость скопления галактик.

Столбцы 5 и 6 содержат отношения орбитальной массы к суммарной светимости пары f и f, в солнечных единицах, вычисленные по формуле

$$f_{c} = (32/3\pi) \gamma^{-1} X (y^{2} - \sigma_{y}^{2}) L^{-1}, \qquad (1)$$

где у — постоянная тяготения, а *L* — суммарная светимость компонентов с учетом *K*-поправки и поглощения света в Галактике.

Величина  $f_c$  представляет собой статистически несмещенную оценку отношения массы к светимости, которая может принимать отрицательные значения, когда ошибки измерения скоростей велики ( $z^2 > y^2$ ). Игнорируя ошибку измерения взаимных скоростей, т. е. полагая в (1)  $z_g = 0$ , мы имеем смещенную оценку, f, которая соответствует оценке орбитальной массы по принципу максимального правдоподобия. При усреднении по выборке правильное значение среднего дает величина  $\langle f_c \rangle$ .

Отметим, что мы предполагаем круговой характер орбит у двойных галактик. Этому соответствует фактор проекции  $(3\pi/32)$ . Если истинные орбиты имеют эксцентриситет *e*, то оценки *f* и  $f_c$  следует разделить на коэффициент  $(1-2e^2/3)$ .

4. Отношение массы к светимости и ложные пары. При составлении каталога [2] особое внимание было обращено на обособленность двойных галактик по отношению к их ближайшим соседям сравнимой яркости. Принятый в [2] критерий изолированности позволил получить наибольшее относительное число истинно физических пар по сравнению с другими списками двойных галактик [24. 5]. Тем не менее, случайные, оптические пары в нашей сводке присутствуют и составляют около 12% всей выборки.

Отбор двойных галактик в каталоге [2] выполнялся на картах Паломарского атласа. Из-за большого контраста Паломарских карт структура наиболее тесных пар и центральных частей галактик трудно различима. Этим обстоятельством вызвано наличие в [2] некоторого числа ( $\sim 5\%$ ) ложных пар. Наиболее частым среди них было проектирование звезды на центральную (передержанную на Паломарском атласе) область одиночной галактики. Такие случаи (например, объекты № 42, 43 в Приложении) распознавались при спектральных наблюдениях двойных галактик.

				аолица /
Число пар	Bee	SS	SE	EE
В каталоге [2]	603	359	165	79
Исследованных	440	292	95	53
Одиночных галактик	17	11	0	6
Оптических пар	59	41	10	8
Физических ( <i>f</i> <sub>c</sub> <100)	364	240	85	39
$\langle f \rangle \mp \sigma_{(f)}$	14.7 = 1.3	13.6 1.2	17.9 2.9	14.6 1.9
$\langle f_c \rangle \mp \sigma_{(f)}$	$\substack{10.8\\\mp 1.2}$	10.0 1.1	13.3 2.9	10.7 1.9

В табл. 1 представлены основные параметры рассматриваемой выборки двойных галактик. Пары со спиральными и эллиптическими компонентами указаны отдельно. Из этих данных следует, что полнота исследования каталога [2] составляет 73% без существенной избирательности пар по морфологическим типам компонентов. В двух последних строках табл. 1 содержатся средние значения отношения массы к светимости. В целом для выборки несмещенное среднее  $\langle f \rangle = 10.8 \pm 1.2$  согласуется с оценками f по индивидуальным кривым вращения галактик. Сравчение  $\langle f \rangle$  и  $\langle f_c \rangle$  показывает, что неучет ошибок измерения скоростей завышает среднюю оценку массы примерно в полтора раза. Поэтому в более ранних определениях орбитальных масс, выполнявшихся разными авторами по измерениям лучевых скоростей с низкой точностью, истинные массы двойных галактик значительно переоценены.

Отметим, что пары галактик как с эллиптическими, так и со спиральными компонентами имеют в пределах ошибок одинаковое среднее отношение орбитальной массы к светимости. Этот результат не противоречит немногочисленным данным о массах эллиптических галактик [1]. Учитывая трудности измерения массы отдельных эллиптических галактик по ширине их абсорбционных линий, оценку  $\langle f_E \rangle = 10.7 \pm 2.2$  по орбитальным движениям следует рассматривать как более надежную.

Приведенные средние значения являются усеченными. Для исключения оптических пар мы использовали условие  $f_c < 100$ , т. е. пары галактик с большим отношением массы к светимости считались случайными или же неизолированными. Детальный анализ показывает, что, несмотря на формальность этого условия, оно достаточно эффективно выделяет физические пары галактик. Разграничение оптических и физических пар по разности лучевых скоростей, скажем, |y| < 450 км/с, как это принято Тэрнером [25], оказывается менее успешным.

5. Взаимные скорости в парах. Распределение двойных галактик по модулю разности лучевых скоростей отличается большой широтой, достигая 10 000 км/с за счет оптических пар. Для 364 физических пар распределение N(|y|) представлено на рис. 1. Средний модуль разности лучевых скоростей составляет 124 км/с, поэтому ошибки измерения скоростей существенно искажают истинный вид распределения. Предположия, что разность скоростей и ошибка ее измерения — независимые случайные величины, мы редуцировали вид N(y) за ошибки измерений. Решение по первым четырем моментам дает для истинного распределения разности лучевых скоростей галактик экспоненциальную зависимость

$$p\{y\} = a^{-1} \exp\{-y/a\},$$
 (2)

где  $a = \langle |y| \rangle = 105$  км/с.

Для остальных 59 оптических пар распределение разности лучевых скоростей приведено на рис. 2. Моделирование вида N(y) для случайных парных комбинаций галактик с видимыми величинами  $m_p \leq 15.7$  (фотометрический предел каталога [2]) позволяет количественно описать распределение на рис. 2 как результат эффекта проекции. Средняя разность лучевых скоростей при случайных сочетаниях галактик составляет  $\langle |y| \rangle_{ont.} = 2500$  км/с в хорошем согласии с выборочным значением 2400 км/с для 59 пар.

Много важных сведений, способных пролить свет на происхождение и эволюцию двойных галактик, несут в себе распределения пар по массам, абсолютным величинам и линейным расстояниям компонентов. Однако все эти распределения засорены значительными эффектами селекции и не могут быть интерпретированы без учета селекции применявшегося нами критерия пары. Дальнейший анализ выборки двойных галактик мы предполагаем выполнить, привлекая результаты моделирования видимого распределения галактик, изложенные в [26].

220

6. Заключение. В заключение остановимся на следующем важном вопросе. Тэрнер [25] и Эйнасто и др. [27] высказывали утверждение, что вириальная масса двойных галактик линейно возрастает с увеличением расстояния между компонентами пары. Для объяснения этого выдвигалась гипотеза существования вокруг галактик массивных невидимых корон с размерами 0.1—1 Мпс.



Рис. 1. Распределение 364 физических пар по разности лучевых скоростей компонентов.





В нашей выборке содержатся 44 широкие пары с расстоянием между компонентами от 100 до 465 кпс. Среди них 14 пар являются оптическими, их отношения массы к светимости составляют  $f_c = 2 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^5$ . Остальные физические пары имеют  $f_c \lesssim 50$ , причем среднее значение для них  $\langle f_c \rangle = 12.0 \pm 2.5$  не отличается в пределах ошибок от среднего для тесных пар. Примечательно согласие этой величины с оценками отношения массы к светимости для центральных частей галактик, находимыми по их вращению.

# И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Приложение

No	у ± 1 км/с	y	Х кле	ſ	f <sub>c</sub>	No	у±э км/	y c	Х кпс	f	ſc
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1	- 224	25	9.3	18.8	18.6	40	- 10	19	17.8	0.3	- 0.6
2		90	45.4	3-103	3-103	41	- 257	39	11.7	17.2	16.8
3	— 176	36	42.0	21.2	20.3	42		_		-	
4	12	16	48.5	0.2	- 0.1	43	-			-	_
5	221	49	9.3	6.8	6.5	44	154	134	55.4	33.7	8.2
6	- 113	78	13.4	8.4	4.4	45	7417	80	96.7	9·10 <sup>4</sup>	9.10+
7	- 34	21	39.4	2.2	1.3	46	2	72	9.3	0.0	- 0.4
8	37	77	64.5	3.5	-11.6	47	76	49	9.2	1.4	0.8
9	20	37	15.3	0.4	- 0.9	48	3505	102	46.0	2.104	2 104
10	- 104	23	21.5	32.1	30.5	50	-		_		-
11	- 41	141	11.2	0.1	-1.1	52	90	71	41.3	6.0	2.3
12	31	42	206	1.8	- 1.5	53	37	77	72.9	0.7	- 2.2
13	- 178	42	6.6	4.2	3.9	54	856	42	98.2	351	350
14	- 111	38	50.2	32.1	28.3	59	- 123	142	55.8	60.5	-20.1
15	-1958	73	363	9.104	9 104	61	120	49	38.2	18.0	15.0
16	- 94	51	62.9	1.6	1.1	62	43	74	60.5	2.1	- 4.1
17	67	54	66.7	6.0	2.1	64	141	23	39.5	4.5	4.4
19	199	84	11.8	7.2	5,9	65	_	-	-	_	-
21	- 367	63	34.4	33.9	32.9	67	- 45	14	31.8	0.5	0.4
22	213	52	49.1	14.6	13.7	68	129	31	17.4	8.0	7.5
23	268	71	10.9	8.9	8.3	69	- 37	24	22.5	0.6	0.3
24	63	26	223	12.7	10.5	70	- 39	35	9.2	0.5	0.1
25	- 450	60	2.9	21.2	20.8	71	274	40	6.2	7.1	7.0
26	46	20	85.2	3.1	2.5	72	-	-	-	_	-
28	- 66	34	122	9.5	7.0	73	- 104	63	13.5	3.7	2.3
29	99	60	52.2	2.5	1.6	77	-8665	53	38.1	6.104	6-104
30	-2750	38	116	1.104	1.104	78	- 34	34	69.3	0.6	0.0
31	60	26	5.7	0.8	0.6	82	136	107	13.1	3.4	1.3
32	73	58	10.7	0.5	0.2	83	- 342	103	23.6	14.2	13.0
33	227	23	49.1	21.6	21.4	84	359	35	7.9	30.9	30.6
34	- 7	36	25.6	0.0	- 1.1	85	66	41	155	15.3	9.4
35	-776)	42	154	3-104	3 10 1	86	658	50	31.4	143	142
36	125	28	3.2	20.7	19.7	87	-	-	-	-	-
37	54	67	47.7	2.3	- 1.2	88	83	47	32.7	11.0	7.5
38	99	67	106	12.0	6.5	92	100	47	88.6	15.3	11.9
39	42	42	13.4	0.4	0.0	93	36	112	6.0	0.2	- 1.8
				and the second s							

# двойные галактики

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
0.4	150	105	465	294	216	137	0	14	7.0	0.1	- 0.1
94	- 159	38	110	26.7	210	137	407	69	112	322	313
93	72	26	22	12.8	11 7	139	- 31	39	113	1.3	- 0.7
98	143	62	41.2	36.5	29.6	140	- 52	21	10.0	0.5	0.4
(9)	305	103	13.3	24.4	21.6	141	64	25	89.9	9.4	8.0
100	- 662	95	45.7	430	421	144	103	34	17.1	2.4	2.1
101	388	65	11.8	55.8	54.2	145	- 307	84	9.6	14.9	13.8
103	77	21	55.2	4.3	4.0	146	239	55	11.1	3.6	3.4
104		_	_	_		147	— 105	154	8.8	2.0	- 2.3
105	- 101	16	23.4	4.0	3.9	150	- 162	105	99.5	46.5	27.0
107	36	182	9.7	0.4	-10.5	152	1592	28	90.1	1.104	1.104
108	- 154	71	33.9	52.2	41.1	154	72	43	57.0	9.6	6.1
109	_	-	_	_	_	155	42	78	9.5	0.4	- 0.9
110	- 573	28	101	788	786	156	- 45	17	27.7	1.2	1.0
111	131	92	146	39.1	19.8	157	-	-	-		
112	- 25	27	9.7	0.2	0.0	159	172	25	26.0	25.0	24.5
113	243	73	3.2	4.3	3.9	160	774	28	17.4	354	354
114	-6833	146	83.1	3-104	3-104	161	27	21	14.8	0.5	0.2
115	- 53	114	47.8	4.4	-16.1	162	79	82	158	11.2	- 0.9
116	54	34	30.3	3.5	2.1	163	- 51	62	26.5	1.1	- 0.5
117	46	73	68.4	2.5	- 3.8	164	2570	38	50.6	8.103	8.103
118	- 54	40	36.6	1.0	0.5	165	- 168	23	10.0	22.2	21.8
119	- 77	63	11.9	1.2	0.4	166	-2110	125	104	6·10 <sup>3</sup>	6 103
120	3692	52.	76.9	4-104	4.104	168	- 208	85	17.3	58.1	48.4
121	186	76	36.8	4.9	4.1	169	-	-	-	-	-
123	216	110	5.8	15.5	11.5	171	45	21	52.6	1.2	0.9
124	- 88	71	9.5	2.3	0.8	172	192	21	2.2	2.7	2.7
125	103	21	50.9	1.7	1.6	173	- 42	29	40.3	4.5	2.4
126	- 45	48	23.2	1.8	- 0.2	174	- 185	98	127	60.0	43.2
127	266	39	60.4	51.4	50.3	175	431	119	8.5	32.0	29.6
128	- 51	102	236	5.2	-15.8	176	_	-	1-	-	-
129	186	60	15.2	34.6	31.0	177	- 19	23	9.0	0.4	- 0.2
130	3	17	14.1	0.0	- 0.1	178	61	39	53.1	11.4	6.8
131	- 505	47	12.0	49.8	49.3	179	- 88	20	49.0	9.6	9.1
132	158	42	179	41.0	38.1	181	139	134	6.4	8.2	0.6
133	55	53	2.3	8.7	0.6	183	4241	85	36.9	2-104	2.104
135	123	26	3.2	2.1	2.0	184	- 166	110	104	32.8	18.4
136	16	140	37.9	0.0	- 3.6	186	74	18	7.9	1.6	1.5

# И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

-											
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
187	_	_	_	_	-	232	78	30	14.8	6.3	5,4
188	1030	20	36.4	1-103	1.103	233	- 324	30	19.6	21.3	21.1
190	- 289	90	65.7	83.4	75.3	234	204	19	10.5	38.3	38.0
192	25	60	37.7	0.3	-1.8	236	78	61	1.9	11.8	4.6
193	-1023	76	61.1	2-103	2·10 <sup>3</sup>	237	339	94	46.3	22.2	20.5
194	- 199	41	26.8	14.4	13.8	238	- 89	106	117	9.3	- 3.9
195	- 108	21	11.5	10.0	9.6	239	- 4	80	117	0.0	-10.6
196	- 4025	34	124	5-104	5.104	240	192	65	4.5	5.7	5.1
198	105	54	45.8	10.9	8.0	241	- 393	67	54.8	115	112
199	88	56	16.2	20.2	12.0	242	- 634	16	16.1	3 103	3.103
200	- 348	43	41.4	170	168	243	101	16	37.6	6.7	6.5
202	- 690	65	16.2	147	146	245	381	140	86.6	70.8	61.2
203	- 148	85	19.5	12.3	8.2	246	29	43	83.3	1.6	- 1.9
204	- 50	16	7.6	0.4	0.4	248	274	31	20.5	41.6	41.1
205	- 24	32	35.8	0.5	- 0.4	249	- 55	17	8.8	1.0	0.9
206	- 98	34	16.8	5.4	4.8	252	- 51	16	10.6	0.4	0.3
207	1259	33	113	4-10 <sup>3</sup>	4·10 <sup>3</sup>	254	- 117	87	47.8	8.5	3.8
208	28	18	28.7	0.9	0.5	255	33	73	5.7	8.3	-38.1
209	180	60	11.6	8.9	7.9	256	54	39	8.8	1.8	0.9
210	- 328	90	32.6	184	171	257	9	21	14.6	0.3	- 1.4
211	- 96	80	26.8	5.8	1.8	258	33	21	27.7	0.6	0.4
212	- 93	63	8.4	69.5	37.6	259	- 61	54	40.8	2.8	0.6
213	- 243	143	64.1	67.6	44.2	260	199	61	77.4	40.5	36.7
215	40	22	77.5	2.3	1.6	251	- 40	38	48.9	0.6	0.1
216	- 30	20	17.8	2.0	1.1	262	- 260	111	16.2	38.1	31.2
217	- 42	32	0.2	5.4	2.3	253	142	25	44.8	83.9	81.3
218	- 293	8	34.6	146	146	264	76	28	15.6	0.5	0.4
219	12	29	39.4	0.1	- 0.7	265	26	35	9.3	0.1	- 0.1
<b>22</b> 0	62	54	107	3.4	0.8	266	- 172	42	19.5	5.5	5.2
222	- 146	20	13.4	17.0	16.7	267	8049	61	43.1	5-104	5-104
223	- 167	47	4.7	3.4	3.1	268	229	79	11.2	20.1	17.7
225	212	28	66.5	47.4	45.6	269	- 82	22	30.7	6.4	5.9
226	207	62	81.8	45.2	41.1	271	24	76	16.3	0.2	- 1.7
227	149	71	17.7	51.7	40.0	272	130	49	83.5	8.2	7.0
228	- 114	4.4	32.1	15_5	13.2	273	- 329	71	8.0	20.4	19.4
229	122	72	165	30.5	19.9	274	- 36	128	6.3	0.1	- 0.9
230	166	48	18.1	16.6	15.2	275	- 14	29	37.5	0.2	- 0.8
231	- 327	70	68.4	127	121	278	- 277	61	22.7	40.3	38.3

224

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
280	88	34	37.1	12.2	10.4	326	56	14	14.9	1.7	1.6
281	95	26	129	5.4	5.0	327	- 82	56	14.3	2.7	1.4
282	-		_	_		329	94	45	57.3	12.4	9.6
283	— 32	20	3.2	1.5	0.9	330	35	23	1.1	2.8	1.6
284	67	61	77.9	2.9	0.5	332	- 1	20	9.5	0.0	- 0.5
286	— 126	148	55.0	7.6	- 2.9	333	81	77	19.0	20.5	2.0
288	40	31	4.7	0.1	0.0	334	- 220	68	24.3	37.1	33.6
289	- 29	18	50.8	0.4	0.3	335	132	71	9.3	1.8	1.3
290	14	32	49.4	0.6	- 2.5	336	- 951	113	18.5	9.103	9-103
291	- 166	93	112	74.6	51.2	337	188	72	23.5	160	136
2 <b>92</b>	11	24	26.0	0.0	- 0.2	338	-4972	46	35.6	2.104	2.104
293	213	21	34.6	32.6	32.3	339	228	40	43.6	52.1	50.5
294	29	134	3.4	0.5	-10.4	340	71	28	5.7	1.0	0.8
295	60	22	14.9	2.0	1.7	341	188	96	10.4	16.2	12.0
296	17	134	17.4	0.1	- 7.6	342	15	25	26.7	0.3	- 0.6
297	- 170	31	29.6	16.9	16.3	343	- 143	112	5.2	21.0	8.1
29 <b>9</b>	- 899	51	17.5	406	405	344	400	22	79.8	2.103	2·10 <sup>3</sup>
300	1384	69	20.1	682	6 <b>8</b> 0	345	482	70	44.2	372	364
301	- 48	20	7.6	0.2	0.1	346	27	42	1.5	0.1	- 0.1
302	86	25	13.9	4.2	3.8	347	- 47	33	10.8	0.6	0.3
303	- 65	70-	26.4	2.3	- 0.4	348	122	141	43.4	11.9	- 4.0
304	354	87	40.6	93.5	87.8	349	- 24	28	22.0	2.1	- 0.7
305	1050	85	13.0	367	365	350	- 24	8	80.8	1.6	1.4
306	- 177	57	68.8	33.9	30.4	351	129	42	16.2	106	94.8
307	26	38	6.4	0.2	- 0.2	352	- 149	88	27.7	45.8	28.0
<b>3</b> 09	108	42	20.5	40.2	34.1	353	212	50	12.7	9.7	9.2
310	- 51	47	1.4	1.4	0.2	354	- 45	59	11.3	0.9	- 0.6
311	- 146	48	4.9	8.1	7.2	355	41	31	14.9	0.6	0.2
312	156	82	118	58.1	42.0	356	515	80	47.3	381	372
313	48	34	10.9	6.8	3.4	357	7332	141	126	7 104	7.104
315	-4903	27	4.7	1.104	1 104	358	- 63	35	2.4	15.7	10.9
316	- 179	47	51.4	109	102	359	147	85	4.4	8.7	5.8
317	260	127	53.7	114	86.8	361	248	100	13.1	11.1	9.3
318	207	88	36.7	45.8	37.6	362	- 75	20	3.2	8.0	7.4
319	164	72	36.2	26.4	21.3	363	205	141	10.2	9.0	4.7
322	39	19	63.7	13.3	10.1	366	- 266	141	58.5	52.7	37.9
324	51	11	117	16.0	15.3	368	50	28	25.8	1.1	0.8
325	—		-	-	-	369	140	23	21.1	5.2	5.1
		1	1		1	1					

3-295

.

# И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

_											
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
370	- 41	24	0.7	2.3	1.6	427	-1184	36	21.8	462	462
372	72	34	8.6	1.9	1.5	428	195	34	113	1-103	1.103
373	73	60	47.6	3.9	1.3	432	36	48	44.4	2.8	- 2.2
374	- 96	79	64.3	21.3	6.9	434	83	57	125	35.7	18.9
375	43	112	132	4.2	-24.3	435	- 361	71	7.5	15.0	14.4
378	66	23	59.0	4.9	4.3	437	136	40	12.2	4.6	4.2
379	- 93	17	10.9	1.7	1.6	438	- 79	26	20.4	47.6	42.4
381	- 161	28	16.3	7.6	7.4	439	- 146	45	29.4	14.7	13.3
383	- 43	39	12.0	0.4	0.1	440	7	97	26.5	0.1	-23.0
384	60	28	0.4	14.7	11.5	444	40	28	113	2.6	1.3
385	137	32	18.4	2.6	2.4	446	- 328	24	26.4	30.1	29.9
387	33	124	22.7	0.6	7.9	450	-	—		_	-
388	- 210	110	5.5	3.3	2.4	451	- 17	39	89.9	0.6	- 2.6
389	68	67	35.8	1.3	0.0	452	536	44	26.5	208	206
390	- 34	35	16.8	0.2	0.0	454	- 70	127	3.7	0.6	- 1.3
391	-4257	49	41.5	2.104	2-104	455	- 3	52	37.0	0.0	- 1.0
393	11	82	74.5	0.2	-11.5	456	9660	64	98.4	8-104	8-10*
394	- 441	86	15.4	83.4	80.2	466	- 117	20	5.2	3.4	3.3
395	- 14	20	37.6	0.1	- 0.1	467	-	-	-	-	-
<b>3</b> 96	488	32	28.6	365	363	468	92	58	6.2	2.9	1.8
397	- 27	23	16.0	1.6	0.4	470	103	60	4.5	1.9	1.3
<b>398</b>	- 117	34	50.9	12.9	11.8	471	11	24	89.6	0.0	- 0.2
401	52	38	16.1	0.5	0.2	472	- 56	22	20.5	2.2	1.9
402	326	78	18.0	86.2	81.3	476	71	134	32.4	2.8	- 7.1
404	- 42	16	26.4	0.7	0.6	479	- 22	32	16.4	0.1	- 0.1
405	- 240	20	38.3	60.9	60.5	482	- 92	50	13.7	11.4	8.0
<b>4</b> 06	- 93	22	16.7	7.8	7.4	483	- 273	115	23.4	10.5	8.6
407	182	57	9,9	5.9	5.3	486	78	45	4.8	0.3	0.2
413	58	72	50.9	2.7	- 1.5	488	- 8	34	5.9	0.0	- 0.4
414	- 40	48	17.6	2.4	- 1.0	490	- 137	24	30.0	7.4	7.2
416	- 311	134	26.0	104	84.7	493	- 330	140	27.5	23.6	19.4
418	- 280	64	17.0	17.7	16.8	494	20	112	27.1	0.4	-11.3
419	- 172	42	27.7	76.1	71.6	500	-3644	30	342	6·10⁴	6·10⁴
420	— 136	49	5.8	2.6	2.3	501	589	64	38.3	182	180
422	- 134	86	7.5	5.6	3.3	504	- 84	42	17.7	5.2	3.9
423	- 68	20	53.5	2.5	2.3	505	-		-		-
424	- 6	16	12.4	0.0	- 0.1	506	143	79	3.6	46.1	32.1
426	- 156	25	26.9	10.0	9.7	507	- 251	64	32.2	30.2	28.2
## ДВОЙНЫЕ ГАЛАКТИКИ

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5.	6
508	68	46	109	10.0	5.4	561	- 63	67	1.8	3.3	- 0.4
510	479	72	40.2	56.6	55.3	563	-4471	36	77.3	2.104	2.10*
511	- 439	48	14.6	49.6	49.0	564	5	30	18.5	0.0	- 0.2
515	- 420	109	47.4	276	257	566	226	43	15.9	31.0	29.9
516	128	42	20.0	3.3	2.9	567	94	62	8.0	0.9	0.5
517	416	131	9.5	17.1	15.4	570	70	38	30.9	5.7	4.0
518	103	25	17.1	6.9	6.5	571	125	102	80.6	12.2	4.1
521	230	153	42.4	77.0	43.0	573	59	36	67.7	2.4	1.5
523	116	42	53.7	6.8	5.9	575	- 137	58	26.4	5.8	4.8
524	196	28	15.9	26.0	25.5	578	24	32	33.9	0.4	- 0.4
525	— 107	60	68.4	36.6	25.1	579	- 152	67	39.1	10.6	8.5
526	88	71	27.7	5.1	1.8	580	311	48	27.6	41.7	40.7
52 <b>7</b>	90	28	52.1	13.4	12.1	581	83	30	63.4	3.7	3.2
5 <b>2</b> 9	4369	48	67.5	1-104	1.104	582	78	32	45.9	11.7	9.7
530	11	23	260	0.3	- 1.1	584	- 133	31	96.2	21.0	19.9
531	- 358	70	32.3	23.7	22.8	585	- 73	50	170	34.4	18.3
532	— 157	75	154	59.2	45.7	586	1548	23	49.6	2·103	2.103
534	- 221	43	18.7	9.5	9.1	587	47	67	21.6	1.8	- 1.9
535	- 146	67	5.4	3.4	2.7	588	833	108	8.6	48.5	47.7
536	- 219	4ó	7.1	15.4	14.7	589	32	20	168	17.1	10.4
538	- 29	36	37.0	0.2	- 0.1	590	- 73	119	16.6	5.8	- 9.6
539	83	68	17.8	4.0	1.3	591	- 203	65	40.6	15.3	13.7
540	87	15	23.4	5.6	5.4	592	60	91	96.5	2.6	- 3.4
548	351	125	28.7	55.2	48.2	593	12	58	42.2	0.2	- 5.2
549	- 270	114	41.5	33.3	27.4	595	310	74	15.3	27.8	26.2
551	8	39	22.9	0.0	- 0.9	597	- 548	39	127	502	500
552	- 128	52	38.8	9.2	7.7	598	104	26	5.4	20.0	18.8
554	152	55	57.7	14.1	12.3	599	2618	256	27.0	3.103	3 103
555	- 151	67	115	18.6	14.9	600	22	48	75.6	1.2	- 4.7
556	4658	60	291	1.105	1.105	601	- 141	58	87.1	28.8	23.9
559	- 173	26	44.9	12.0	11.7	602	183	81	16.8	11.2	9.0
560	- 127	22	3.4	1.2	1.2	603	- 57	19	20.3	0.8	0.6

al constants of a

the state management of the

#### И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Таким образом, результаты исследования двойных галактик приводят к заключению, что широкие окрестности галактик на масштабах в сотни килопарсек не содержат гипотетических невидимых масс, которые могли бы давать ощутимый вклад в среднюю плотность вещества во Вселенной.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

### SURVEY OF MASS-TO-LUMINOSITY RATIOS FOR 440 BINARY GALAXIES

#### I. D. KARACHENTSEV

The survey of binary galaxies from Catalogue [2] contains radial velocity differences for pair components, their mutual linear separation and orbital mass-to-luminosity ratio. The radial velocity difference distribution may be presented by  $\exp(-y/a)$  relation with  $a = \langle |y| \rangle = 105$  km/s. The mean mass-to-luminosity ratio does not depend on a separation between components and consists of  $10.8 \pm 1.2$ . The wide volume around binary galaxies does not contain a noticeable mass excess over the scale of some hundreds of kpc.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. M. Faber, J. S. Gallagher, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 1980 (in press).
- 2. И. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик северного неба. Сообщ. САО АН СССР. 7, 3, 1972.
- 3. И. Д. Караченцев, Ар. J. Supl. ser., 1980 (в печати).
- 4. И. Д. Караченцев, В. Л. В. Саржент, Б. Циммерман, Астрофизика, 15, 25, 1979.
- 5. E. L. Turner, Ap. J., 208, 20, 1976.
- 6. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas, Press, 1976.
- 7. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvaev, Astron. Astrophys., 41, 375, 1975.
- 8. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvaev, Astron. "Astrophys., 51, 185, 1976.
- 9. T. S. Eastmond, G. O. Abell, P. A. S. P., 90, 367, 1978.
- 10. S. A. Gregory, Ap. J., 199, 1, 1975.
- 11. S. A. Gregory, L. A. Thompson, Ap. J., 213, 345, 1977.
- 12. D. H. Gudehus, Ap. J., 208, 267, 1976.
- 13. J. Huchra (private communication).
- 14. D. C. Jenner, Ap. J., 191, 55, 1974.
- 15. И. Д. Караченцев, В. И. Проник, К. К. Чуваев, Астрофизика, 9, 495, 1973.

- 16. C. J. Peterson, P. A. S. P., 90, 10, 1978.
- 17. A. R. Sandage, A. J., 83, 904, 1978.
- 18. W. G. Tifft, S. A. Gregory, Ap. J., 205, 696, 1976.
- 19. W. G. Tifft, M. Tarenghi, Ap. J., 199, 10, 1975.
- 20. R. B. Tully (private communication).
- 21. G. de Vaucouleurs. A. de Vaucouleurs, A. J., 81, 595, 1976.
- 22. G. S. Shostak, Astron. Astrophys., 68, 321, 1978.
- 23. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 9, 157, 1973.
- 24. E. Holmberg. Lund Ann., 6, 1937.
- 25. E. L. Turner, Ap. J., 208, 304, 1976.
- 26. И. Д. Карачениев. А. Л. Щербановский, Сообщ. САО АН СССР, 24, 5, 1978.
- 27. J. Einasto, A. Kaasik, E. Saar, Nature, 250, 309, 1974.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.802

### МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ. II

# Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 13 ноября 1979

Приводятся фотометрические данные о девяти медленных вспышках в Плеядах. Яслях и Гнадах. На основе имеющейся к настоящему времени информации о медленных вспышках в агрегатах проведено разделение кривых блеска медленных р-пышек на три типа. Показано, что встречаются комбинации медленных и быстрых вспышек. Получены зависимости между  $\ln \Delta m_U$  и  $t_m$ .  $I_m$  где  $t_m$ — обратная скорость возгорания,  $t_m$ — обратная скорость затухания, показывающие, что чем больше амплитуда вспышки, тем меньше глубина фотосферы, на которой происходит вспышка. Найденные зависимости подтверждают идею В. А. Амбарцумяна о природе медленных вспышек.

1. Медленные вспышки в скоплении Плеяды. Первые медленные вспышки в Плеядах наблюдались в обсерваториях Азиаго и Бюракана [1, 2]. Просмотр всех накопленных фотографических пластинок обсерватории Тонантцинтла с обнаруженными на них ранее вспышками показал, что имеются пять звезд, на медленную природу вспышек которых ранее не было обращено внимание. Это звезды ВЗП 26, 35, 36, 78, 413.

В табл. 1 приведены наблюдательные данные об этих и поэже обнаруженных 12 медленных вспышках, наблюдавшихся в области Плеяд. Спектральные классы определены нами на инфракрасных пластинках, снятых на 40<sup>°′</sup> телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1<sup>0.5</sup> призмой в сочетании с красным фильтром.

В первом столбце табл. 1 дан порядковый номер вспыхивающей звезды Плеяд в нумерации, начатой Г. Аро [11], во втором — блеск звезды в нормальном минимуме, в третьем — амплитуда вспышки, в четвертом —

#### Э. С. ПАРСАМЯН

Таблица 1

взп	mU	Δm <sub>U</sub>	Sp	t <sub>B</sub>	Т	n <sub>k</sub>	Теле- скоп	Дата	Анте- рату- Ра
26	19 <sup>m</sup> 8	7 <sup>m</sup> 5	⇒ M3	53 <sup>m</sup>	>4 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	3	26″	1.XI.1972	[3]
35	16.7	3.2	K7-M1	55	> 2 50	6		5.II.19 <b>73</b>	[3]
36	18.5	4.6	M1-M2	45	>1 10	10		14.XI.1971	[4]
78	18.5	4.5		77	>2 40	2		21.X1.1971	[3]
103	16.2 <sub>pg</sub>	2.2 <sub>pg</sub>	M3-M4e	40	>3 10	22	40	2.IX.1970	[2]
138	17.8 <sub>pg</sub>	4.6 <sub>pg</sub>	M3-M4	10	>1 30	3	24	28.X.1968	[1]
154	17.5 <sub>pg</sub>	1.5 <sub>pg</sub>	M2-M3	30		4	40	20.IX.1971	[5]
176	>19.0 <sub>pg</sub>	$> 3.5_{pg}$		50	>1 50	2	24	16.1X.1969	[6]
188	≥ 18.0 <sub>pg</sub>	$= 2.5_{pg}$		40	>1	1	24	17.X.1969	[6]
203	18.6	6.0	M3-M4	30	>1	9	40	20.IX.1971	[7]
- 203	17.6 <sub>pg</sub>	3.6 <sub>Pg</sub>	-	50	>1		21		
205	18.0	3.6	M3-M4	50	>1 35	4	24	29.1.1 <b>973</b>	[8]
267	17.5 <sub>pg</sub>	1.5 <sub>Pg</sub>	M1-M2	30	1 20	3	40	19.IX.1971	[5]
360	16.5	1.5	M4	30		2	24	8.XI.1972	[8]
413	15.7	1.0	К	20	>2	1	26	6.X.1972	[3]
55	16.8	1.8	M4e	40	2 40	99	26	15.11.1963	[9]
55	16.8	1.4	11	40	>2 40	91		21.XII.1968	[9]
55	16.8	2.8		40	>1 40	11	40	3.XII.172	[10]
55	15.5 <sub>pg</sub>	1.2 <sub>P°</sub>	11				21		

МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В ПЛЕЯДАХ

спектральный класс, в пятом — время возгорания, в шестом — общая продолжительность вспышки, в седьмом — общее число известных вспышек у данной звезды, в восьмом — телескоп, на котором наблюдалась вспышка, в девятом — дата наблюдения, в десятом — ссылка на авторов, наблюдавших вспышку.

Ниже приводятся наши оценки блеска всех изображений звезд во время медленных вспышек, обнаруженных в Тонантцинтла.

ВЗП 26, 31.Х.1972, предел пластинок 17<sup>т</sup>2. В 4<sup>h</sup>35<sup>т</sup> блеск звезды был ниже предела пластинок.

UT	mu	UT	m <sub>U</sub>	UT	m <sub>u</sub>	UT	m <sub>U</sub>
4 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 1	6 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup>	14 <sup>m</sup> 4	7 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 3	8 <sup>h</sup> 22 <sup>m</sup>	17 <sup>m</sup> 0
5 05	16.1	13	14.6	22	16.8	32	17.0
15	16.1	23	15.5	32	16.8	42	17.1
25	16.2	33	15.7	42	16.9	52	17.2
35	12.3	43	16.0	52	17.0	9 02	17.2
45	12.5	53	16.2	8 02	17.0	12	

Очень интересная по структуре вспышка. Момент начала возгорания неизвестен. Около 40 минут или больше звезда находилась на одном уровне ( $m_U = 16^m 1$ ) во вспышке, после чего претерпела новый быстрый подъем, подобный обычным вспышкам и дошла до максимума. По-видимому, за это время имели место две вспышки.

*ВЗП 35, 5.П.*1973, 15<sup>т</sup> × 6.

UT	m <sub>U</sub>	UT	mU	
$1^{h}31^{m}$	15 <sup>m</sup> 5	3 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup>	15"9	
46	14.5	31	16.3	
2 01	13.5	46	16.4	
16	13.9	01	16.5	
31	15.0	16	16.6	
46	15.6	31	16.8	

ВЗП 36, 14.XI.1971, 10<sup>™</sup> × 6, предел пластинки 16<sup>™</sup>8.

UT	m <sub>U</sub>	UT	mu
8 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 8	8 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup>	13 <sup>m</sup> 9
36	16.0	9 06	14.2
46	15.0	16	14.6
8"26" 36 46	16 <sup></sup> 8 16.0 15.0	8"56" 9 06 16	13 14 14

ВЗП 78, 20.XI.1971, предел пластинок 16<sup>т</sup>9.

UT	m <sub>U</sub>	UT	mu	UT	mu
3 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 8	4 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup>	$14^{m}0$	5 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 2
10	16.8	15	14.2	20	16.3
20	16.8	25	14.5	30	16.4
30	16.6	35	15.4	40	16,5
40	16.3	45	15.6	50	16.6
50	16.2	55	16.0	6 00	_

Вспышка ВЗП 78 аналогична вспышке ВЗП 26: подъем блеска, затем некоторое замирание и потом быстрый подъем.

 $B3\Pi 431 = T 55_8, 4.X.1973.$ UT mu UT  $m_{\rm U}$ 7<sup>h</sup>00<sup>m</sup> 15<sup>m</sup>5. 8h08m 15m7 15.7 10 15.3 18 14.7 28 15.7 20 38 14.4 30 15.6 15.7 48 15.0 40 50 15.8 58 15.6

#### Э. С. ПАРСАМЯН

2. Медленные вспышки в области скопления Ясли. Скопление Ясли по сравнению со скоплением Плеяды относительно мало наблюдалось. Однако и среди этого сравнительно старого скопления найдены медленные вспышки (если это члены Ясель). Две вспышки наблюдались в обсерватории Тонантцинтла [12] и одна в Бюракане [13].

Приведем наши оценки блеска изображений в цепочке во время медленных вспышек, обнаруженных в Тонантцинтла:

B39 4, 16.11.1964,  $10^{m} \times 8$ ,  $m_{II} \sim 20^{m}$ .

UT	$m_{\rm U}$	UT	<b>m</b> <sub>U</sub>
8 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup>		8 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 0
2 <b>3</b>	_	53	15.5
33	16.6		

На следующей пластинке, через 19 минут, блеск звезды уже ниже предела пластинки — 17<sup>°°</sup>5. У звезды, как отмечается в [12], большое собственное движение и большая частота вспышек, возможно — звезда фона.

 $B3\pi$  24, 25.111.1976,  $m_{11} > 18^{m}5$ .

UT	mu	UT	mU
$3^{h}12^{m}$	16 <sup>m</sup> 8	4 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 4
27	16.7	5 08	16.5
42	16.6	23	16.6
57	16.4	38	16.7
4 12	15.7	53	16.8
27	14.5	6 08	16.9

3. Медленные вспышки в скоплении Гиады. На область скопления Плеяды проектируется вспыхивающая звезда скопления Гиады—ВЗП 55, Н II 2411. К настоящему времени известны 99 ее вспышек, из коих 3 являются медленными. Приведем данные о двух из них [9].

 $\mathcal{N}_{2}$  1, 15.11.1963,  $m_{\rm U} = 16^{\rm m}8$ .

UT	mU	UT	$m_{\rm U}$
2 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 0	4 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	16 <sup>m</sup> 1
56	15.7	54	16.3
3 06	15.0	5 04	16.5
16	15.5	14	16.5
26	15.9	24	10.5
3 06 16 26	15.0 15.5 15.9	5 04 14 24	16.5 16.5 10.5

234

#### № 2, 21.XII.1968.

Вспишка продолжалась больше двух часов и была зарегистрирована на трех пластинках.

UT	$m_{U}$	UT	m <sub>U</sub>	UT	m <sub>U</sub>
1 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup>	16.8	2 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup>	15"4	3 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	15."9
2 07	16.5	3 04	15.5	54	16.0
17	16.3	14	15.6	4 08	16.2
27	16.1	24	15.7	18	16.4
44	15.4	34	15.9	28	16.8

На рис. 1 приводятся построенные нами кривые блеска медленных вспышек в Плеядах.



Рис. 1. Кривые блеска медленных вспышек в Плеядах.

4. Кривые блеска медленных вспышек. Кривые блеска медленных вспышек отличаются разнообразием, особенно это относится к восходящей ветви.

Наблюдения показывают, что в течение большинства вспышек имеет место медленный подъем и медленное затухание. Такая картина может наблюдаться в тех случаях, когда небольшая вспышка (быстрая) произошла под фотосферными слоями. Большинство медленных вспышек относится к этому типу.

У некоторых звезд вспышки начинаются характерным подъемом, а затем, после незначительного уменьшения максимальной амплитуды, звезда десятки минут сохраняет постоянный блеск, т. е. источник вспышки все это время, по-видимому, продолжает действовать. Вспышку в этом случае можно представить как суперпозицию перекрывающихся во времени нескольких вспышек.

Однако трудно объяснить наблюдавшееся в некоторых случаях постоянство блеска в максимуме. Самым ярким примером вспышки такого типа является вспышка ВЗО 177 от 27.XII.1965 г. [14]. Будучи звездой типа  $l_n$ , она в течение медленной вспышки увеличила свой блеск в ультрафиолетовых лучах с 19.<sup>m</sup>7 до 11<sup>m</sup>3 и в течение 104 минут уменьшила свою ингенсивность лишь на 0.<sup>m</sup>4. Вся вспышка продолжалась приблизительно 17 часов. В следующую ночь у нее снова была вспышка с плоским максимумом, третья вспышка этой же звезды имела плоский максимум продолжительностью около 30 минут.

Выделившаяся энергия вспышки ВЗО 177 ( $\Delta m_U = 8^m 4$ ) эквивалентна нормальному излучению звезды в течение примерно 4000 часов. Для сравнения отметим, что энергия, выделившаяся при медленной вспышке ВЗП 205,  $\Delta m_U = 5^m 2$ , эквивалентна нормальному излучению звезды за 51 час.

В. А. Амбарцумян [15, 16], исходя из наблюдательного факта, что префуоры и вспыхивающие звезды являются членами ассоциаций, предполагает, что процессы распада и освобождения энергии имеют в обоих случаях одну и ту же физическую природу. Им было показано, что коэффициент конверсии освобожденной энергии в фотографические лучи в случае префуоров и медленных вспышек имеет, по-видимому, один и тот же порядок величины. Таким образом, медленные вспышки типа ВЗО 177 находятся в определенном родстве с явлением фуоров. Об этом, по-видимому, говорит и тот факт, что медленные вспышки такого типа не обнаружены до сих пор в Плеядах.

В некоторых случаях медленные вспышки, подобно быстрым, могут состоять из двух или более вспышек. В большинстве случаев встречаются комбинации медленных и быстрых вспышек. В качестве примера на приведенной кривой блеска ВЗП 78 (рис. 2), пунктиром обозначены предполагаемые кривые блеска медленной и быстрой вспышек. Кривая блеска вспышки приведена в относительных интенсивностях. Сперва наблюдалась медленная вспышка, а затем, примерно через 50—60 минут до ее окончания, произошла быстрая вспышка. К этому типу вспышек относится и вспышка ВЗО 106 (рис. 3).

Медленные вспышки по форме кривой блеска можно разделить на три типа:

I. Медленный подъем и медленное затухание.



Рис. 2. Кривая блеска медленной вспышки ВЭП 78, представленная в относительных интенсивностях.



Рис. 3. Кривая блеска медленной вспышки ВЗО 106.

II. Медленный подъем, продолжительный максимум и продолжительное затухание.

III. Комбинация двух вспышек — медленной и быстрой.

В табл. 2 дано распределение всех известных медленных вспышек поэтим типам.

Carlo and		Таб.	лица 2
Тип Агрегат	I	II	III
Орион	10	5	1
Плеяды	11	-	3
Ясли	2	-	-
Гиады	3	-	-

Большинство медленных вспышек относится к первому типу.

Время возгорания медленных вспышек в скоплении Плеяды ( $\overline{t}_{s} = 40^{m}$ ) в среднем меньше, чем в ассоциации Орион ( $\overline{t}_{s} = 70^{m}$ ). По-видимому, это связано с тем, что вспыхивающие звезды в ассоциации Орион имеют более протяженные фотосферы.

5 Обсуждение. В настоящее время накоплен достаточно большой матернал, позволяющий определить некоторые параметры, характеризующие медленные вспышки.

В качестве одного из таких параметров примем время  $t_m$ , в течение которого амплитуда вспышки  $\Delta m_0$  при возгорании изменяется на одну звездную величину, т. е. обратная скорость возгорания:

$$t_m = \frac{t_n}{\Delta m_{11}},$$

где t<sub>в</sub> — время возгорания.

На основе данных первой части этой работы [17] составлена табл. З относительно медленных вспышек в ассоциации Орион. В первом ее столбце приведсн порядковый номер вспыхивающей звезды Ориона, во втором — амплитуда вспышки в ультрафиолетовых лучах —  $\Delta m_{U}$ , в тре тьем —  $\ln \Delta m_{U}$ , в четвертом — обратная скорость возгорания —  $t_m$ , в пятом — обратная скорость затухания —  $t_m$ , в шестом — тип вспышки по вышеприведенной классификации.

В табл. 4 приведены аналогичные данные относительно медленных вспышек в скоплении Плеяды, доступные для измерений.

Используя данные табл. 3 и 4 для вспышек типа I, построим зависимость между  $\ln \Delta m_U$  и  $t_m$ . Решение способом наименьших квадратов приводит к уравнению

$$\ln \Delta m_{11} = 2.03 - 0.04 t_m. \tag{1}$$

Следует отметить, что для ассоциации Орион и скопления Плеяды данные были объединены, т. к. полученные в отдельности уравнения длякаждой группы почти совпадали.

					аохнуа з
<b>B</b> 30	Δmu	ln ∆m <sub>U</sub>	t <sub>m</sub>	t <sub>n</sub>	Тип
72	1	0.18	40 <sup>m</sup>	80 <sup>m</sup>	I
92	2.9	1.06	22		П
149	3.0	1.10	41	63	П
153	3.3	1.19	26	34	1
176	2.6	0.95	27	53	I
177	8.4	2.13	14	102	H
229	2.5	0.92	27	50	I
239	4.5	1.50	21	34	I
327	5.0	1.61	11	19	1
				1	

Из уравнения (1) следует, что чем больше  $t_m$ , тем меньше амплитуда вспышки. Поскольку обратная скорость возгорания  $t_m$ , определяется глубиной слоя, где происходит вспышка, то отсюда следует, что чем больше амплитуда, тем меньше глубина, на которой происходит вспышка.

			Габлица 4			
взп	$\Delta m_{\rm U}$	ln ∆m <sub>U</sub>	t <sub>m</sub>	t <sub>n</sub>	Тип	
26	7 <sup>m</sup> 5	2.00	7 <sup>m</sup>	27 <sup>m</sup>	111	
35	3.2	1.16	17	43	1	
36	4.6	1.52	10	24	I	
78	4.5	1.50	17	42	Ш	
203	6.0	1.79	5	7	I	

Уравнение (1) показывает, что такое изменение глубины, при котором время изменения диффузии излучения увеличивается в 6 раз, меняет интенсивность на порядок.

По значению  $t_m$  (для чего необходимо знать некоторый интервал подъема блеска) можно из уравнения (1) определить  $\Delta m_U$ , а затем и время возгорания вспышки  $t_m$ .

#### Э. С. ПАРСАМЯН

Аналогично уравнению (1) можно найти зависимость между амплитудой  $\Delta m_U$  и временем, в течение которого амплитуда уменьшается на одну звездную величину, т. е. обратную скорость затухания:

$$t_n = \frac{t_n}{\Delta m_{\rm U}},$$

где t. — время затухания.

Объединяя наблюдательные данные относительно ассоциации Орион и скопления Плеяды, получаем:

$$\ln \Delta m_{11} = 2.05 - 0.02 t_{\rm eff} \tag{2}$$

Уравнение (2) подтверждает вывод, полученный из анализа уравнения (1), а именно: чем больше амплитуда вспышки, тем меньше глубина, на которой происходит вслышка.

Скорости возгорания и затухания связаны между собой уравнением:

$$t_m = 1.66 + 0.47 t_n. \tag{3}$$

Из уравнения (3) следует, что затухание происходит примерно в два раза медленее, чем возгорание.

Тот факт, что свойства медленных вспышек в ассоциации Орион и в скоплении Плеяды можно представить одинаковыми зависимостями, говорит о том, что некоторые свойства медленных вспышек не зависят (во всяком случае заметно) от возраста и спектральных характеристик агрегата.

В ассоциации Орион из наблюдавшихся до настоящего времени 467 вспышек 16 были медленными (13 звезд), а в скоплении Плеяды из 800 вспышек с  $\Delta m_U \ge 1.00 - 14$  (14 звезд), т. е. процент медленных вспышек в ассоциации Орион в два раза выше, чем в скоплении Плеяды. Таким образом, хотя в Плеядах звезд с высокой частотой вспыхивания больше, чем в Орионе, частота медленных вспышек в Орионе выше.

Средние абсолютные светимости *М*<sub>U</sub> звезд, показавших медленные вспышки в ассоциации Орион 9<sup>™</sup>6, а в Плеядах — 12<sup>™</sup>4. Медленные вспышки в ассоциации Орион наблюдаются у звезд спектральных классов К7—М1, а в скоплении Плеяды — у звезд М3—М4.

В заключение отметим, что вспышка у звезды V 582 Огі [17] показывает, что существует тесная связь между активностью типа орионовых переменных и медленными вспышками.

Приведенные результаты подтверждают идею В. А. Амбарцумяна [16] о том, что отличие медленных вспышек от быстрых—лишь в глубине фотосферных слоев, где они произошли.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

#### МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ. П

### SLOW FLARES IN THE STELLAR AGGREGATES. II

#### E. S. PARSAMIAN

The photometric data on nine slow flares in the Pleiades, Praesepe and Hyades are given. By using the known data on the slow flares in aggregates the slow flare curves of brightness are divided into three types. It is shown that there may be a combination of slow and rapid flares.

The relation between  $\ln \Delta m_U$  and  $t_m$ ,  $t_n$ , where  $t_m$  is the inverse velocity of the flare-up and  $t_n$  is the inverse velocity of the damping which shows that the greater the flare amplitude the smaller the depth of photosphere at which the flare takes place.

The revealed relations confirm V. A. Ambartsumian's idea on the nature of slow flares.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. L. Rosino, L Pigatto, Contr. Asiago Obs., No. 3.1, 1969.
- 2. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 7, 547, 1971.
- 3. G. Haro, E. Chavira, G. Gonzales, Bol. Inst. Tonantzintla, 1, No. 1, 3, 1973.
- 4. G. Haro. E. Chautra, Bol. Obs. Tonantzintla, 6, 38, 155, 1972.
- 5. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 8, 485, 1972.
- 6. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Asiago Obs., No. 246, 1971.
- 7. Э. С. Парсамяч, О. С. Чавушян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 16, 1975.
- 8. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Asiago Obs., No. 296, 1974.
- 9. G. Haro, E. Parsamtan, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 31, 41, 1969.
- В. А. Амбариумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. Е. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович. Астрофизика, 9, 461, 1973.
- 11. G. Haro, Stars and Stellar Systems, VII, 141, 1968.
- 12. G. Haro, E. Chavira, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, No. 2, 95, 1976.
- 13. И. Янкович, Кандидатская диссертация, Ереван, 1975.
- 14. G. Haro, E. Parsamian, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 31, 45, 1969.
- 15. В. А. Амбаруумян, Астрофизика, 7, 557, 1971.
- 16. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
- 17. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 16, 87, 1980.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 524.33

# ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЭМИССИОННЫХ ОБЛАСТЯХ И МЕХАНИЗМЫ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА.

#### В. П. ГРИНИН

Поступила 9 октября 1979

Проводится сравнение теоретических и наблюдаемых бальмеровских декрементов звезд типа Т Тельца (данные каталога Кухи и Кохена [16]). Показано, что омиссия в бальмеровских линиях хромосферного происхождения (в чистом виде) не характерна для подавляющего большинства звезд этого типа, однако как составная часть излучения она присутствует в спектрах примерно 1/3 звезд. Основная же часть линенчатого излучения образуется в околозвездной оболочке. На примере звезды DF Тац рассматривается вопрос о происхождении непрерывной ультрафиолетовой эмиссии звезд типа Т Тельца. Анализ UBV-цветов дополнительной составляющей излучения во вспышках DF Tau (данные Зайцевой и Лютого [24]) приводит к заключению, что источником непрерывной эмиссии является горячее пятно на поверхности звезды, образованное предположительно в результате аккреции газа из околозвездной оболочки. С учетом результатов спектральных и фотометрических наблюдений обсуждаются возможные механизмы активности звезд типа Т Тельца. Показано, что процесс аккреции: газа из околозвездной оболочки в сочетании с эффектами затмений звезды газопылевыми облаками позволяет разумным образом объяснить весь комплекс наблюдательных свойств звезд этого типа.

1. Введение. Вопросы, связанные с образованием эмиссионных спектров звезд типа Т Тельца, рассматривались неоднократно многими авторами [1—7]. Тем не менее, в настоящее время отсутствует общепринятая модель, объясняющая хотя бы в первом приближении основные свойства наблюдаемой эмиссии. В частности, нет однозначного ответа на один из основных вопросов — каков источник энергии, идущей на ионизацию и нагрев газа?

Такое положение обусловлено несколькими причинами. Главная из них состоит в том, что наблюдательный статус звезд типа Т Тельца — молодых звезд, еще не пришедших в процессе эволюции на главную последовательность — допускает существование различных форм активности на поверхности и в окрестности этих звезд. Так, например, наличие у молодых звезд мощной конвективной оболочки позволяет ожидать существования на их поверхности магнитных полей и связанной с ними вспышечной активности. Этот механизм положен в основу моделей хромосферного типа [5, 6, 8] и наиболее последовательно сформулирован в работе [9].

Вторая группа моделей предполагает существование у звезд этого типа мощного звездного ветра с темпом потери массы порядка  $10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot}$ /год [2, 10, 11]. Основанием для этого предположения служат некоторые особенности наблюдаемых профилей эмиссионных линий, которые интерпретируются как результат истечения вещества со скоростями порядка 100 км/с.

Несмотря на значительные различия в параметрах эмиссионных областей, обе эти группы моделей объединяет важный общий элемент — источник энергии, которым в конечном счете является энергия конвективных движений, трансформирующаяся в энергии магнитных полей, акустических и МГД-волн.

Наряду с этим возможен и принципиально иной вид активности звезд тича Т Тельца, связанный с аккрецией вещества из остатков протозвездного облака [7, 12]. У некоторых молодых звезд этот тип движений реально наблюдается и приводит к образованию характерных профилей спектральных линий, обратных Р Суд [13—15].

Другой причиной существующих трудностей в интерпретации эмиссионных спектров является отсутствие надежных оценок параметров излучающего газа, обусловленное ограниченностью наблюдательных данных, а также сложностью самих спектров и неоднозначностью их интерпретации. Основная трудность, возникающая, в частности, при моделировании водородной эмиссии звезд типа Т Тельца, связана с необходимостью учета всех элементарных процессов заселения уровней атомов в сочетании с непрозрачностью газа в спектральных линиях и градиентом скорости крупномасштабных движений. Для решения подобных задач в Крымской обсерватории разработана универсальная программа вычисления водородного спектра в движущихся средах, на основе которой применительно к звездам типа Т Тельца рассчитаны бальмеровские декременты (б. д.) и некоторые другие характеристики излучающего газа [17].

Ниже, на основе этих расчетов, проводится анализ б. д. в спектрах звезд этого типа, приводимых в работе [16]. Показано, что а) б. д. у подавляющего большинства звезд противоречат результатам, вытекающим из моделей хромосферного типа; б) у основной части звезд (примерно 2/3) водородная эмиссия образуется в околозвездной оболочке с харак-

244

терной электронной концентрацией порядка:  $N_e \sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup>; в) примерно у одной трети звезд б. д. свидетельствуют о наличии газовой составляющей более высокой плотности ( $N_e \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>).

Наряду с этим на примере звезды DF Тац рассматривается вопрос о происхождении непрерывной ультрафиолетовой эмиссии, наблюдаемой в спектрах звезд типа Т Тельца. Анализ UBV-цветов дополнительной эмиссии, полученных Зайцевой и Лютым, приводит к выводу о том, что ультрафиолетовое излучение генерируется в горячем пятие на поверхности звезды, образованном в результате аккреции газа из околозвездной оболочки.

С учетом этих двух результатов и с привлечением имеющихся и литературе данных о профилях эмиссионных линий и особенностях фотометрической переменности обсуждается общая картина активности звезд этого типа.

2. Сравнение теорстических и наблюдаемых бальмеровских декрементов. На рис. 1 представлены б. д. по данным каталога Кухи и Кохена [16] для звезд спектральных классов от G 5 до K 5 (исправленные за межзвездное поглощение). Там же сплошными линиями даны теоретические б. д., вычисленные в работе [17] на основе вероятностного метода Соболева с учетом всех существенных процессов возбуждения и ионизации атомов. Каждый теоретический трек дает изменения б. д. при фиксированных параметрах  $T_*, T_e, N_e$  и W и переменном значении вероятности выхода в линии  $L_a$  (значения  $\beta_{12}$  указаны сбоку, например, 1—7 означает:  $\beta_{12} = 1 \cdot 10^{-7}$ ). Значения электронной температуры и температуры звезды приняты равными:  $T_e = 15000$  K,  $T_* = 5000$  K. (Как показывают вычисления, эти два параметра слабо влияют на положение теоретических треков б. д. на диаграмме рис. 1).

Два семейства линий представляют две различные группы моделей: а) модель хромосферного типа: коэффициент диллюции W = 0.5,  $N_e = 10^{12}$  и  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>; б) модель звездного ветра с параметрами, характерными для звездных оболочек:  $W := 10^{-2}$ ,  $N_e = 10^9$  и  $10^{10}$ . В случае аккреции газа на звезду они соответствуют двум предельным ситуациям: а) спектральные линии образуются в плотном газе за фронтом ударной волны [7]; б) эмиссия возникает в протяженной оболочке до пересечения фронта ударной волны [18, 19].

Для сравнения на рис. 1 представлены 6. д. трех вспыхивающих звезд (вне вспышек) по данным Гершберга [20] и Гринстейна [21]. Видно, что эти точки находятся в левом верхнем углу диаграммы, в области  $N_e \sim 3 \cdot 10^{12}$ , что соответствует условиям хромосферного типа. В отличие от этого эсновная часть 6. д. звезд типа Т Тельца (примерно 2/3 точек) группируется в области теоретических треков, соответствующих параметрам оболочек:

#### В. П. ГРИНИН

 $N \sim 10^9 - 10^{10}$ ,  $W = 10^{-2}$ . Этот результат подтверждает известный вывод Кухи [2] о том, что эмиссионные линии в спектрах звезд этого типа образуются в основном в околозвездных оболочках.



Рис. 1. ● — бальмеровские декременты в спектрах звезд типа Т Тельца по данным каталога Кухи и Кохена [16]; × — то же самое для звезд типа YY Ori (с наблюдаемой аккрецией газа). Для сравнения указаны б. д. в спектрах вспыхивающих звезд (▲) в спокойном состоянии (по данным Гершберга [20] и Гринстейна [21]), образование которых соответствует условиям хромосферного типа. Сплошными липиями представлены теоретические б. д., вычисленные в [17] для ряда значений параметров излучающего газа (пояснения в тексте).

Примерно 1/3 точек попадает в область, промежуточную между значениями высокой и низкой плотностей газа. Существенно, что это место на диаграмме представляет собой область «избегания» теоретических треков, соответствующих однородным моделям [17]. Поэтому попадающие сюда точки отражают реально существующую неоднородность физических условий в эмиссионных областях: наличие плотного газа вблизи поверхности звезды и протяженной оболочки более низкой плотности.

Крестиками на рис. 1 отмечены звезды типа YY Огі (с аккрецией газа). Видно, что в одном случае (SU Огі) значение б. д. близко к теоретическому при  $N_{\star} \sim 10^{12}$ . Это означает, что основная часть эмиссии образуется в данном случае за фронтом ударной волны вблизи поверхности звезды. Напротив, б. д. у самой YY Огі (в правом нижнем углу рис. 1) соответствует значениям  $N_{\star} \sim 10^{10}$ ; характерным для оболочки.

#### МЕХАНИЗМЫ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЫЈА

247

Таким образом, сравнение теоретических и наблюдаемых б. д. показывает, что эмиссия хромосферного происхождения в чистом виде не характерна для подавляющего большинства звезд типа Т Тельца\*. Однако как составная часть излучения в линиях водорода она присутствует примерно у одной трети звезд. Основная же часть эмиссии в бальмеровских линиях у большинства исследуемых звезд образуется в околозвездных оболочках.

3. Анализ дополнительного излучения в спектре DF Tau. Вопрос о происхождении ультрафиолетовых избытков излучения является важным звеном в понимании общей картины активности звезд типа T Тельца. Как показывают наблюдения (см., например, [22]), особенностью ультрафиолетового излучения является присутствие в нем эмиссионного бальмеровского скачка, что свидетельствует о рекомбинационном происхождении дополнительной эмиссии. Часто, однако, эмиссионный скачок выделяется неуверенно и непрерывная эмиссия начинается значительно дальше от него—в видимой области спектра [23]. Вопрос о происхождении ультрафиолетовых избытков излучения в этом случае остается открытым. Приводимый ниже анализ непрерывной эмиссии звезды DF Tau, не претендуя на общность, указывает тем не менее возможный путь к пониманию природы подобных ультрафиолетовых избытков излучения.

Звезда DF Tau (спектральный класс М 0.5) является типичным представителем Т Tau-звезд. Согласно фотоэлектрическим наблюдениям Зайцевой и Лютого [24] ее блеск меняется неправильным образом с характерным временем от нескольких часов до нескольких суток. Авторами этой работы произведено выделение переменной составляющей излучения звезды (при вспышках) и приводятся цвета дополнительного излучения в зависимости от амплитуды изменения блеска, достигающей в полосе U 5-и звездных величин. Эти данные, усредненные по большому числу вспышек, приведены на двухцветной диаграмме U—B, B—V (рис. 2).

Там же представлены рассчитанные Грининым и Соболевым [25] показатели цвета излучения газа (с учетом эмиссии отрицательного иона водорода) с концентрацией атомов  $N_{\rm e}=10^{15}$  см<sup>-3</sup> и геометрической толщиной слоя  $Z=10^7$ ,  $3\cdot10^7$  и  $10^8$  см. Жирными линиями указаны показатели цвета для двух предельных ситуаций — равновесного излучения (внизу) и оптически тонкого рекомбинационного излучения водорода (вверху). Тонкие линии показывают изменение цвета излучения при позышении температуры газа для промежуточных условий. В области низких температур преобладает излучение отрицательного иона водорода, которое по

<sup>\*</sup> Примечание при корректуре: этот вывод подтверждают также опубликованные недавно расчеты относительных интенсивностей линий H<sub>2</sub>, H<sub>3</sub>, H<sub>3</sub>, H<sub>4</sub> для условий хромосферного типа (L. E. Cram, Ap. J., 234, 949, 1979).

своим цветовым характеристикам напоминает планковское излучение с температурой примерно на тысячу градусов меньше электронной температуры газа.



Рис. 2. • — усредненные по многим вспышкам DF Тай показатели цвета U—B. В—V дополнительной вмиссии по данным Зайцевой и Лютого [24]. Стрелкой указано направление перемещения цветов эмиссии с увеличением амплитуды вспышек. Сплошные линии соответствуют теоретическим цветам излучения водорода с учетом эмиссии H<sup>-</sup>, вычисленным в работе [25] при  $N_{\rm H} = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> для трех значений геометрической толщины слоя:  $Z = 10^7$ , 3 · 10<sup>7</sup> и 10<sup>8</sup> см.

С повышением температуры увеличивается доля рекомбинационного излучения. В результате цвет излучения смещается в верхнюю часть графика. Одновременно растет и оптическая толщина газа за пределами серий и, начиная с некоторого значения  $T_e$  (зависящего от  $N_*$  и Z), газ может стать непрозрачным в бальмеровском континууме. Это приводит к резкому изменению показателей цвета излучения, смещая их в направлении равновесного излучения.

При дальнейшем повышении температуры газ снова становится прозрачным в бальмеровском континууме (из-за высокой ионизации) и цветовой трек отходит от линии, соответствующей планковскому излучению, и вновь приближается к рекомбинационному излучению оптически тонкого газа.

Как видно из рис. 2, показатели цвета дополнительного излучения малых по амплитуде колебаний блеска DF Tau соответствуют либо оптически тонкому низкотемпературному ( $T_e \sim 6000-7000$  K) излучению водорода с заметной примесью эмиссии H<sup>-</sup>, либо излучению газа при несколько более высокой температуре ( $\sim 8000$  K) и частично непрозрачного за пределом бальмеровской серии.

С увеличением амплитуды вспышек цвет излучения смещается в направлении равновесного излучения и в состоянии максимального блеска он почти в точности соответствует планковскому излучению при  $T \sim 9000$  К. (Заметим, что вклад эмиссионных линий в полосах В и V составляет для этой звезды 4 и 2% соответственно [26]). Следовательно UBV-фотометрия в данном случае характеризует в основном свойства непрерывного спектра).

Таким образом, предлагаемая интерпретация цвета непрерывной эмиссии DF Tau включает в себя как предельный случай чисто рекомбинационное излучение, характерной особенностью которого является присутствие эмиссионного бальмеровского скачка, так и случай, когда к этой эмиссии добавляется излучение отрицательного иона водорода, а сам газ становится непрозрачным за пределом бальмеровской серии. Учет последних двух факторов приводит к замыванию бальмеровского скачка и появлению непрерывной эмиссии в более длинноволновой части спектра, т. е. зключает именно те случаи, которые отмечались в свое время Мирзояном [23], как противоречащие моделям рекомбинационного происхождения ультрафиолетовых избытков излучения звезд типа T Тельца.

В отличие от модели Строма [27], согласно которой ультрафиолетовая эмиссия в спектрах звезд типа Т Тельца образуется в околозвездной оболочке, в рассматриваемом случае основным источником дополнительного излучения является горячее пятно на поверхности звезды. Действительно, зная эффективную температуру звезды ( $T_{\phi\phi} = 3800$  K), температура пятна (~9000 K) и амплитуду изменения блеска в фильтре U (~ 5<sup>m</sup>), можно оценить площадь нагретой области. В состоянии максимального блеска DF Tau она оказывается равной ~ 20% площади диска звезды. Сочетание сравнительно небольших размеров горячей области с равновесным характером ее излучения и является основным аргументом в пользу локализации этой области на поверхности звезды.

249

#### В. П. ГРИНИН

Другим доводом в пользу того, что горячее пятно находится в верхних слоях атмосферы звезды, является ограничение на концентрацию атомов и характерную толщину слоя, вытекающее из условия непрозрачности пятна за бальмеровским скачком. Согласно рис. 2 при  $N_{\rm H} = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $T \sim 9000$  К для выполнения этого условия необходимо, чтобы минимальная геометрическая толщина слоя  $z_0$  была порядка  $10^8$  см. Можно показать, что уже при  $N_{\rm H} \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> соответствующий характерный размер должен быть не ниже  $10^{12}$  см, что совершенно неприемлемо по энергетическим соображения.

4. Механизмы активности звезд типа Т Тельца. Объединяя результаты анализа бальмеровских декрементов и UBV-цветов ультрафиолетовых избытков излучения DF Tau с имеющимися в литературе данными о профилях спектральных линий, попытаемся наметить общую картину активности звезд типа Т Тельца.

Как было показано в разделе 1, эмиссия хромосферного типа противоречит наблюдаемым бальмеровским декрементам. Однако, если ее рассматривать, как составную часть излучения в моделях звездного ветра, то в этом случае б. д. не позволяют сделать однозначный выбор между двумя крайними формами активности звезд типа Т Тельца, связанными с истечением и с аккрецией газа: и в том, и в другом случаях существуют области газа с высокой и низкой плотностями и основное различие (малосущественное с точки зрения интерпретации б. д.) заключается в их кинематике. Можно было бы ожидать, что эту неопределенность удастся устранить путем анализа наблюдаемых контуров эмиссионных линий. Однако и этот наблюдательный тест в данном случае, по-видимому, не вполне пригоден: как показывают расчеты Ульриха [7], профили эмиссионных линий, образующихся при аксиально-симметричной аккреции, отнюдь не всегда подобны профилям, обратным Р Суg, характерным для простейшего режима радиально-симметричной аккреции.

Обратимся теперь к результатам анализа непрерывной эмиссии DF Tau. Очевидно, что существование в течение нескольких суток (средняя продолжительность мощной вспышки) на поверхности звезды горячего пятна, болометрическая светимость которого в три раза превышает светимость звезды, трудно объяснимо как с точки зрения моделей хромосферной активности, так и в моделях с истечением вещества. В то же время, рассматривая активность звезд типа Т Тельца с точки зрения процесса аккреции, можно предположить, что пятно представляет собой место контакта газовой струи с поверхностью звезды.

Полагая для грубой оценки, что скорость падающего газа у поверхности звезды порядка параболической скорости (~ 500 км/с), оценим приток массы, необходимый для поддержания наблюдаемой активности

250

DF Tau. Как известно, при таких скоростях падения основная часть кинетической энергии газа превращается за фронтом ударной волны в рентгеновское и ультрафиолетовое излучения. Поскольку в данном случае фронт ударной волны находится вблизи поверхности звезды, примерно половина этого излучения частично или полностью поглощается в набетающем потоке. Остальная часть излучения поглощается участком атмосферы, находящимся непосредственно за фронтом и в его ближайшей окрестности, и перерабатывается в излучение, имеющее более низкую температуру. В случае DF Тац температура этого излучения порядка 9000 К. Отсюд находим полную массу газа, необходимую для поддержания наблюдаемого энерговыделения при мощной вспышке DF Tau (Lurv~ ~ 10<sup>38</sup> эрг): m ~ 10<sup>23</sup> г. С учетом наблюдаемой активности в течение года это соответствует притоку массы счет аккоеции М ~ за ~ 3.10<sup>-9</sup> M. /TOA.

Поскольку сверхзвуковая аккреция происходит в условиях развитой турбулентности, основной масштаб энерговыделения должен соответствовать кинетической энергии турбулентного вихря основного масштаба на расстоянии порядка нескольких радиусов звезды. Масса такого элемента оценена выше. Характерное время его жизни по порядку величины равно времени одного оборота вокруг звезды по траектории, близкой к кеплеровской [28]. При скорости вращения  $\sim 300$  км/с и  $r \sim 10^{12}$  см получаем характерное время жизни порядка суток, что сравнимо с характерным временем максимальных по амплитуде изменений блеска DF Tau.

Как видно из рис. 1, бальмеровский декремент в спектре DF Тэц занимает промежуточное положение между теоретическими треками с высокой и низкой плотностью газа. Это свидетельствует о том, что в данном случае заметная доля эмиссии в бальмеровских линиях возникает в плотном газе, ионизацию и возбуждение которого естественно связать с существованием вблизи поверхности звезды мощного источника жесткого и ультрафиолетового излучения — горячего газа ( $T \sim 10^7$  K) за фронтом ударной волны. Естественно также предположить, что эта же область ответственна за образование эмиссионного спектра хромосферного типа, а также за быстрые изменения эквивалентных ширин и профилей линий, наблюдаемые в спектрах звезд типа T Тельца [29—32], в том числе и у самой DF Tau [33].

Таким образом, как впервые отметил Ульрих [7], модель активности звезд типа Т Тельца, основанная на предположении об аккреции газа, дает разумное объяснение всему комплексу спектрофотометрических свойств звезд этого типа. Основным достовнством этой модели является простота решения главной проблемы — вопроса об источнике энергии, поддерживающем звездную активность. Согласно [7] вещество, питающее аккрецию, поступает из остатков протозвездного облака. Не исключено, однако, что в случае звезд типа Т Тельца мы имеем дело с дисковой аккрецией, связанной с наличием в экваториальной плоскости звезды вращающейся газопылевой оболочки. Как показывают расчеты (см., например, [34]), образование такой оболочки является закономерным финалом гравитационного коллапса вращающегося протозвездного облака. В пользу ее существования свидетельствуют также наблюдаемые изменения поляризации [35—37] и блеска.

Наличие вращающейся газопылевой оболочки в общем случае может дать два вида фотометрической переменности и оба эти вида наблюдаются у звезд типа Т Тельца: а) переменность блеска, обусловленная спорадическим процессом аккреции отдельных газовых облаков. В этом случае излучение вспышек, аналогичных наблюдавшимся у DF Tau, генерируется за фронтом ударной волны в месте контакта газовой струи с поверхностью звезды, б) переменность, связанная с затмениями звезды газопылевыми облаками [38—43].

Хотя прямые наблюдательные данные о двойственности звезд типа Т Тельца весьма ограничены, нельзя также полностью исключить вариант дисковой аккреции, обусловленной перетеканием массы от одного компонента к другому. В поддержку такой точки зрения можно привести два косвенных аргумента. 1) Процент двойных звезд среди звезд главной последовательности весьма высок и так как конечным этапом эволюции молодых звезд является главная последовательность, доля двойных среди них должна быть столь же высокой. Проведенный недавно Хербигом [44] статистический анализ лучевых скоростей совокупности звезд типа Т Тельца в Орионе не противоречит этому предположению. 2) Профили эмиссионных линий в спектрах хорошо изученных двойных звезд с перетеканием массы и звезд типа Т Тельца во многом подобны друг другу.

5. Профили эмиссионных линий и кинематика излучающего газа. Как известно, характерными типами профилей водородных линий в спектрах звезд типа Т Тельца являются двухкомпонентная эмиссия с абсорбционным провалом, смещенным, как правило, в коротковолновую сторону, а также одиночный (часто асимметричный) профиль. Первый тип профилей характерен для оболочки с преобладающим вращательным видом движений и расширением наружу. Одиночный профиль можно получить отсюда, как частный случай, наблюдая такую оболочку с полюса. (Очевидно, что в этом случае одиночные профили должны быть систематически уже двухкомпонентных и, как показывает анализ данных Салманова [45], а также Зайцевой и Колотилова [46], такая закономерность действительно имеет место).

Если обратиться к данным о профилях разных членов бальмеровской серии, полученным в одну и ту же дату, то оказывается. что их вид может

существенным образом меняться при переходе от линии  $H_a$  к верхним членам серии. Например, по данным Салманова [45] в спектре RW Aur линия  $H_a$  имеет двухкомпонентную структуру с отношением V/R < 1, профиль  $H_b$  почти симметричен, тогда как у более высоких членов серии асимметрия имеет обратный характер: V/R > 1, причем профиль  $H_b$ близок к профилю, обратному P Cyg. Такая картина повторяется в разные ночи, т. е. имеет довольно устойчивый характер.

Аналогичная последовательность профилей бальмеровской серии наблюдается также в спектре S CrA [47], входящей в подкласс звезд типа YY Ori. Она свидетельствует о том, что во внешних частях диска, где образуется линия H,, преобладает вращательный тип движений в сочетании с радиальным движением наружу. При переходе к более высоким членам серии «центр тяжести» образования бальмеровских линий смещается в более плотные слои диска и, как следует из наблюдений, в этой области радиальная скорость сравнима или превышает скорость вращения и направлена к звезде.

Приведенные выше примеры наблюдаемых в спектрах RW Aur и S CrA профилей бальмеровских линий и вытекающие из них особезности кинематики излучающего газа представляют интерес в трех отношениях: во-первых, из них следует, что возможно сосуществование процесса аккреции газа на звезду и расширение внешних частей диска. Во-вторых, такой тип движений качественно согласуется с предсказанной Линден—Беллом и Принглом [6] кинематикой аккреционных дисков, обусловленной перераспределением углового момента вращающегося газа под действием турбулентной вязкости. (В качестве других вариантов аккреции, приводящих одновременно к оттоку вещества во внешних частях диска, следует упомянуть вариант, предложенный Вольфом и др. [47], в котором расширение газа на периферии оболочки происходит под действием светового давления в линии L, а также двойные системы с перетеканием массы).

В-третьих, из приведенных примеров следует, что наблюдаемые в спектрах звезд типа Т Тельца профили эмиссионных линий с абсорбционными провалами, смещенными в коротковолновую часть спектра, отнюдь не противоречат модели активности эвезд этого типа, основанной на идее аккреции газа.

6. Заключение. Суммируем кратко результаты проведенного выше анализа. 1) Выполненные к настоящему времени спектральные, фотометрические и поляризационные исследования звезд типа Т Тельца свидетельствуют о том, что эти звезды окружены вращающимися газопылевыми оболочками. Во внешних частях оболочек образуется ИК-излучение, во внутренних, более горячих слоях — эмиссионный спектр. 2) Предположение об аккреции газа из околозвездной оболочки (в сочетании с затмениями звезды газопылевыми облаками) дает наиболее простое объяснение особенностям фотометрической и спектральной переменности звезд этого типа. При темпе аккреции  $\sim 10^{-10} - 10^{-10} M_{\odot}$  год обеспечивается энерговыделение, достаточное для объяснения наблюдаемой активности и ультрафиолетовых избытков излучения. При этом основная часть непрерывной эмиссии образуется в горячем пятне месте контакта падающего газа с поверхностью звезды. Здесь же, по-видимому, образуется и часть эмиссионных линий, которые по своим характеристикам близки к линиям хромосферного происхождения.

3) Наблюдения не дают однозначного ответа на вопрос о происхождении околозвездных оболочек. Не ясно, образуются ли они в результате гравитационного сжатия вращающегося протозвездного облака, или являются продуктом обмена массой между компонентами двойной системы. В связи с этим представляют значительный интерес одновременные спектральные и фотоэлектрические наблюдения звезд типа Т Тельца, поиски (квази)периодических изменений блеска, интенсивностей и профилей линий.

4) Анализ наблюдаемых профилей эмиссионных линий свидетельствует о необходимости проведения расчетов контуров спектральных линий на основе моделей оболочек, учитывающих возможность сосуществования аккреции газа во внутренних слоях околозвездной оболочки и расширения ее внешних слоев.

Выражаю искреннюю благодарность профессору Л. В. Кухи и д-ру М. Кохену за предоставление материалов работы [16] до ее публикации, Н. И. Шакуре за полезные обсуждения.

Крымская астрофизическая обсерватория

### PHYSICAL CONDITIONS IN EMISSION REGIONS AND MECHANISMS OF ACTIVITY OF T TAURI TYPE STARS

#### V. P. GRININ

The comparison between the theoretical and observed Balmer decrements of the T Tau-type stars (data of the catalog by Kuhi and Cohen [16]), has been carried out. It has been shown that the emission of the purely chromospheric origin is not typical for the majority of stars of this type. However, it is presented in the spectra of about 1/3 of the stars as a component. But the main part of the radiation in hydrogen lines is formed in the circumstellar envelopes. The question of the origin of ultraviolet emission of T Tau-type stars. has been considered, using the star DF Tau as an example. The comparison between the theoretical and observed UBV-color radiation of DF Tau flares (data by Zaitseva and Ljuty [24]), shows that the source of flare emission is the hot spot on the surface of the star which is likely to be formed during mass accretion from the circumstellar envelope. Possible mechanisms of activity of the T Tau-type stars are discussed with respect to the results of the spectral and photometrical observations. It has been shown that the process of gas accretion from the circumstellar envelopes coupled with the effects of eclipses of the star by the dust clouds give a reasonable explanation to all observational properties of this type of stars.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбариумян. Сообщ. Бюраканской обс., № 13, 1954.
- 2. L. V. Kuhi, Ap. J., 140, 1409, 1964.
- 3. K. H. Bohm, Z. Astrophys., 43, 245, 1957.
- 4. Т. А. Киппер, Публ. Тартуской обс., 34, 396, 1964.
- 5. R. E. Gershberg, L. Luud, Preprint No. 7, Tartu. Obs., 1975.
- 6. S. Dumont, N. Heidman, L. V. Kuhi, R. N. Tomas, Astron. Astrophys., 29, 199, 1974.
- 7. R. K. Ulrich, Ap. J., 210, 377, 1976.
- 8. P. Petrov, A. Scherbakov, Proc. III European Astron. Meeting, Tbilisi, 1975, p. 162.
- 9. Р. Е. Гершберг, П. П. Петров, Письма АЖ, 2, No 1, 499, 1976.
- 10. L. A. Willson, Ap, J., 197, 365, 1975.
- 11. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, Астрон. ж., 53, 742, 1976.
- 12. D. Linden-Bell, J. E. Pringle, M. N., 168, 608, 1974.
- 13. M. F. Wolker, Ap. J., 175, 89, 1972.
- 14. L. Kuhi, P. A. S. P., 87, 502, 1975.
- 15. I. Appenzeller, B. Wolf. Astron. Astrophys., 54, 713, 1977.
- 16. L. V. Kuht, M. Cohen, Ap. J., Suppl. ser. (in press).
- 17. В. П. Гринин, Н. А. Катышева, Изв. Крымской обс., 62, 1979 (в печати).
- 18. C. Bertout, Astron. Astrophys., 58, 153, 1977.
- 19. В. П. Гринин. Изв. Крымской обс., 56, 3, 1977.
- 20. Р. Е. Гершберг, Астрон. ж., 51, 552, 1974.
- 21. I. L. Greenstein, P. A. S. P., 89, No. 529, 304, 1977.
- 22. П. П. Петров, в сб. «Ранние стадии эволюции звезд», Наукова думка, Киев, 1977, стр. 66.
- 23. Л. В. Мирзоян, ДАН СССР. 119, № 4, 1958.
- 24. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, Переменные звезды, 20, 255, 1976.
- 25. В. П. Гринин, В. В. Соболев, Астрофизика, 13, 587, 1977.
- 26. Г. В. Зайцева, Астрофизика, 7, 333, 1971.
- 27. S. E. Strom, P. A. S. P., 84, 745, 1972.
- 28. В. Г. Горбацкий, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
- 29. З. А. Измайлов, Астрон. цирк., № 734, 1972.
- 30. З А. Измайлов, Астрон. цирк., № 763, 1973.

255

- 31. Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, Переменные звезды, 20, 153, 1975.
- 32. U. Bastian, R. Mundt, Short Term Spectroscopic Variations of DI Cep. Preprint, 1979.
- 33. Г. В. Зайцева, В. М. Лютий, Переменные звезды, 20, 266, 1976.
- 34. P. Bodenheimer, W. Tscharnuter, Comparison of Two Indenpendent Calculations of the Axisymmetric Collapse of a Rotating Protostar, Preprint, 1978.
- 35. B. Zellner, A. J., 75, 182, 1970.
- 36. M. Breger, Ap. J., 188, 53, 1974.
- Ю. С. Ефимов, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро», Изд. АН Арм. ССР, Ерсван, 1980, стр. 107.
- 38. W. Wenzel, Mitt. Veranderliche Sterne Sonneberg, 5, 75, 1969.
- 39. W. Wenzel, Mitt. Veranderliche Sterne Sonneberg, 5, 117, 1970.
- 40. W. Wenzel, Astron. Nachr., 292, 221, 1971.
- G. F. Gahm, H. L. Nordh, S. G. Olofsson, S. G. Carlbord, Astron. Astrophys. 33, 399, 1974.
- 42. Г. В. Зайдева, Переменные звезды, 19, 63, 1973.
- 43. G. V. Zattseva, E. A. Kolottlov, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU, Symp. No. 67 (ed. Sherwood and Plant), 1975, p. 113.
- 44. G. H. Herbig, Ap. J., 214, 747, 1977.
- 45. Н. Р. Салманов. Кандидатская диссертация, Ереван, 1975.
- 46. Г. В. Зайцева. Е. А. Кологилов, Астрофизика, 9, 185, 1973.
- 47. B. Wolf, I. Appenzeller, C. Bertout, Astron. Astrophys., 58, 163, 1977.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM** 16

МАЙ, 1980

ВЫПУСК 2

УДК 523.852

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ДВУХ БИПОЛЯРНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

#### Н. В. ВОЩИННИКОВ

Поступила 2 июля 1979 Пересмотрена 26 октября 1979

При помощи модели однородной туманности, в которой происходит однократное рассеяние света пылевыми частицами, проведена интерпретация поляризационных наблюдений пекулярных объектов CRL 2688 и М1-92, полученных Шмитдом и др. [5]. Показано, что модели оптически тонких туманностей, состоящих из графитовых пылинок и пылинок с силикатным ядром и ледяной оболочкой, могут удовлетворительно представить наблюдения CRL 2688 и М1-92 соответственно.

В последнее время значительные усилия направлены на изучение обнаруженных в инфракрасном (ИК) диапазоне пекулярных объектов, которые в оптической области спектра имеют вид биполярных туманностей. К ним относятся CRL 2688 (туманность «Яйцо»), М1-92 («ступня Минковского») и еще более десятка объектов. Все они имеют форму двух круговых или веерообразных туманностей, расположенных симметрично относительно видимой звезды или/и компактного ИК-источника [1]. Оптические спектры этих туманностей показывают ряд эмиссионных и абсорбционных линий, наложенных на очень сильный непрерывный спектр. Весьма интересной особенностью некоторых биполярных туманностей является очень высокая (до 50% и более) положительная\* поляризация их излучения. Существует мнение, что эти объекты представляют собой звезды на поздних стадиях эволюции и в дальнейшем превратятся в планетарные туманности [2]. Однако уже сейчас нет никаких сомнений в том, что класс биполярных туманностей является более-менее однородным лишь морфо-

Направление поляризации перпендикулярно раднусу-вектору, соединяющему эвезду и рассматриваемую область туманности.
5—295

логически, тогда как эволюция отдельных объектов может быть совершенно различной [1, 3]. Внешний вид биполярных туманностей в видимой и ИК-областях спектра, их спектры и поляризационные характеристики обычно принято объяснять моделью, в которой звезда, окруженная оптически толстым пылевым тором, освещает две отражательные туманности через полюса тора [4, 5]. При этом степень симметричности двух частей туманности зависит от того, насколько сильно тор экранирует одну из ее частей, то есть от угла наклона системы относительно картинной плоскости.

Механизмом, ответственным за наблюдаемую поляризацию, является рассеяние света звезды пылевыми частицами туманности, поэтому представляется интересным путем модельных расчетов получить сведения о свойствах рассеивающих пылинок. Модели двух биполярных туманностей обсуждаются в настоящей статье. Мы будем использовать методику расчетов, примененную в [6, 7] для исследования обычных отражательных туманностей. В этих работах в приближении однократного рассеяния вычислены показатели цвета и степень поляризации однородных туманностей, состоящих из сферических пылинок и сферических пылинок с оболочкой (двуслойных).

CRL 2688. Объект CRL 2688 считается типичной биполярной отражательной туманностью. Он состоит из двух симметричных компонентов (северного и южного), наиболее яркие области которых отстоят друг ог друга на 8". Поверхностная яркость северного компонента больше, чем южного. Между ними расположен ИК-источник, излучение которого обнаружено на 10 и 20 мкм [8]. На спекто каждого компонента, соответствующий спектру звезды класса F5 Ia, наложены полосы молекул C2 и C1 [9]. О высокой степени поляризации этой туманности впервые сообщил Ней [10]. Затем оценки поляризации в видимой части спектра получили Шол и Таренгхи [4] и Коэн и Кухи [11], а в ИК—Джонс и Дик [12]. Указанные авторы наблюдали излучение всей туманности или, в лучшем случае, отдельно северного и южного компонентов, используя при этом различные диафрагмы. Оказалось, что степень поляризации довольно постоянна в визуальной части спектра (~ 50%) и уменьшается в фиолетовой (~ 40%) и ИК (до 30% на 2.2 мкм) частях спектра. Последнее связывают с добавкой неполяризованного излучения нагретых пылинок [12]. Фотоэлектрическая поляризационная карта CRL 2688 была получена Шмидтом и др. [5] при помощи специального поляриметра с фотодиодной матрицей (і. = 5800 А, ширина полосы ~ 2500 А), позволявшего определять поляризацию с разрешением 0."6. Авторы [5] нашли распределение степени поляризации отдельно для северного и южного компонентов туманности. Ошибки в определении степени поляризации составляли 0.2% для ярких частей туманнности и ~ 8% для наиболее слабых. Мы будем сравнивать теоретические расчеты с этими наблюдениями.

Учитывая внешний вид туманности и то, что степень поляризации несколько увеличивается с удалением от звезды, форму туманности мы выбрали не в виде биконуса, а в виде фигуры вращения, в сечении напоминающей восьмерку. Параметрами модели были характеристики пылинок, k\* (5540) — коэффициент линейного ослабления излучения в туманности на длине волны 5540 А, α — угол наклона системы относительно картинной плоскости и 9 — отношение протяженности туманности к ее толщине вдоль луча зрения при  $\alpha = 0^\circ$ . Считается, что центральная звезда в CRL 2688 обладает избытком углерода [9], а в атмосферах таких звезд могут конденсироваться пылинки из графита и карбида кремния (SiC) [13]. В работе [4] нормированная зависимость степени поляризации от длины волны для CRL 2688 была объяснена при помощи модели, в которой использовались графитовые пылинки с раднусом a = 0.07 мкм. Мы проводили расчеты для частиц из графита и SiC, имеющих экспоненциальное распределение по размерам в виде, предложенном Гринбергом [14]. Параметром функции распределения частиц по размерам являлась величина  $a_0$ , связанная со средним размером частиц соотношением  $a \approx 0.3 \cdot a_0$ . Значения показателей преломления графита и SiC в зависимости ог длины волны были взяты из работ [14, 15], а необходимое распределение энергии в спектре звезды F5 Ia — из работы [16]. Наблюдаемое распределение поляризации удалось удовлетворительно представить кривой, полученной для модели туманности, состоящей из графитовых частиц с  $a_0 = 0.2$  мкм. Средний размер таких частиц  $a \approx 0.06$  мкм близок к найденному в работе [4]. Окончательный выбор мы остановили на модели с параметрами  $k^*$  (5540) = 0<sup>m</sup>8 пс<sup>-1</sup>,  $\alpha = 5$  (северная часть туманности ближе к наблюдателю) и q = 8. Отметим, что небольшие изменения этих величин (в пределах 20%) практически не сказываются на конечном результате. Наблюдательные данные и теоретические кривые приведены на рис. 1. Согласие с наблюдениями южной части туманности можно улучшить, приняв большую величину коэффициента ослабления (пунктирные кривые на рис. 1). Учитывая расстояние до туманности  $l \sim 1$  кпс [5] и считая, что протяженность светящихся областей ~ 25", мы можем оценить их оптическую толщину -ext (5540) ≈ 0.1. Оптическая толшина туманности вдоль луча здения почти на порядок меньше."

Необходимо заметить, что рассчитанная нами для выбранной модели степень поляризации в фиолетовой части спектра оказалась меньше, чем наблюдаемая. К причинам такого расхождения можно отнести то, что в фиолетовой и видимой частях спектра, по-видимому, эффективно рассеивают излучение разные части туманности (то есть следует изменить геометрические параметры модели). Кроме того, при расчетах нам пришлось использовать лишь эффективные длины волн фильтров, с которы-

259

ми проводились наблюдения [4], поскольку их кривые реакции нам неизвестны.



Рис. 1. Степень поляризации излучения объекта CRL 2688. Кружки — данные наблюдений. Кривые — теоретическая модель (графитовые частицы.  $a_0 = 0.2$  мкм, q = 8,  $a = 5^\circ$ ,  $k^\circ$  (5540) = 0<sup>m</sup> 8 пс<sup>-1</sup>; пунктир: 1 —  $k^\circ$  (5540) = 2<sup>m</sup>0 пс<sup>-1</sup>, 2 —  $k^\circ$  (5540) = 5<sup>m</sup>0 пс<sup>-1</sup>).

Отметим, что даже лучшего согласия с результатами наблюдений, представленными на рис. 1, можно добиться, если использовать пылинки из SiC с  $a_0 = 0.1$  мкм. Однако проведенные нами расчеты показывают, что излучение, рассеянное такими частицами, практически неполяризовано в фиолетовой части спектра.

M1-92. Пекулярная туманность M1-92. первоначально обнаруженная Минковским, по внешнему виду напоминает отпечаток ноги человека и состоит из двух частей: северо-западной (NW, более яркой) размером  $4.5 \times 5."7$  и юго-восточной (SE, более слабой) размером  $4.0 \times 5."0$  [17]. На ИК-снимках можно заметить звезду, примыкающую к NW части ту-

манности. Спектр звезды был классифицирован как В0.5 V [17]. М1-92 является одной из немногих биполярных туманностей, у которых обнаружено мазерное излучение ОН [3]. Это свидетельствует о том, что в туманности отношение О/С > 1 и могут присутствовать силикатные пылинки [13]. Оценки степени поляризации издучения М1-92 были получены в работе [11], а поляризационная карта — в работе [5]. Найдено, что степень поляризации NW части туманности плавно растет с удалением от звезды до некоторого места, а затем остается примерно постоянной. Авторы [5] связывают такое поведение с большой оптической толшиной этой части туманности. Нам кажется более естетственным объяснить его, предполагая, что рост поляризации вызван уменьшением диапазона углов рассеяния (как в сферической отражательной туманности [6]), который прекрашается с некоторого места. При этом, как и в [5], мы будем считать, что NW часть туманности находится ближе к наблюдателю, тогда как кусок SE части экранирован тором, сквозь который просвечивает звезда. Мы провели расчеты для моделей туманностей, состоящих из однородных сферических силикатных пылинок и двуслойных пылинок с силикатным ядром и оболочкой из загрязненного льда. Рассматривались ансамбли двуслойных частиц, в каждом из которых пылинки имеют один и тот же раднус ядра  $(a_e)$ , а распределение оболочек по размерам является экспоненциальным (а0 — параметр функции распределения) [7]. Наблюдаемое распределение поляризации лучше всего представляется кривой, рассчитанной для модели туманности, состоящей из двуслойых пылинок с  $\alpha_c :=$ = 0.1 мкм и  $a_0 = 0.267$  мкм (показатель преломления ядра  $m_1 = 1.65$ — -0.05*i*, показатель преломления оболочки  $m_2 = 1.30 - 0.02i$ ), В этом случае отношение среднего радиуса оболочки к радиусу ядра равно 1.8 [7]. При расчетах мы предполагали, что светящиеся области туманности по форме напоминают волан, то есть ограничены конической поверхностью, которая при 🛒 3."6 переходит в сферическую (днаметр сферы равен 3."6). Такая геометрия представляется нам более естественной из рассмотрения прямых фотографий объекта. Угол наклона системы относительно картинной плоскости был выбран равным 12°. Распределение энергии в спектре звезды В0.5 V было взято из работы [16]. Наблюдения и теоретические кривые представлены на рис. 2. Принимая расстояние до туманности равным 3 кпс, а размер светящихся областей ~ 8" [5], мы оценили оптическую толщину этих областей та (5540) ≈ 0.006. Отметим, что резкий спад степени поляризации в SE части туманности при © ≤ 2."4 вызван ее экранированием оптически толстым краем тора. Если увеличить угол наклона этой части туманности (пунктирная кривая), то можно получить лучшее согласие с наблюдениями при 9 = 2."4 и 3."0.

В заключение заметим, что проведенные расчеты позволяют получить сведения как о характеристиках светящихся областей туманностей, так и

#### Н. В. ВОЩИННИКОВ

о свойствах составляющих их пылевых частиц. В обоих случаях туманности оказались оптически тонкими (т.  $\leq 0.1$ ), о чем свидетельствует и высокая поляризация их излучения. Поляризационные наблюдения CRL 2688 удалось объяснить при помощи модели туманности, состсящей из сферических графитовых пылинок со средним размером  $\overline{a} = 0.06$  мкм.



Рис. 2. Степень. поляризации излучения объекта М1-92. Кружки — данные наблюдений. Кривые — теоретическая модель (двуслойные частицы,  $m_1 = 1.65 - 0.05 i$ ,  $m_2 = 1.30 - 0.02i$ ,  $a_c = 0.1$  мкм,  $a_0 = 0.267$  мкж;  $k^*$  (5540)  $0^m 08$  пс<sup>-1</sup>,  $a = 12^\circ$ ; пунктир —  $a = 18^\circ$ ),

Этот объект, по-видимому, является углеродной звездой, находящейся на стадии эволюции после главной последовательности [2, 11], и пылинки из графита могут конденсироваться в атмосфере звезды. Поляризационные наблюдения M1-92 удалось представить при помощи модели туманности, состоящей из сферических пылинок с силикантным ядром и ледяной оболочкой. Средний размер таких частиц  $a_m \approx a_c + 0.3 a_0 = 0.180$  мкм [7]. В работе [11] отмечено, что M1-92 скорее всего является молодым объектом и находится на стадии эволюции до главной последовательности. Тогда наблюдаемую туманность следует считать остатком межзвездного молекулярного сблака, связанного с образованием центральной звезды.

В работе [18] отмечено, что пылинки, находящиеся в таких облаках, могут довольно быстро обрастать оболочками из легких элементов.

Ленинградский государственный университет

## AN INTERPRETATION OF THE POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF THE TWO BIPOLAR REFLECTION NEBULAE

#### N. V. VOSHCHINNIKOV

The polarization maps of the pecular objects CRL 2688 and M1-92 obtained by Schmidt et al. [1] are interpreted with the use the first-order theory of scattering by dust grains in the homogeneous nebula. It is shown that graphite grains and silicate core-ice mantle grains in an optically thin nebula model fairly represent the observations of the CRL 2688 and M1-92 respectively.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. N. Calvet, M. Cohen, M. N., 182, 687, 1978.
- 2. B. Zuckerman, D. P. Girla, B. E. Turner. M. Morris, P. Palmer, Ap. J., 205, L 15, 1976.
- 3. J. D. Fix, R. L. Mutel, Asrophys. Lett., 19, 37, 1977.
- 4. S. J. Shawl, M. Tarenght, Ap. J., 204, L 25, 1976.
- 5. G. D. Schmidt, J. P. R. Angel, E. A. Beaver, Ap. J., 219, 477, 1978.
- 6, Н. В. Вощинников, Астрон. ж., 54, 1221, 1977.
- 7. Н. В. Вощинников, Астрон. ж., 55, 983, 1978.
- E. P. Ney, K. M. Merrill, E. E. Becklin, G. Neugebauer, C. G. Wynn-Williams, Ap. J., 198, L 129, 1975.
- 9. D. Crampton, A. P. Cowley, R. M. Humphreys, Ap. J., 198, L 135, 1975.
- 10. E. P. Ney, Sky and Telescope, 49, 21, 1975.
- 11. M. Cohen, L. V. Kuhi, Ap. j., 213, 79, 1977.
- 12. T. J. Jones, H. M. Dyck, Ap. J., 220, 159, 1978.
- N. J. Woolf, The Dusty Universe, eds. G. B. Field, A. G. W. Cameron, Neale Watson, New York, 1975, p. 59.
- 14. Дж. М. Гринберг, Межэвездная пыль, Мир, М., 1970.
- J. M. Greenberg, S. S. Hong, The Dusty Universe, eds. G. B. Field, A. G. W. Cameron, Neale Watson, New York, 1975. p. 131.
- 16. В. Страйжис, Э. Свидерскене, Бюлл. Вильнюской обс., № 35, 3, 1972.
- 17. G. H. Herbig, Ap. J., 200, 1, 1975.
- 18. E. E. Salpeter, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 267, 1977.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 524.5

## ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ ОВЛАКА НІ ГАЛАКТИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ?

#### Ю. А. ЩЕКИНОВ

#### Поступила 25 июня 1979

Показано, что существующих паблюдательных данных недостаточно для однозначного выбора между галактическими и внегалактическими гипотезами о происхождении высокоскоростных облаков HI: наличие резких границ в распределении HI, а также разбиение высокоскоростных облаков на мелкие конденсации с узкими линиями в 21 см (T < 500 K) могут быть объяснены как в галактических, так и во внегалактических моделях. Пока только корреляция поверхностной плотности HI и лучевой скорости этих объектов  $N_{\rm H}$  ( $v_r$ ) не нашла объяснения в рамках внегалактической концепции.

Сделаны оценки величины магнитного поля в высокоскоростных облаках в случае их движения в межзвездном газе на высоте  $z \sim 1$  кпс. Величина *B* может достигать эначений  $10^{-5} \div 10^{-4}$  Гс в зависимости от распределения межзвездного газа по *z* и от скорости облака. Обнаружение зеемановского расшепления линии 21 см в эмиссии, соответствующего таким величинам *B*, свидетельствовало бы в пользу галактической природы высокоскоростных облаков.

Введение. Основная трудность в интерпретации явления высокоскоростных облаков HI (HVC),  $|v_r| > 70$  км/с, связана с неопределенностью расстояний до них. В настоящее время не вполне ясно даже принадлежат ли эти объекты Галактике, или являются внегалактическими? По-видомиму, наиболее достоверный способ, позволяющий выявить принадлежность HVC Галактике, состоит в наблюдении в спектрах звезд, лежащих на одном луче зрения с HVC, линий поглощения тяжелыми элементами. Однако на сегодняшний день этим способом оценены лишь нижние пределы расстояний всего для двух высокоскоростных облаков: 400 и 1700 пс [1]. Кроме этого обнаружены линии поглощения Са II, соответствующие облакам HI с промежуточными скоростями (IVC) —  $|v_r| < 70$  км/с, в спектрах шести звезд с  $b > 30^{\circ}$  [2]. Отсюда определены верхние пределы расстояний до этих облаков  $z \approx 300$ —1000 пс, чем и доказана принадлежность их Галактике.
Различные косвенные аргументы в пользу той или иной гипотезы не всегда допускают однозначную интерпретацию, а иногда, как будет показано ниже, могут найги объяснение и в рамках альтернативной гипотезы. В последнее время, в частности, в качестве таких аргументов приверженцы галактической интерпретации HVC приводят следующие факты: корреляция плотности водорода на луче зрения  $N_{\rm H}$  для HVC и лучевой скорости  $v_r$  [3, 4]: резкие границы высокоскоростных облаков HI [1, 5]; наблюдения тонкой структуры HVC с узкими компонентами в 21 см [6, 7]. Остановимся на них подробнее.

Корреляция  $N_{\rm H}(v_r)$ . Наблюдаемую корреляцию  $N_{\rm H}(v_r)$  [3] можно объяснить предположив, что HVC движутся в достаточно плотной межзвездной среде [4]. При этом увеличение плотности на луче зрения  $N_{\rm H}$ , связанное с "нагребанием" окружающего газа, будет сопровождаться уменьшением скорости HVC — это согласуется с наблюдаемой зависимостью  $N_{\rm H} \approx A/(-v_r)^n + B$ , [3] (A и  $B = {\rm const}$ , 1 < n < 5). В рамках внегалактической гипотезы этот факт пока не получил объяснения.

Резкие границы HVC. Наблюдаемые резкие границы HVC на первый взгляд также свидетельствуют в пользу того, что высокоскоростные облака взаимодействуют с достаточно плотным газом, на основания чего и делается обычно вывод о принадлежности HVC Галактике [1, 5]. Действительно, если HVC локализованы достаточно далеко от Галактики, на расстояниях  $\sim 0.1 \div 5$  Mnc [5, 8], где плотность окружающего газа и мала и, следовательно, мало динамическое давление  $P_d = \rho_i v^2$ , вызванное натеканием окружающего газа на облако, границы облаков должны быть размытыми. Однако при этом не учитывалось влияние на структуру облака фонового ионизующего излучения.

Наличие резкого обрыва в распределении поберхностной плотности нейтрального водорода в галактиках позволило Бочкареву и Сюняеву [9] установить верхний предел интенсивности фонового ионизующего излучения с 100 A < i < 912 A,  $I_v \leq (0.5 - 5) \cdot 10^{-23}$  эрг см<sup>-2</sup> ср<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup> Гц<sup>-1</sup>. Это излучение должно приводить и к резкому обрыву  $N_{\rm H}$  для HVC. Действительно, среднее значение  $N_{\rm H}$  для HVC  $\approx 1.4 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup>, т. е. оптическая толщина типичного облака к ионизующему излучению  $\sim 500$ , а это означает, что размер переходной зоны HII—HI для HVC будет составлять по порядку величины  $2 \div 4 \cdot 10^{-3}$  от размера всего облака. Таким образом, и внегалактические облака должны обладать резкими границами в 21 см, и наличие таковых не позволяет отдать предпочтение галактической модели HVC.

Заметим, что наличие фонового излучения с длинами волн 100 A < < h < 912 A может приводить к тому, что действительная масса высоко-

скоростных облаков HI, если они находятся вне Галактики, можег превосходить массу HVC, видимую в линии 21 см в 2÷3 раза. Действительно, внегалактическая модель HVC подразумевает, что облака находятся на достаточно больших расстояниях от Галактики, чтобы быть гравитационно-связанными. В противном случае внутренние движения в облаках ( $W \approx 23$  км/с) разваливают их за время ~ 10<sup>6</sup> лет. Среднее значение расстояния до HVC, на котором они являются гравитационно-связанными  $D_v \sim 5$  Мпс — это соответствует средней плотности частиц в облаках  $n \sim 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-3</sup> [5]. Фоновое излучение с  $I. \approx 10^{-23}$  эрг см<sup>-2</sup> ×  $\times$  с<sup>-1</sup>·ср<sup>-1</sup>.Гц<sup>-1</sup> в интервале длин волн 100 A < i < 912 A, при температуре и плотности в облаке  $T \sim 10^{11}$  K и  $n \sim 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-3</sup> сможет ионизовать массу газа  $M \sim 10^{11} M_{\odot}$ , что близко к характерной массе облака из списка HVC [5],  $M \sim 4.4 \cdot 10^8 D_s^2 M_{\odot}$  ( $D_v$  в Мпс).

Тонкая структура HVC. Остановимся теперь на интерпретации наблюдаемой тонкой структуры HVC. Недавние наблюдения [6, 7] показали, что высокоскоростные облака состоят из мелких конденсаций, которые являются либо результатом взаимодействия HVC с неоднородностями межзвездного газа, как считает Оорт [1], либо тепловой неустойчивости в самих облаках. В частности, Дорошкевич и Шандарин [8] связывают образование таких конденсаций с тепловой неустойчивостью, которая развивается на ранних стадиях эволюции протоскоплений галактик. Однако существенным является тот факт, что температура газа в конденсациях существенно меньше 10<sup>4</sup> К — согласно [7] ограничение сверху на температуру конденсаций составляет около 500 К. Именно это обстоятельство Джиованелли [7] считает решающим против внегалактической интерпретации явления HVC. Тем не менее, в рамках адиабатической теории происхождения галактик можно, по-видимому, ожидать столь низких гемператур.

Во-первых, на ранних стадиях эволюции протогалактик возможно образование молекул водорода в количествах, достаточных для охлаждения первоначально горячего ( $T \sim 10^4$  K) газа до температур  $T \sim 10^2$  K. Правда это возможно лишь при специальных начальных условиях — начальная плотность  $n_0 \gtrsim 10$  см<sup>-3</sup> и достаточно высокая начальная степень ионизации  $x \sim 10^{-3}$  и больше [10]. Заметим, что вывод Джиованелли [7] о неэффективности охлаждения газа HVC молекулами H<sub>2</sub> связан с переоценкой им роли излучения звезд и субкосмических лучей, интенсивность которых на расстояниях  $\sim 1$  Mnc от Галактики<sup>\*</sup> вероятно мала, в разрушении H<sub>2</sub> и H<sup>-</sup>. К тому же разбиение высокоскоростных облаков

<sup>\*</sup> Именно такие расстояния характерны для внегалактической модели HVC.

на конденсации возможно на дозвездной стадии эволюции протогалактики, когда этих источников вообще не было.

Во-вторых, даже если молекулы H, на ранних стадиях эволюции протоскоплений галактик не образуются и в результате тепловой неустойчивости формируются горячие ( $T \sim 10^4$  K) конденсации, то значительное падение внешнего давления, например из-за охлаждения окружающего газа, может привести к адиабатическому охлаждению конденсаций вплоть до температур  $T \sim 500$  K. Приведенные соображения показывают, что разбиение высокоскоростных облаков на холодные конденсации можно объяснить и в рамках внегалактической гипотезы.

Тяжелые элементы в HVC. Обнаружение металлов в HVC могло бы свидетельствовать в пользу их галактической природы. В этой связи Джура [11] предложил наблюдать HVC в линии H<sub>a</sub> в эмиссии. Он предположил, что концентрация пылинок в высокоскоростных облаках пропорциональна содержанию металлов, при этом, если HVC локализованы в окрестности Галактики на высотах меньших 10 кпс так, что интенсивность излучения звезд, падающего на них, достаточно велика, то они должны проявлять себя как отражательные туманности. Поэтому наблюдения HVC в линии H<sub>a</sub> с доплеровским смещением, равным удвоенной скорости облака, а также измерения поляризации этого излучения свидетельствовали бы в пользу галактического происхождения HVC. Заметим, что собственная эмиссия в H<sub>a</sub> для HVC незначительна — по нашим оценкам мера эмиссии для отдельного высокоскоростного облака, движущегося на высоте  $\sim 1$  кпс со скоростью  $\upsilon \sim 100$  км/с, имеет порядок  $3 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-6</sup> пс.

Однако, по-видимому, лишь самые низкоширотные HVC могут быть видны в отраженном  $H_a$ -излучении, поскольку концентрация пылинок с увеличением высоты над плоскостью Галактики быстро падает. Об этом свидетельствуют, во-первых, наблюдения на «Копернике» [12, 13] и, во-вторых, исследования избытков цвета для звезд спектрального класса K III [14]. В частности, Секи [14] приводит для полутолщины пылевого слоя в Галактике значение 100 пс.

Свечение в линиях тонкой структуры тяжелых элементов очень слабо для того, чтобы их можно было бы видеть. Например, интенсивность в наиболее яркой линии 63 мкм нейтрального кислорода для облака, движущегося на высоте ~ 1 кпс со скоростью ~ 100 км/с, при нормальном обилии кислорода составляет всего около 5  $\cdot$  10<sup>-11</sup> эрг  $\cdot$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> · ср<sup>-1</sup>.

Образование молекул, содержащих тяжелые элементы (например, СО и ОН), которые можно было бы наблюдать в линиях вращательных переходов, в этих условиях также неэффективно. Действительно, в отсутствии пыли для образования молекул, содержащих тяжелые элементы, необходим молекулярный водород (см., например, [15]). Молекулярный водород образуется и разрушается в основном в следующих реакциях:

$$H + e - H^{-} + hv$$
 (1)

$$H^- + H \to H_2 + e \tag{2}$$

$$H^- \div hv \to H + e \tag{3}$$

$$H_{a} - hy \rightarrow 2H \tag{4}$$

 $H_2 + H \to 3H. \tag{5}$ 

При этом

$$\frac{n(H_2)}{n(e)} = \frac{k_1 k_2 n_{\rm H}^2}{(k_2 n_{\rm H} + k_3) (k_3 n_{\rm H} + k_4)},\tag{6}$$

здесь  $n_{\rm H}$ , n(e),  $n({\rm H}_2)$  — плотности, соответственно, нейтрального водорода, электронов и молекул водорода;  $k_1$  — коэффициенты соответствующих реакций:  $k_1 = 1.1 \cdot 10^{-18} T \, {\rm cm}^3 \cdot {\rm c}^{-1}$ ,  $k_2 = 1.3 \cdot 10^{-9} \, {\rm cm}^3 \cdot {\rm c}^{-1}$ ,  $k_5 \ll 10^{-10} \, {\rm cm}^3 \cdot {\rm c}^{-1}$  в области HVC, где  $T \sim 10^{\circ}$  К; используя данные Генри [16] для интенсивности излучения с  $\lambda = 975$  А на больших широтах ( $b \approx 20^{\circ}$ ), получим оценку для скорости реакции (4)  $k_4 \sim 3 \cdot 10^{-14} c^{-1}$ ; значение  $k_3$ , из-за неопределенности интенсивности излучения с энергией  $\varepsilon > 0.75$  эВ на больших широтах, положим равным нулю — это будет соответствовать верхнему пределу для n (H<sub>2</sub>).

С учетом этого из (6) получим  $n(H_2)/n(e) \le 4 \cdot 10^{-5} T_{nH}$ . Величина  $Tn_H$  за фронтом ударной волны, возникающей при движении HVC в межэвездном газе, остается постоянной, равной примерно  $\rho_i v'/k$ , где  $\rho_i - плотность$  межзвездного газа, v - скорость облака, k - постоянная Больцмана. Для облака с  $v \sim 100$  км/с, движущегося на высоте  $z \sim 1$  кпс,  $Tn_H \sim 10^3 \div 10^4$  К · см<sup>-3</sup> в зависимости от распределения  $\rho_i(z)$ . Таким образом  $n(H_2)/n(e) \le 0.04 \div 0.4$ . Очевидно, столь малое содержание молекул  $H_2$  затрудняет образование CO и OH.

Магнитные поля в HVC. Если высокоскоростные облака HI принадлежат Галактике, то существенным должно быть взаимодействие их с галактическим магнитным полем. Поэтому наблюдательные проявления такого взаимодействия могли бы подтвердить галактическую природу этих объектов. Впервые на это обстоятельство обратил внимание Верскер (см., например, [17]). Он собрал данные о восьми облаках HI с промежуточными скоростями ( $|v_r| < 70$  км/с) и о десяти высокоскоростных облаках ( $|v_r| > 70$  км/с) и показал, что все облака с промежуточными скоростями и 6 из 10 высокоскоростных облаков вытянуты вдоль магнитного поля, измеренного по поляризации излучения фона в окрестности облаков.

Другая возможность состоит в измерении зеемановского расщепления линии 21 см в эмиссии. При движении облаков на высоте z~ 1 кпс они «нагребают» межзвездный газ и увлекают за собой магнитное поле. Считая, что регулярная компонента галактического магнитного поля направлена параллельно плоскости Галактики и что отрицательные скорости HVC есть результат падения их на плоскость, получим  $B_c = p_a$ , где  $p_a$ -плотность газа в облаке. Из-за высвечивания плотность газа в облаке равна р = М р, р, - плотность окружающего газа, М - число Маха. Для облаков со скоростями | V | ~ 100 — 300 км/с и с температурой T < 500 K [7],  $M > 30 \div 100$ . Однако быстрое увеличение магнитного давления будет препятствовать значительному сжатию газа. Поэтому значение магнитного поля, которое может быть достигнуто в облаках. будет определяться из условия  $B^2/8\pi \approx \rho_c v^2$ , т. е.  $B_c \approx (8\pi \rho_c)^{1/2} v$ . Точное значение В<sub>с</sub> зависит от высоты, на которой локализованы облака. и от распределения p. (z). В частности, если принять распределение межзвездного газа по модели Фукса и Тильхайма [18], то на высотах  $z \sim 1$  кпс —  $\rho_i \sim 0.01 \cdot m_{\rm H}$  г/см<sup>3</sup> (здесь учитываются облака и межоблачный газ,  $m_{\rm H}$  — масса атома водорода). При этом  $B_{\rm c} \sim 10^{-12} (v/{\rm cm/c})$ Гс. Если учитывать только межоблачный газ, для которого при  $z \sim 1$  кпс следует ожидать плотности  $\sim 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> [19], то получится в три раза меньшее значение В.

Согласно недавним наблюдениям радиоизлучения Галактики в направлении на галактический полюс [20] магнитное поле уменьшается с удалением от плоскости Гагалтики медленно, так, что высоте  $z \approx 5$  кпс соответствует  $B \approx 10^{-6}$  Гс. К аналогичному выводу приходят и авторы [21], которые принимают  $B \approx (4 \div 6) \cdot 10^{-6}$  Гс вплоть до высот  $z \sim 10$  кпс. Этих значений вполне достаточно, чтобы обеспечить поле в облаках  $B_c \sim 10^{-4}$  Гс.

Поскольку плотность межгалактического газа значительно меньше чем  $10^{-2} \div 10^{-3}$  см<sup>-3</sup>, величина  $B_e$  во внегалактических моделях HVC будет очень малой. Например, для плотности межгалактического газа ~ $10^{-6}$  см<sup>-3</sup> получим  $B_e \leq 10^{-6}$  Гс. Поэтому обнаружение зеемановского расщепления в линии 21 см, соответствующего полям  $B_e \sim 10^{-5} \div$  $\div 10^{-4}$  Гс, будет решающим аргументом в пользу галактической природы HVC.

Институт физики Ростовского государственного университета

# ARE HIGH-VELOCITY HI CLOUDS GALACTIC OBJECTS ?

#### Yu. A. SHCHEKINOV

It has been shown that available observational data is not sufficient to say whether high-velocity HI clouds are galactic or extragalactic. Namely, observational sharp edges and fine structure of highvelocity clouds can be explained both by galactic and extragalactic models. At present only the correlation between column density of HI and corresponding radial velocity  $v_r$  has not met an explanation within the framework of extragalactic conception. It has been proposed to measure the Zeeman effect of 21-cm emission line for high-velocity clouds. In the case of clouds moving across the interstellar gas at  $z \sim 1$  kpc their magnetic field can reach a value of  $10^{-5} - 10^{-4}$  Gs for several laws of  $\rho(z)$  — distribution of interstellar gas and velocity of clouds. The finding of Zeeman splitting of 21-cm line could be a sufficient argument for galactic interpretation of high-velocity HI clouds.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Я. Х. Оорт, в сб. «Вопросы физики и эволюции космоса». Изд. АН Арм. ССР. Ереван, 1978, стр. 271.
- J. H. Oort, A. N. M. Hulsbosch, in "Astronomical Papers Dedicated to B. Strömgren", eds. A. Rayz, T. Andersen, Kopenhagen, 1978, p. 409.
- 3. J. Silk, R. S. Siluk, Astrophys. Lett., 13, 143, 1973.
- 4. Ю. А. Шекинов, Астрофизика, 13, 711, 1977.

- 5. A. N. M. Hulsbosch, Astron. Astrophys., 40, 1, 1975.
- 6. T. R. Cram, R. Giovanelli, Astron. Astrophys., 48, 39, 1976.
- 7. R. Giovanelli, Astron. Astrophys., 55, 395, 1977.
- 8. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, ИПМ АН СССР, препринт № 84, 1977.
- 9. Н. Г. Бочкарев, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 54, 957, 1977.
- 10. Ю. А. Щекинов, М. А. Эдельман, Астрон. ж., 1980 (в печати).
- 11. M. Jura, Ap. J., 227, 798, 1979.
- 12. J. M. Shull, D. J. York, Ap. J., 211, 803, 1977.
- 13. J. M. Shull, Ap. J., 212, 102, 1977.
- 14. M. Seki, Science Repts., Tohoku Univ., 1st ser., 60, 200, 1978.
- 15. W. D. Langer, Ap. J., 210, 328, 1976.
- 16. R. C. Henry, Ap. J., Suppl. ser., 33, 451, 1977.
- 17. Дж. Л. Верскер, в кн. «Космическая газодинамика», ред. Х. Хабинг, Мир. М., 1972. - стр. 175.
- 18. B. Fuchs, K. O. Thielheim, Ap. J., 227, 801, 1979.
- 19. U. Mebold, Astron. Astrophys., 19, 73, 1972.
- 20. S. A. Stephens, G. D. Badhwar, Ap. J., 212, 494, 1977.
- 21. С. В. Буланов, В. А. Догель, С. И. Сыроватский, Космические исследования, 13, 787, 1975.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 524.3

## МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЛОТНОСТИ

## В. И. КОРЧАГИН, П. И. КОРЧАГИН Поступила 22 мая 1979

Рассмотрена модуляционная неустойчивость тугозакрученной спиральной волны плотности в дифференциально вращающейся плоской подсистеме галактики. Выведено уравнение, описывающее нелинейную динамику амплитуды спиральной волны. При типичных параметрах спиральный узор неустойчив относительно роста модуляций с характерным размером больше критического. Время развития неустойчивости меньше или порядка времени одного оборота системы.

1. Введение. В большинстве работ, посвященных волновой теории спиральной структуры, которая наиболее успешно объясняет комплекс имеющихся наблюдательных данных [1—5], динамика спиральных волн рассматривалась в линейном приближении\*. Связано это с относительной малостью вариации возмущений в спиральных рукавах. Так, например, по данным Швейцера [6] вариация поверхностной плотности звезд в спиралях не превышает 20—30%. Однако хорошо известные примеры нелинейной динамики волн в жидкостях и газах показывают, что, несмотря на относительную малость возмущений, келинейные эффекты могут оказаться существенными. Численные эксперименты Миллера [10], в когорых наблюдалось нелинейное взаимодействие спиральных гармоник при малой (<10%) амплитуде, прямо указывают на важность учета нелинейных эффектов в динамике спиральной структуры. Поэтому естественным является появление работ [11—15], посвященных исследованию нелиней-

6-295

<sup>\*</sup> Нелинейные эффекты учитывались при нахождении отклика газа на гравитационное поле спиральных рукавов [7, 8] и в движении звезд вблизи резонансов (см., например, [9]).

ной динамики волн в гравитирующих средах. В частности, в работе [11] исследована модуляционная неустойчивость плоских волн в однородном твердотельно вращающемся диске, а в работах [13—15] рассматривались нелинейные стационарные решения солитонного типа.

В данной работе исследуется модуляционная неустойчивость нелинейной тугозакрученной спиральной волны в дифференциально вращающемся газовом диске. В разделе 2 выведено основное уравнение, описывающее нелинейную динамику огибающей тугозакрученной спиральной волны, которое совпадает с известным нелинейным параболическим уравнением. Исследование его на устойчивость, проведенное в разделе 3, показывает, что при параметрах спиральной структуры, принятых в моделях Лина (см., например, [5]) и Марочника и др. [16], спиральный узор оказывается неустойчивым относительно роста модуляций с достаточно большим характерным размером. Время развития неустойчивости меньше либо порядка времени одного оборота системы.

2. Нелинейная динамика спиральных волн. В качестве моделя плоской подсистемы галактики рассмотрим однородный дифференциально вращающийся диск с постоянной дисперсией скоростей, удерживаемый в равновесии гравитационным полем более массивных подсистем. Возбуждение в такой системе тугозакрученной спиральной волны приводит к отклонению величин от равновесных значений. Представляя все величины в

виде  $f = f_0 + f$  и не предполагая малости f по сравнению с  $f_0$ , получим следующую систему уравнений для отклонений от фона:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + 2_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) v_r + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - 22_0 v_{\varphi} - \frac{v_{\varphi}^2}{r} = -c^2 \frac{\partial s}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r},$$
(1)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) v_{\varphi} + (2\Omega_0 + r\Omega_0') v_r + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_{\varphi}}{r} = -\frac{1}{r} c^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}, \qquad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) \mathbf{s} + \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right) \mathbf{v}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{v}_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\mathbf{s} \mathbf{v}_r}{r} + \mathbf{s} \frac{\partial \mathbf{v}_r}{\partial r} + \mathbf{v}_r \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial r} + \frac{\mathbf{v}_\varphi}{r} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma}{r} \frac{\partial \mathbf{v}_r}{\partial \varphi} = \mathbf{0}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 2b \mathfrak{s} \mathfrak{s} (z). \tag{4}$$

В системе уравнений (1)—(4) все величины приведены в безразмерном виде:

 $v_{r,*} = \frac{v_{r,*}}{\tilde{r}_L \tilde{Q}_0(\tilde{r}_L)}$  — радиальная и азимутальная возмущенные скоро-

сти;  $t = \hat{\Omega}_0(r_L) \hat{t}$ ;  $r = r/r_L$  — безразмерные время и радиальная координата;  $c = c/r_L \hat{\Omega}_0(r_L)$  — дисперсия скоростей;  $\Phi = \Phi/[r_L \hat{\Omega}_0(r_L)]^2$ — возмущенный потенциал;  $\hat{\Omega}_0 = \hat{\Omega}_0/\hat{\Omega}_0(r_L)$  — угловая скорость плоской подсистемы;  $\sigma = \sigma/\sigma_0$  — поверхностная возмущенная плотность;  $b = 2 = G \sigma_0/r_L \hat{\Omega}_0(r_L)$ . Здесь  $r_L$  — некоторый характерный масштаб, который будет конкретизирован позже. Заметим, что при типичных значениях параметров плоской подсистемы безразмерная дисперсия скоростей мала,  $c \ll 1$ . Это позволяет в системе уравнений (1)—(4) члены, пропорциональные квадрату дисперсии, рассматривать в линейном приближении.

Рассмотрим тугозакрученные волны, для которых  $kr \gg 1$ , и предположим, что амплитуда возмущений не слишком мала,  $|v|^2 \gg \frac{c^2}{kr}$ ;  $\frac{b}{(kr)^2}$ . (Следует отметить, что при стандартных параметрах плоской подсистемы  $c^2$ ;  $b \ll 1$ . Поэтому приведенные неравенства заведомо выполнены). Эти предположения позволяют пренебречь членами  $\sim \frac{1}{r}$ , и система динамических уравнений упрощается:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) v_r + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - 2\Omega_0 v_\varphi + \frac{\partial \Phi}{\partial r} + c^2 \frac{\partial \sigma}{\partial r} = 0, \qquad (5)'$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{Q}_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) v_{\varphi} + \left(2\mathcal{Q}_0 + r\mathcal{Q}_0\right) v_r + v_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} = 0, \qquad (6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) z + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} (zv_r) = 0,$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 2bz\delta(z).$$
(7)

Будем рассматривать случай слабой неоднородности, не учитывая производные равновесных величин в нелинейных членах. Выражая из уравнения (5) v, подставляя в уравнение (6) и исключая возмущенную плотность, с помощью уравнения неразрывности (7) получим:

$$\hat{L}^{2}\boldsymbol{v}_{r} + \hat{L}\left(\boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial r}\right) + \hat{L}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\hat{L}\boldsymbol{v}_{r} + \boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial r} + \frac{\partial\Phi}{\partial r}\right] + \\
+ \varkappa^{2}\boldsymbol{v}_{r} - c^{2}\frac{\partial^{2}\boldsymbol{v}_{r}}{\partial r^{2}} + c^{2}\Omega_{0}\hat{L}^{-1}\frac{\partial^{2}\boldsymbol{v}_{r}}{\partial r\partial\varphi} = 0,$$
(8)

где

$$\overline{L} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right).$$

Для исключения возмущенного потенциала воспользуемся связью между возмущенным потенциалом и плотностью (Приложение, выражение (9П)). Тогда члены, содержащие возмущенный потенциал, могут быть представлены в виде

$$L \frac{\partial \Phi}{\partial r} + v_r \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = -ibLz - ibv_r \frac{\partial z}{\partial r}$$
(9)

Подставляя (9) в (8) и исключая возмущенную плотность, с помощью уравнения неразрывности (7) получим окончательное уравнение в виде

$$\begin{split} \widehat{L}^{2}\boldsymbol{v}_{r} + \widehat{L}\left(\boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}}\right) + \boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{r}}\left[\widehat{L}\boldsymbol{v}_{r} + \boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}}\right] + \boldsymbol{x}^{2}\boldsymbol{v}_{r} - c^{2}\frac{\partial^{2}\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}^{2}} + \\ &+ ib\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}} + ib\widehat{L}^{-1}\left[-\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}} + \widehat{L}^{-1}\left(\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}}\right)\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}} + \\ &+ \boldsymbol{v}_{r}\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{r}}\widehat{L}^{-1}\left(\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}}\right)\right]\frac{\partial\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}} + c^{2}\Omega_{0}\hat{L}^{-1}\frac{\partial^{2}\boldsymbol{v}_{r}}{\partial\boldsymbol{r}\partial\boldsymbol{\varphi}} = 0. \end{split}$$
(10)

Будем искать решение (10) в виде

$$v_r = v_0 + v_1 e^{i\phi} + v_2 e^{2i\phi} + \kappa. \ c.,$$
 (11)

где  $v_{\pm i}(r, t)$  — медленно меняющиеся комплексные амплитуды, причем  $|v_0| \sim |v_2| \sim |v_1|^2$ ,  $\psi = \omega t + m^9 + \Phi(r)$ , а  $\partial \Phi / \partial r = k(r) \gg 1$ , что соответствует обычным предположениям ВКБ-теории. Подставляя (11) в уравнение (10), получим после некоторых преобразований.

$$i \frac{\partial v_1}{\partial t} - i u_g \frac{\partial v_1}{\partial t} - \frac{i}{2} \frac{\partial u}{\partial r} v_1 + \frac{1}{2 \left( \omega + m \Omega_0 \right)} \left( \frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} \right) - \\ - k \left( v_0 v_1 + 3 v_2 v_{-1} \right) + \frac{b k^2}{2 \left( \omega + m \Omega_0 \right)^2} v_2 v_{-1} + \\ + \frac{1}{2 \left( \omega + m \Omega_0 \right)} \left( \frac{b k^3}{\left( \omega + m \Omega_0 \right)^2} - 2k^2 \right) v_1^2 v_{-1} = 0,$$

$$(12)$$

СПИРАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ 277

$$v_0 = \frac{2k(\omega + m\Omega_0)}{x^2} v_1 v_{-1}, \qquad (13)$$

$$v_2 = \frac{1}{2bk - 3x^2} \left[ 3k^2 (\omega + m\Omega_0) - \frac{bk^2}{\omega + m\Omega_0} \right] v_1^2$$
(14)

Эдесь

$$u_{z} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{2c^{2}k - b}{2(\omega + m\Omega_{0})}.$$
 (15)

Выражая в уравнении (12) амплитуды нулевой и второй гармоник с помощью (13), (14) и преобразуя вторые производные амплитуды основной гармоники  $v_i$ , приходим к уравнению

$$i\frac{\partial v_1}{\partial t} - iu_g\frac{\partial v_1}{\partial r} - \frac{i}{2}\frac{\partial u_g}{\partial r}v_1 - \frac{1}{2}\frac{\partial u_g}{\partial k}\frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} + \alpha |v_1|^2 v_1 = 0, \quad (16)$$

где

Уравнение (16), которое описывает пространственно-временную эволюцию огибающей тугозакрученной спиральной волны плотности, является известным нелинейным параболическим уравнением, возникающим в широком круге задач нелинейной теории распространения волн [17]. Пренебрегая в уравнении (16) нелинейностью и членом со второй производной амплитуды, описывающим расплывание пакета вследствие дисперсии групповых скоростей, приходим к уравнению

$$\frac{\partial v_i^2}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r} \left( u_{\rm g} v_i^2 \right) = 0. \tag{18}$$

Это уравнение показывает, что в линейном приближении пакет тугозакрученных спиральных волн должен распространяться радиально с групповой скоростью — результат, хорошо известный в теории спиральных волн [18—20].

В пренебрежении неоднородностью фоновых величин уравнение (16) совпадает (с точностью до вида коэффициента <sup>а</sup>) с нелинейным уравнением, полученным в работе [11], в которой рассматривалась динамика плоских гравитирующих воли в однородном твердотельно вращающемся диске\*.

3. Модуляционная неустойчивость. Предположим, что в галактическом диске возбужден тугозакрученный спиральный узор, поддерживаемый в стационарном состоянии некоторым механизмом. Допустим также, что на спиральную волну с частотой ", волновым числом k(r) и амплитудой  $v_{10}(r)$  наложено малое возмущение  $v_1 \ll v_{10}$  с частотой  $\vee$  и волновым числом x < k (модуляция). Рассмотрим вначале влияние неоднородности системы на рост модуляций, пренебрегая нелинейностью и дисперсией групповых скоростей. Считая, что  $v_1 \sim e^{int-int}$  и подставляя  $v_1$  в уравневие (18), получим

$$v = x u_{g} - i \frac{1}{2} \frac{\partial u_{g}}{\partial r}.$$
 (19)

То есть неустойчивость амплитудных вариаций имеет место, если  $\partial u_g/\partial r > 0$ . Причина роста модуляций состоит в следующем: если направление распространения пакета противоположно направлению возрастания групповой скорости в неоднородной среде, то передний (по движению) край пакета будет отставать и усиливать модуляцию в максимуме, соответственно заднее крыло пакета, догоняя, также увеличивает максимум амплитуды.

Для спиральных воли плотности

$$\frac{\partial u_g}{\partial r} = \frac{c^2}{\omega + m\Omega_0} \frac{2\left(\omega + m\Omega_0\right)m\Omega_0 - 2\varkappa x'}{2c^2k - b} - \frac{2c^2k - b}{2\left(\omega + m\Omega_0\right)^2}m\Omega_0.$$

Пренебрегая для оценок самогравитацией газа  $(2c^{2}k > b)$ , получим:

$$\chi \sim \frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial r} \simeq \frac{\chi^2 m \Omega_0 - (\omega + m \Omega_0) \chi \chi'}{2k (\omega + m \Omega_0)^2}$$

Полагая  $w + m\Omega_0 \sim x$  и  $x' \sim x/r$ , находим для времени развития неустойчивости:

$$t \sim \frac{k\left(\omega + m\Omega_0\right)}{xx'} \sim \frac{kr}{x}$$

<sup>\*</sup> В работе Нормана [15] также рассматривалась нелинейная теория спиральных воли в приближении тугой закрутки. Однако полученное в работе [15] уравнение для огибающей возмущения (см. формулу (64) работы [15]) не описывает в линейном приближении радиального распространения пакета с групповой скоростью. Кроме того, солитонное решение этого уравнения (формулы (65), (66)) не удовлетворяет условию периодичности по углу <sup>(1)</sup>.

Таким образом, время развития неустойчивости велико и составляет десятки оборотов галактики ( $kr \gg 1$ ). Следовательно, влиянием неоднородности на рост модуляций можно пренебречь.

Рассмотрим влияние нелинейности на развитие модуляционной неустойчивости. Будем считать, что установившееся распределение амплитуды определяется уравнением

$$i\left(-u_{x}\frac{\partial v_{10}}{\partial r}-\frac{1}{2}\frac{\partial u_{x}}{\partial r}v_{10}\right)-\frac{1}{2}\frac{\partial u_{x}}{\partial k}\frac{\partial^{2}v_{10}}{\partial r^{2}}+x|v_{10}|^{2}v_{10}=0.$$
 (20)

В уравнении (20)  $v_{10} = v_0 e^{i\Phi_0}$  — комплексная амплитуда. Возмутим слегка стационарную амплитуду и фазу:

$$v_1 = (v_0 + \overline{v}) e^{i\Phi_0 + i\overline{\Phi}}; \quad |\overline{v}| \ll |v_0|; \quad |\overline{\Phi}| \ll |\Phi_0|.$$
(21)

Подставляя (21) в уравнение (16) и отделяя действительную и мнимую части в предположении  $\frac{1}{\widetilde{F}} \frac{\partial \widetilde{F}}{\partial r} \ll \frac{1}{F_0} \frac{\partial F_0}{\partial r}$  (фоновая неоднородность мала),

получим:

$$\frac{\partial \widetilde{v}}{\partial t} - u_g \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial k} v_0 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = 0,$$

$$- v_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} + u_g v_0 \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial k} \frac{\partial^2 \widetilde{v}}{\partial r^2} - 3 \varkappa^2 v_0^2 \widetilde{v} = 0.$$
(22)

Представляя возмущенные величины в виде v,  $\Phi \sim e^{ivt + ivr}$ , приходим к дисперсионному уравнению для возмущений:

$$\mathbf{v} = \mathbf{x} \boldsymbol{u}_{g} \pm \mathbf{x} \left[ \frac{3}{2} \alpha \frac{\partial \boldsymbol{u}_{g}}{\partial k} \boldsymbol{v}_{0}^{2} + \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \boldsymbol{v}_{g}}{\partial k} \right)^{2} \boldsymbol{x}^{2} \right]^{1/2}$$
(23)

Из уравнения (23) следует, что при  $\alpha(\partial u_g/\partial k) < 0$  и достаточно малых  $x < x_{xp}$ , где

$$\mathbf{x}_{\mathrm{kp.}} = \sqrt{6} \, v_0 \left| \alpha / \frac{\partial u_g}{\partial k} \right|^{1/2}$$
(24)

модуляции экспоненциально растут со временем — результат, хорошо известный в теории нелинейных волн (см., например, [21]). Волновое число модуляции, растущей с максимальным инкрементом, равно

$$x_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2}} x_{\kappa p.} \tag{25}$$

Максимальный инкремент соответственно равен:

$$\gamma_{\max} = x_{\max} \left| \frac{3}{2} \left| \frac{\partial u_g}{\partial k} z \right| v_0^2 - z_{\max}^2 \left( \frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial k} \right)^2 \right|^{1/2}.$$
 (26)

Оценим параметры модуляционной неустойчивости для различных моделей спиральной структуры. Положим в (1)—(4)  $r_L = 10$  кпс,  $\widetilde{\Omega}_0(r_L) = = 25$  км/с·кпс и примем для параметров спиральной волны и диска значения, следующие из теории Лина и др. (см., например, [1]):

$$\mathfrak{Q}_{p} = 13.5 \frac{\mathrm{KM}}{\mathrm{c} \cdot \mathrm{KRC}}; \quad \mathbf{x} = 31.5 \frac{\mathrm{KM}}{\mathrm{c} \cdot \mathrm{KRC}}; \quad \lambda = 4 \mathrm{KRC}$$

$$c = 22 \frac{\mathrm{KM}}{\mathrm{c}}; \quad z = 40 \frac{M_{\odot}}{\mathrm{RC}^{2}}; \quad v_{0} = 8 \frac{\mathrm{KM}}{\mathrm{c}}.$$

При таких значениях параметров спиральный узор оказывается неустойчивым относительно роста модуляций с достаточно большой длиной волны  $h > h_{\rm mp.} = 5.5$  кпс. Длина волны модуляции, растущей с максимальным инкрементом, соответственно равна  $h_{\rm max} = 8$  кпс, а характерное время развития неустойчивости, соответствующей максимальному инкременту, оказывается равным  $t_{\rm max} \approx 2 \cdot 10^{\rm g}$  лет, т. е. порядка времени одного оборота системы. При значениях параметров узора, принятых в [16] (см. также [22]),

 $\Omega_{p} = 20$  км/с·кпс,  $\lambda = 4$  кпс;  $\varkappa = 40$  км/с кпс, c = 10 км/с,  $v_{0} = 8$  км/с. Критическая длина оказывается равной  $i_{xp.} = 6.5$  кпс,  $i_{max} = 9$  кпс, а время развития неустойчивости для возмущения с максимальным инкрементом  $t_{1max} \approx 3 \cdot 10^{\circ}$  лет. Таким образом, при общепринятых значениях параметров спирального узора модуляционная неустойчивость имеет место, причем ее характерное время достаточно мало — порядка или меньше времени одного оборота системы, что существенно меньше времени стягивания пакета к центральным областям галактики.

Отметим, что при 2 c > b отношение  $a / \frac{\partial u_{R}}{\partial k}$  отрицательно при  $k \to \infty$ ,

и модуляционная неустойчивость для сильно коротковолновых возмущений всегда имеет место. Этот результат качественно согласуется с результатом работы [11], в которой показано, что плоская волна в бесконечно тонком, твердотельно вращающемся диске неустойчива относительно развития модуляций при больших волновых числах.

В заключение получим критерий нелинейности спиральных волн плотности, основываясь на качественной картине модуляционной неустойчивости, изложенной в [25]. Пусть для определенности 20. Тогда в обла-

стях A, A' промодулированной волны на рис. 1 фазовая скорость больше, а в области В меньше. Это приводит к сжатию участка AB и растяжению участка BA'. Так как фазовые скорости волны в точках A и B равны соответственно  $v_{\phi A} = v_{\phi 0} + \alpha a_{max}^2/k$ ,  $v_{\phi B} = v_{\phi 0} + \alpha a_{min}^2/k$ , то изменение волновых чисел за время  $\Delta t$  будет:

$$k_{\rm AB} \approx k \left( 1 + \frac{a}{N} a^2 \Delta t \right),$$
  
 $k_{\rm BA'} \approx k \left( 1 - \frac{a}{N} a^2 \Delta t \right),$ 

где N — число волн, укладывающихся на участке AB (kL<sub>AB</sub> ~ N).



Можно считать нелинейность существенной, когда за время  $\Delta t \sim L_{AB} u_g$ изменение групповой скорости вследствие нелинейного сжатия и растяжения участков АВ и ВА' порядка групповой скорости:

$$\Delta u_g \sim \frac{\partial u_g}{\partial k} \Delta k = \frac{\partial v_g}{\partial k} \frac{\alpha a^2}{u_g} \sim u_g,$$

то есть учет конечности амплитуды воли необходим при

$$a \approx \frac{u_g}{\left|\frac{\partial u_g}{\partial k}a\right|^{1/2}}.$$
(27)

Подставляя линовские значения параметров узора, получим  $\alpha \gtrsim 5^{\circ}/_{0}$ . Качественная оценка также показывает, что уже при амплитуде узора в несколько процентов нелинейные эффекты могут оказать существенное влияние на его динамику.

Приложение

В приближении kr >> 1 уравнение Пуассона имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 2b \mathfrak{d}(z). \tag{11}$$

Следуя [11], рассмотрим диск конечной толщины 2Н. Тогда

$$\frac{\partial^{z}\Phi_{\text{out}}}{\partial r^{2}} + \frac{\partial^{z}\Phi_{\text{out}}}{\partial z^{2}} = 0 \qquad |z| > H, \qquad (2\Pi)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_{\rm in}}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{\rm in}}{\partial z^2} = 2b\rho \qquad |z| < H, \qquad (3\Pi)$$

где р — объемная плотность диска.

На границах справедливы соотношения:

$$\Phi_{\rm in} \left( z = \pm H \right) = \Phi_{\rm out} \left( z = \pm H \right); \quad \frac{\partial \Phi_{\rm in}}{\partial z} \bigg|_{z = H} = \frac{\partial \Phi_{\rm out}}{\partial z} \bigg|_{z = \pm H},$$
$$\frac{\partial \Phi_{\rm in}}{\partial z} \bigg|_{z = H} - \frac{\partial \Phi_{\rm in}}{\partial z} \bigg|_{z = -H} = 2bz. \tag{41}$$

Определим связь между возмущенным потенциалом и возмущенной плотностью, если последняя имеет вид

$$\sigma = \overline{\sigma_0} + \overline{\sigma_1} e^{i\phi} + \overline{\sigma_2} e^{2i\phi},$$

причем  $\partial \psi / \partial r = k(r); \partial^2 \psi / \partial r^2 = k'(r)$ , т. е. в отличие от [11] будем учитывать медленную зависимость волнового числа от координаты r. В силу линейности уравнения Пуассона будем искать решение для каждой из гармоник в отдельности. Для нулевой гармоники

$$\frac{\partial^2 \Phi^0}{\partial z^2} = 2b \overline{s_0} \hat{s}(z). \tag{5\Pi}$$

Это уравнение определяет потенциал простого слоя с плотностью  $\sigma_0$ . Поэтому  $\overline{\Phi}{}^0 \rightarrow 0$  при  $|z| \rightarrow 0$ .

Для нахождения потенциала, определяемого вторым слагаемым, выделим медленно зависящую от *г* амплитуду:

$$\Phi_{\rm out} = \Phi_{\rm out}(r, z) e^{i\varphi}.$$

Подставляя в уравнение (2П), получим для амплитуды:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\right)\Phi_{\text{out}}^{(n)} + 2ik\frac{\partial\Phi_{\text{out}}^{(n-1)}}{\partial r} + \left(\frac{\partial^2\Phi_{\text{out}}^{(n-2)}}{\partial r^2} + ik'\Phi_{\text{out}}^{(n-2)}\right) = 0.$$
(611)

В (6П) k' мало, так что поправки за счет k' учитываются только в третьем порядке. Решая (6П) методом последовательных приближений и учитывая граничные условия (4П), получаем:

$$\Phi_{in}^{(1)} = \left( -\frac{b\overline{\sigma_1}}{k} - i\frac{b}{k^2}\frac{\partial\overline{\sigma_1}}{\partial r} + i\frac{bk'}{k^3}\overline{\sigma_1} + \frac{b}{k^3}\frac{\partial^2\overline{\sigma_1}}{\partial r^2} \right)e^{i\varphi}.$$
 (711)

#### СПИРАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ

#### Из (7П) следует:

$$\frac{\partial \Phi_{in}^{(1)}}{\partial r} = -ib\bar{z}_1 e^{i}$$

Аналогично получим:

$$\frac{\partial \Phi_{in}^{(2)}}{\partial r} = -i b z_2 e^{2i\psi}.$$

Поэтому можно записать:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -ib \left( \bar{\sigma}_1 e^{i\phi} + \bar{\sigma}_2 e^{2i\phi} \right). \tag{8\Pi}$$

Учитывая, что <sup>о</sup>0 — медленно изменяющаяся величина второго порядка малости, можно записать:

$$\widehat{L}\frac{\partial\Phi}{\partial r} = -ib\overline{L}^{2}; \qquad \frac{\partial^{2}\Phi}{\partial r^{2}} = -ib\frac{\partial^{2}}{\partial r}, \qquad (9\Pi)$$

откуда приходим к (9).

Ростовский государственный университет

# THE MODULATION INSTABILITY OF SPIRAL DENSITY WAVES

#### V. I. KORCHAGIN, P. I. KORCHAGIN

The modulation instability of tightly wrapped spiral density waves in a differentially rotating flat subsystem of galaxy is considered. The nonlinear equation determing the evolution of the amplitude of spiral density waves is obtained. For the typical parameters of spiral pattern instability occurs if the space scale of modulation is larger than the critical one. The time scale of instability is less or equal to the time of one revolution of the system.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Wielen, P. A. S. P., 86, 341, 1974.

- 2. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, УФН, 112, 275, 1974.
- 3. A. Toomre, Ann. Rov. Astron. Astrophys., 15, 437, 1977.

4. K. Rohlfs, Mitt., Astron. Ges., No. 43, 48, 1978.

- C. C. Lin, Astron. Papers Dedicated to Bengt Strömgren, Publ. Copenhagen Univ. Obs., 1978, p. 369.
- 6. F. Schweizer, Ap. J., Suppl. ser., 31, 313, 1976.
- 7. M. Fujimoto, Proc. IAU Symp. 29, 453, 1968.
- 8. W. W. Roberts, Ap. J., 158, 123, 1969.
- G. Contopoulos, Astron. Papers Dedicated to Bengt Strömgren, Publ. Copenhagen Univ. Obs., 1978, p. 387.
- 10. R. H. Miller, Ap. J., 223, 811, 1978.
- 11. S. Ikeucht, T. Nakamura, Progr. Theor. Phys., 55, 1419, 1976.
- 12. В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, Письма АЖ, 3, 199, 1977.
- 13. С. А. Каплан, К. В. Ходатаев, В. Н. Цытович, Письма АЖ, 3, 13, 1977.
- 14. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, Письма ЖЭТФ, 26, 129, 1977.
- 15. C. A. Norman, M. N., 182, 457, 1978.
- L. S. Marochnik, Y. N. Mishurov, A. A. Suchkov, Astrophys. Space Sci., 19, 285, 1972.
- 17. Р. З. Сагдсев, А. А. Галеев, Вопросы теории плазмы, Атомиздат, М., 7, 1973.
- 18. A. Toomre, Ap. J., 158, 899, 1969,
- 19. F. Shu, Ap. J., 160, 99, 1970,
- 20. R. L. Dewar, Ap. J., 174, 301, 1972.
- 21. Дж. Уизем, Линейные и нелинейные волны, Мир. М., 1977.
- 22. Ю. Н. Мишуров, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Астрон. цирк., № 972, 1977.
- 23. Б. Б. Каломцев, Коллективные явления в плазме, Наука, М., 1976.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.038

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОЛЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### А. К. АВЕТИСЯН

Поступила 11 марта 1979 Пересмотрена 30 ноября 1979

Рассмотрено взаимодействие заряженных частиц с полями вращающегося магнитного диполя и электромагнитной волны. На основе релятивистских уравнений движения исследована возможность ускорения частиц указанными полями. Получены классический аффект группировки, а тякже квантовый аффект модуляции потока заряженных частиц на частотах вращения магнитного диполя и электромагнитной волны. Проведен численный анализ полученных результатов и указана возможность применения названных аффектов к пульсарам.

Введение. В работах [1, 2] была разработана теория квазистационарной магнитосферы нейтронных звезд в моделях симметричного (ось вращения  $\Omega_0$  звезды совпадает с направлением магнитного момента (\*) и наклонного ротаторов. В работе [3] был предложен возможный механизм пополнения частиц магнитосферы (утечка частиц происходит из-за диффузии), происходящий за счет выброса частиц с поверхности звезды. Однако лишь небольшая часть этих заряженных частиц оказывается захваченной магнитосферой, так что основная часть их почти не вовлекается в твердотельное вращение магнитосферы.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие указанных частиц с электромагнитным излучением вращающейся намагниченной нейтронной звезды и ее дипольным магнитным полем. Отметим, что в работах [2, 4] рассматривалось взаимодействие заряженных частиц магнитосферы с полем излучения нейтронной звезды, приводящее к эффективному нагреву магнитосферной плазмы. Как будет показано в дальнейшем, характер поля вращающегося магнитного диполя, а следовательно и характер взаимодействия заряженных частиц с указанными полями, существенно зависят от ориентации магнитного момента относительно оси вращения звезды. Поэтому будем отдельно рассматривать случаи симметричного и наклонного (в настоя-

щей работе для простоты принято  $\dot{\vec{\mu}}, \ \vec{\Omega}_0 = \pi/2$ ) ротаторов.

1. Поле вращающегося магнитного диполя. Вначале определим электромагнитное поле вращающегося магнитного диполя в неподвижной системе отсчета с началом в центре звезды. В сопутствующей системе отсчета (жестко вращающейся со звездой, с началом в ее центре) векторный потенциал магнитного диполя дается выражением

$$\vec{\mathcal{A}}' = \frac{\left[\vec{\mu}' \, \vec{r}'\right]}{r^3},\tag{1.1}$$

компоненты которого, с учетом неинерциальности системы отсчета, имеют следующий вид [5]:

$$A'_{a} = \frac{V_{T}}{r^{3}} e_{a\beta\beta} \mu^{\beta} x^{\prime \delta}.$$
 (1.2)

Здесь  $\gamma = [1 - \Omega_0^2 (x'^2 + y'^2)/c^2]^{-1}$  определитель трехмерного метрического тензора, а  $e_{x^{SP}}$  — антисимметричный единичный тензор 3-го порядка.

Рассматривая случай наклонного ротатора, направим ось y вдоль магнитного момента звезды, а ось z — по оси вращения ее. Тогда в сопутствующей системе отсчета для компонентов векторного потенциала магнитного диполя получим следующие выражения:

$$A_1' = \mu \frac{V_1'}{r^3} x'^3, \quad A_2' = 0, \quad A_3' = -\mu \frac{V_1'}{r^3} x'^1, \quad A_0' = 0.$$
 (1.3)

При переходе к инерциальной системе отсчета (оси z и z' совпадают) компоненты потенциала преобразуются по формуле

$$A_i = \frac{\partial x'^k}{\partial x'} A'_k. \tag{1.4}$$

Окончательно для компонентов потенциала наклонного ротатора в инерциальной системе отсчета получаем следующие выражения:

$$A_{x} = -\mu \frac{V \overline{\gamma}}{r^{3}} z \cos \Omega_{0} t,$$

$$A_{y} = -\mu \frac{V \overline{\gamma}}{r^{3}} z \sin \Omega_{0} t,$$

$$A_{z} = \mu \frac{V \overline{\gamma}}{r^{3}} (x \cos \Omega_{0} t + y \sin \Omega_{0} t),$$

$$\varphi = \mu \frac{\Omega_{0}}{c} \frac{V \overline{\gamma}}{r^{3}} z (-x \sin \Omega_{0} t + y \cos \Omega_{0} t).$$
(1.5)

Аналогичным образом для компонентов потенциала симметричного ротатора получаем

$$A_{x} = \mu \frac{V_{\gamma}}{r^{3}}y, \quad A_{y} = -\mu \frac{V_{\gamma}}{r^{3}}x, \quad A_{z} = 0, \quad \varphi = -\mu \frac{\Omega_{0}}{c} \frac{V_{\gamma}}{r^{3}}(x^{2} + y^{2}) \quad (1.6)$$

Отметим, что выражения (1.5) и (1.6) справедливы до расстояний вплоть до светового цилиндра, т. е. при  $d = \sqrt{x^2 + y^2} < c/\Omega_0$ . На больших расстояниях вне светового цилиндра поле вращающегося магнитного диполя имеет излучательный характер (см., например. [6]).

Рассматриваемые в настоящей работе эффекты (ускорение, группировка и модуляция потока заряженных частиц), обусловленные одновременным взаимодействием заряженных частиц с полями (1.5) или (1.6) и электромагнитным излучением, имеют место внутри светового цилиндра, т. е. при  $d \ll c/\Omega_0$ . В указанной области, как это следует из выражений (1.5) и (1.6),  $\varphi \ll A_2$  и  $\gamma \approx 1$ . Следовательно, не умаляя общности, в выражениях (1.5) и (1.6) можно положить  $\varphi = 0$  и  $\gamma = 1$ . С учетом сказанного в этой области для компонентов потенциалов наклонного ротатора будем иметь следующие выражения:

$$A_x = - \mu z \cos \Omega_0 t/r^3,$$

$$A_y = - \mu z \sin \Omega_0 t/r^3,$$

$$A_z = \mu (x \cos \Omega_0 t + y \sin \Omega_0 t) r^3,$$
(1.7)

а для компонентов потенциалов симметричного ротатора —

$$A_x = \mu \frac{y}{r^3}, \quad A_y = -\mu \frac{x}{r^3}, \quad A_z = 0.$$
 (1.8)

Поскольку в дальнейшем будем пользоваться спектральными компонентами полей, то разложим поле вращающегося магнитного диполя в спектр по волновым векторам q и частотам  $\Omega$ :

#### А. К. АВЕТИСЯН

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \int \vec{A}(\vec{q}, \Omega) \exp(i\vec{q}\vec{r} + i\Omega t) d\vec{q} d\Omega.$$
(1.9)

Используя разложение (1.9), для фурье-компонентов полей (1.7) и (1.8) соответственно получим следующие выражения:

$$A_{x}(\vec{q}, \Omega) = \frac{i\mu}{(2\pi)^{3}} \left[ \delta \left( \Omega + \Omega_{0} \right) + \delta \left( \Omega - \Omega_{0} \right) \right] \frac{q_{x}}{q^{2}},$$

$$A_{y}(\vec{q}, \Omega) = \frac{\mu}{(2\pi)^{3}} \left[ \delta \left( \Omega - \Omega_{0} \right) - \delta \left( \Omega + \Omega_{0} \right) \right] \frac{q_{x}}{q^{2}},$$

$$A_{z}(\vec{q}, \Omega) = -\frac{\mu}{(2\pi)^{3}} \left\{ \left[ \delta \left( \Omega + \Omega_{0} \right) + \delta \left( \Omega - \Omega_{0} \right) \right] \frac{iq_{x}}{q^{2}} + \frac{i}{\left[ \delta \left( \Omega - \Omega_{0} \right) - \delta \left( \Omega + \Omega_{0} \right) \right] \frac{q_{y}}{q^{2}}}{q^{2}} \right\};$$

$$h_{x}(\vec{q}) = -\frac{i\mu}{2\pi^{2}} \frac{q_{y}}{q^{2}}, \qquad A_{y}(\vec{q}) = \frac{i\mu}{2\pi^{2}} \frac{q_{x}}{q^{2}}, \qquad A_{z}(\vec{q}) = 0. \quad (1.11)$$

2. Ускорение и группировка потока частиц. Нас интересует возможность ускорения заряженных частиц при взаимодействии с полями вращающегося магнитного диполя и электромагнитной волны и возникающие при этом эффекты, обусловленные реальным поглощением-излучением квантов в указанных полях. Рассмотрим этот вопрос сначала с точки зрения классической теории, исходя из релятивистского уравнения движения (инжектируемые с поверхности звезды частицы релятивистские)

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = e\{\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{E}_0(\vec{r}, t)\} + \frac{e}{c}[\vec{v} \times \{\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{H}_0(\vec{r}, t)\}]. \quad (2.1)$$

Здесь E(r, t), H(r, t) — соответственно напряженности электрического и магнитного полей вращающегося магнитного диполя, а  $\vec{E}_0(r, t)$ ,  $\vec{H}_0(r, t)$  — электромагнитной волны. Последнюю для простоты будем считать квазимонохроматической с векторным потенциалом

$$\vec{A}_{0}(r, t) = \vec{A}_{0}(t) \cos(\omega_{0}t - \vec{k} r),$$
 (2.2)

где  $A_0.(t)$  — медленно меняющаяся по сравнению с фазой функция.

Уравнение (2.1) будем решать в приближении теории возмущений, чему соответствуют малые изменения импульса и энергии заряженной частицы в заданных полях по сравнению с начальными значениями  $\Delta p \ll p_0$ ,  $\Delta \varepsilon \ll \varepsilon_0$ .

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

а) Спонтанное взаимодействие. Рассмотрим сначала случай наклонного ротатора. Для интегрирования уравнения (2.1) удобно перейти к фурье-компонентам поля вращающегося магнитного диполя. Для электрической и магнитной напряженностей полного электромагнитного поля при этом будем иметь следующие выражения:

$$\vec{E}_{n}(\vec{r}, t) = \frac{\omega_{0}\vec{A}_{0}}{c}\sin(\omega_{0}t - \vec{k}\cdot\vec{r}) - \frac{i}{c}\int_{\Omega}^{\Omega}\Omega(\vec{q}, \Omega)\exp(i\vec{q}\cdot\vec{r} + i\Omega t)\,dqd\Omega,$$
(2.3)
$$\vec{H}_{n}(\vec{r}, t) = [\vec{k}\vec{A}_{0}]\sin(\omega_{0}t - \vec{k}\cdot\vec{r}) + i\int_{\Omega}^{\Omega}[\vec{q}\vec{A}(\vec{q}, \Omega)]\exp(i\vec{q}\cdot\vec{r} + i\Omega t)\,dqd\Omega,$$

где  $A(q, \Omega)$  дается выражением (1.10). Подставляя невозмущенную траекторию частицы  $r^{(0)}(t) = r_0 + v_0 t$  в выражение (2.3) и интегрируя с учетом его уравнение (2.1) по t от  $-\infty$  до  $+\infty$ , получим изменение импульса частицы после взаимодействия в первом порядке теории возмущений (волна адиабатически включается и выключается на  $\pm \infty$ )

$$\Delta \vec{p}^{(1)} = \frac{2i\pi\epsilon}{c} \int \{ [\vec{v}_0[\vec{q}A(\vec{q}, \Omega)]] - \Omega A(\vec{q}, \Omega) \} \exp(i\vec{q}r_0) \delta(\vec{q}v_0 + \Omega) d\vec{q}d\Omega.$$
(2.4)

Соответственно этому изменение энергии частицы после взаимодействия будет ( $\Delta \varepsilon^{(1)} = v_0 \cdot \Delta p^{(1)}$ )

$$\Delta \varepsilon^{(1)} = -\frac{2i\pi e}{c} \int \Omega \overline{v_0} A(q, \Omega) \exp(iqr_0) \delta(qv_0 + \Omega) dq d\Omega. \qquad (2.5)$$

Подставляя выражение (1.10) в (2.5), легко заметить, что интегрирование по 9 сводится к вычислению следующего интеграла:

$$I = \int \frac{\delta(qv_0 + \Omega)}{q^2} \exp(iqr_0) dq, \qquad (2.6)$$

входящая в который д-функция определяет условие реального поглощения-излучения квантов поля вращающегося магнитного диполя. После интегрирования для I получим следующее выражение:

$$I = \frac{2\pi}{v_0} \exp\left(-i\Omega \frac{r_0 v_0}{v_0^2}\right) K_0 \left[\lambda \sqrt{\delta^2 + \left(\tilde{y} \frac{v_0}{v_0 x}\right)^2}\right], \qquad (2.7)$$

где  $K_0^*$  — модифицированная функция Генкеля [7], а 7—295

$$\lambda^{2} = \Omega^{2} \frac{v_{0x}^{2} + v_{0y}^{2}}{v_{0}^{4}}, \quad \delta = \tilde{z}_{0} - \tilde{y}_{0} \frac{v_{0y} v_{0x}}{v_{0x}^{2} + v_{0y}^{2}}, \quad \tilde{z}_{0} = z_{0} - x_{0} \frac{v_{0x}}{v_{0x}},$$
$$\tilde{y}_{0} = y_{0} - x_{0} \frac{v_{0y}}{v_{0x}}.$$
(2.8)

Окончательные выражения для изменения энергии частицы после взаимодействия имеют довольно громоздкий вид (особенно во втором порядке теории возмущений), поэтому в дальнейшем все окончательные результаты приводятся для случая, когда начальная скорость частицы совпадает с направлением распространения электромагнитной волны (ось х), поляризованной вдоль оси у. Окончательно для изменения энергия частицы после взаимодействия в первом порядке теории возмущений получим следующее выражение:

$$\Delta z^{(1)} = \Delta z_0^{(1)} \sin \frac{Q_0 x_0}{v_0} = \frac{e \mu Q_0^2}{\pi c v_0} \frac{z_0}{\rho_0} K_1 \left(\frac{Q_0}{v_0} \rho_0\right) \sin \frac{Q_0 x_0}{v_0}, \qquad (2.9)$$

где  $\wp_0^2 = y_0^2 + z_0^2.$ 

Таким образом, в случае наклонного ротатора уже в первом порядке теории возмущений имеется реальное изменение энергии частицы, обусловленное действием только периодического по времени электрического поля вращающегося магнитного диполя (спонтанное взаимодействие). Очевидно, что спонтанное взаимодействие частицы с электромагнитной волной не может привести к реальному изменению энергии частицы (взаимодействие происходит в разреженной плазме, показатель преломления которой  $n_0 \leq 1$ ).

Из выражения (2.9) следует, что в зависимости от начальной фазы частица ускоряется или замедляется. В случае потока частиц это приводит к группировке потока частиц с пространственным периодом  $L_0 =$  $= 2\pi v_0/\Omega_0$ . Последнее в свою очередь приведет к квантовой модуляции плотности, а следовательно и тока частиц на частоте вращения магнитного диполя (см. раздел 4). В этом и заключается принципиальное различие между наклонным и симметричным ротаторами. Для последнего электрическое поле стационарно, так что спонтанное взаимодействие не может привести к указанным эффектам. Отметим, что учет скалярного потенциала симметричного ротатора, которым мы пренебрегли из-за малости, качественно может привести к незначительному изменению энергии частицы электрическим полем, что, однако, не может привести к указанным эффектам. В случае симметричного ротатора эти эффекты возникают лишь при вынужденном взаимодействии заряженных частиц с полями (1.8) и (2.2).

б) Вынужденное взаимодействие. Вынужденное взаимодействие заряженной частицы с полями наклонного ротатора и электромагнитной волны, которое опять приведет к реальному изменению энергии частицы, соответствует второму порядку теории возмущений. Интегрируя (2.1) по t от —  $\infty$  до t, находим скорость и траекторию частицы в полях (1.7) и (2.2) в первом порядке теории возмущений:

$$\vec{v}^{(1)} = \frac{ec}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{\omega_0 A_0 + [v_0[kA_0]]}{kv_0 - \omega_0} \cos\left[(\omega_0 - \vec{k} \, \vec{v}_0) \, t - \vec{k} \, \vec{r}\right] + \right.$$

$$\int \exp\left[iqr_0 + i\left(qv_0 + \Omega\right) \, t\right] \frac{\left[v_0[qA(q, \Omega)]\right] - \Omega A(q, \Omega)}{qv_0 + \Omega} \, dq d\Omega, \qquad (2.10)^{-1}$$

$$\vec{r}^{(1)} = \frac{ec}{\varepsilon_0} \left\{ -\frac{\omega_0 A_0 + [v_0[kA_0]]}{qv_0 + \Omega} \sin\left[(\omega_0 - \vec{k} \, v_0) \, t - \vec{k} \, r_0\right] + \left. -\vec{k} \, r_0 \right\} + \left. -\vec{k} \, r_0 \right] + \left. -\vec{k} \, r_0 \right\} + \left. -\vec{k} \, r_0 \right] + \left. -\vec{k} \, r_0 \right\} + \left. -\vec{k} \, r_0 \right] + \left$$

$$i\left(\exp\left[i\overline{q}r_{0}+i\left(\overline{q}v_{0}+\Omega\right)t\right]\frac{\Omega A(\overline{q},\Omega)-\left[v_{0}\left[\overline{q}A(\overline{q},\Omega)\right]\right]}{\left[\overline{q}\overline{q}\overline{q}\Omega\right]}d\overline{q}\overline{q}\Omega,$$
 (2.)

 $(av_0 + \Omega)^2$ 

где  $\vec{A}_0 = \vec{A}_0(t)$  — среднее значение амплитуды векторного потенциала электромагнитной волны. Подставляя (2.10) и (2.11) в (2.1) и интегрируя по t от —  $\infty$  до +  $\infty$ , получим изменение энергии частицы после взаимодействия во втором порядке теории возмущений ( $\Delta \varepsilon^{(2)} = \vec{v}_0 \Delta \vec{p}^{(2)}$ )  $\Delta \varepsilon^{(2)} = \Delta \varepsilon_1^{(2)} \cos \left[ (\omega_0 + \Omega_0) \frac{x_0}{\tau_0} \right] + \Delta \varepsilon_2^{(2)} \cos \left[ (\omega_0 - \Omega_0) \frac{x_0}{\tau_0} \right]$ , (2.12)

где

$$\Delta \varepsilon_{1,2}^{(2)} = \frac{e^* \mu \mathcal{A}_0 z_0}{2\pi v_0 \varepsilon_0 \omega \psi_0} \left( \omega_0 \pm \Omega_0 \right) \left( \omega \pm \Omega_0 \right) \left[ \left( \omega \pm \Omega_0 \right) \frac{y_0}{\psi_0} K_2 \left( \frac{\omega \pm \Omega_0}{v_0} \psi_0 \right) \mp \\ \mp \omega K_1 \left( \frac{\omega \pm \Omega_0}{v_0} \varphi_0 \right) \right].$$
(2.13)

Здесь  $w = w_0 (1 - v_0/c) - доплеровски смещенная частота волны.$ 

Из (2.12) следует, что в зависимости от начальной фазы, частица ускоряется или замедляется, вынужденно поглощая или излучая кванты комбинированных частот электромагитной волны и поля вращающегося магнитного диполя ( $\omega_0 \pm \Omega_0$ ). Это приводит к группировке заряженных частиц с пространственным периодом  $L_{1,2} = 2\pi v_0 (\omega_0 \pm \Omega_0)^{-1}$ .

В случае симметричного ротатора для изменения энергии частицыпосле взаимодействия во втором порядке теории возмущений, обусловленного вынужденным взаимодействием с полями (1.8) и (2.2), имеем

$$\Delta \varepsilon^{(2)} = \Delta \varepsilon_{3}^{(2)} \cos \frac{\omega_0 x_0}{\upsilon_0}, \qquad (2.14)$$

где

$$\Delta \varepsilon_{3}^{(2)} = \frac{2e^{2}\omega_{0}\mu\mathcal{A}_{0}}{z_{0}v_{0}} \left[ \frac{\omega}{v_{0}} \frac{z_{0}^{2}}{\rho_{0}^{2}} K_{2} \left( \frac{\omega}{v_{0}} \rho_{0} \right) - \frac{1}{\rho_{0}} K_{1} \left( \frac{\omega}{v_{0}} \rho_{0} \right) \right]$$
(2.15)

Как видно из выражения (2.14), ускорение (замедление) заряженных частиц в случае симметричного ротатора происходит благодаря вынужденному поглощению (излучению) квантов только электромагнитной волны, соответственно чему в этом случае происходит группировка потока частиц с пространственным периодом  $L_3 = 2\pi v_0 \omega_0^{-1}$ .

3. Многоквантовый характер взаимодействия частицы с полями ротатора и электромагнитной волны. Ускорение (замедление) частицы как при спонтанном взаимодействии с полем наклонного ротатора, так и при вынужденном взаимодействии с полями ротатора и электромагнитной волны, соответствует поглощению (излучению) большого числа квантов указанных полей. Поскольку роль спина в рассматриваемых эффектах несущественна (учет спина может привести лишь к поляризационным явлениям), будем пользоваться уравнением Клейна—Гордона:

$$\left[\hbar^{2}\left(\frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}}-c^{2}\vec{\nabla}^{2}\right)+m^{2}c^{4}\right]\psi=-2ie\hbar c\left[\vec{A}\left(\vec{r},t\right)+\vec{A}_{0}\left(\vec{r},t\right)\right]\psi-2e^{2}\vec{A}\left(\vec{r},t\right)\vec{A}_{0}\left(\vec{r},t\right)\psi.$$
(3.1)

Уравнение (3.1) будем решать в импульсном приближении, когда начальная плоская волна частицы медленно искажается в поле, т. е. решение будем искать в следующем виде:

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0} \cdot f(r, t) e^{\frac{t}{h}(\vec{p}_0 r - \epsilon_0 t)}, \qquad (3.2)$$

где f(r, t) — медленно меняющаяся по координате и времени функция по сравнению с экспонентой. Такое приближение справедливо, когда изменения импульса и энергии частицы в поле малы по сравнению с начальными значениями:  $\Delta p \ll p_0$ ,  $\Delta \varepsilon \ll \varepsilon_0$ . Последнее соответствует сделанному в разделе 2 классическому приближению теории возмущений. Амплитуду волновой функции (3.2) представим в следующем виде:

$$f(r, t) = f_1(r, t) f_2(r, t),$$

где  $f_1(r, t)$  соответствует спонтанному взаимодействию частицы с полем ротатора (спонтанное взаимодействие частицы с электромагнитной волной зануляется после взаимодействия), а  $f_2(r, t)$  — вынужденному взаимодействию с полями ротатора и волны. При этом функция  $f_2(r, t)$  будет медленно меняться по сравнению с функцией  $f_1(r, t)$ , следовательно, выделяя в уравнении (3.1) величины одинакового порядка малости, а также отбрасывая вторые производные функций  $f_{1,2}(r, t)$  по координате и времени по сравнению с первыми (импульсное приближение), получим следующую систему уравнений для функций  $f_1(r, t)$  и  $f_2(r, t)$ :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) f_1 = \frac{ie}{\hbar c} \vec{v}_0 (\vec{A} + \vec{A}_0) f_1, \qquad (3.3)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + (v_0 \nabla) f_2 = \frac{c}{\varepsilon_0 f_1} \left[ c \left( \vec{A} + \vec{A}_0 \right) \nabla f_1 - \frac{ie}{\hbar} \vec{A} \vec{A}_0 f_1 \right] f_2.$$
(3.4)

Эти уравнения легко решаются в переменных

$$\eta = t - \frac{x}{v_{0x}}, \quad \zeta = t - \frac{y}{v_{0y}}, \quad \xi = t - \frac{z}{v_{0z}}, \quad t = \tau.$$

Сначала рассмотрим случай наклонного ротатора. Перейдя к новым переменным и интегрируя уравнение (3.3) по т от — ∞ до t получим

$$\ln f_1 = \frac{ie}{h} \left\{ \frac{\overline{v_0 A_0}}{c\omega} \sin\left(\omega_0 t - \overline{kr}\right) + \int \frac{\overline{v_0 A(q, Q)}}{ic(\overline{qv_0} + Q)} \exp\left(i\overline{qr} + i\Omega t\right) d\overline{q} d\Omega \right\}.$$
(3.5)

Как видно из этого выражения, после взаимодействия ( $t = +\infty$ ), второе слагаемое в экспоненте, соответствующее спонтанному взаимодействию частицы с волной, зануляется и для спонтанной части волновой функции частицы (взаимодействие с полем ротатора) будем иметь

$$f_1(\vec{r}, t) = \exp\left\{-\frac{ie\mu\Omega_0}{\pi\hbar cv_0} \frac{x}{\rho} K_1\left(\frac{\Omega_0}{v_0}\rho\right) \cos\Omega_0\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right\}.$$
 (3.6)

Подставляя выражение (3.5) в уравнение (3.4) и интегрируя по  $\tau$  от —  $\infty$  до +  $\infty$ , получим вынужденную часть амплитуды волновой функции частицы после взаимодействия

$$f_{2}(\vec{r}, t) = \exp\left\{-\frac{i\pi e^{2}}{\varepsilon_{0}\hbar\omega}\left[\int(\omega\vec{A}\vec{A}_{0} + (\vec{A}_{0}\vec{q})(\vec{v}_{0}\vec{A}))e^{i(\omega+\omega_{0})t+i(\vec{q}-\vec{k})\cdot\vec{r}}\times\right] \\ \times\delta(\vec{q}\vec{v}_{0} + \Omega + \omega)\vec{d}qd\Omega + (\vec{A}_{0}\vec{q})(\vec{v}_{0}\vec{A})e^{i(\omega-\omega_{0})t+i(\vec{q}+\vec{k})\cdot\vec{r}}\delta(\vec{q}\vec{v}_{0} + \Omega - \omega)\vec{d}qd\Omega\right]\right\}.$$

$$(3.7)$$

Окончательное выражение для волновой функции частицы легко получить, подставляя (1.10) в (3.7) и интегрируя с учетом (2.7). Для полной волновой функции частицы в случае наклонного ротатора получим

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, t) &= \sqrt{N_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{n} i^n f_n(x_0) f_n(x_1) f_l(x_2) \times \\ &\times \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \left[p_0 + \frac{n\hbar\Omega_0}{v_0} \frac{s\hbar(v_0 + \Omega_0)}{v_0} + \frac{l\hbar(w_0 - \Omega_0)}{v_0}\right] x - \\ &- \frac{i}{\hbar} \left[\varepsilon_0 + n\hbar\Omega_0 + s\hbar(w_0 + \Omega_0) + l\hbar(w_0 - \Omega_0)\right] t\right]. \end{aligned}$$
(3.8)

Элесь

$$\alpha_0 = \Delta \varepsilon_0^{(1)} / \hbar \Omega_0, \qquad \alpha_{1, 2} = \Delta \varepsilon_{1, 2}^{(2)} / \hbar (\omega_0 \pm \Omega_0),$$

где  $\Delta z_0^{(i)}$  — амплитуда классического изменения энергии частицы при спонтанном взаимодействии (см. (2.9)), а  $\Delta z_{1,2}^{(2)}$  — при вынужденном (см. (2.13)). При получении (3.8) мы воспользовались формулой [7]

$$e^{ia\cos\varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n f_n(a) e^{in\varphi}; \quad e^{ia\sin\varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n(a) e^{in\varphi},$$

где  $\int_{a} (\alpha) - \phi$ ункция Бесселя *п*-го порядка.

Как следует из выражения (3.8), при спонтанном взаимодействии с лолем наклонного ротатора частица поглощает (n > 0) и излучает (n < 0) кванты указанного поля, в результате чего импульс и энергия частицы после взаимодействия становятся соответственно равны

$$p = p_0 + n\hbar\Omega_0/v_0; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + n\hbar\Omega_0. \tag{3.9}$$

Отметим, что соотношение  $\varepsilon^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$  здесь выполняется с точностью до величины первого порядка по малому параметру отдачи. Вероятность спонтанного поглощения-излучения п-квантов поля наклонного ротатора частоты  $\Omega_0$  определяется следующим выражением:

$$W_n = \int_n^2 (a_0). \tag{3.10}$$

J

При  $a_0 \ll 1$  имеется одноквантовый процесс, а при  $a_0 \gg 1$  основной вклад в процессе дают  $n \sim a_0$  кванты (наивероятное число квантов), что находится в полном согласии с классическим изменением энергии частицы при спонтанном взаимодействии с полем наклонного ротатора (см. (2.9)).

В результате вынужденного взаимодействия, как это следует из (3.8), поглощаются-излучаются кванты с частотами  $v_0 \pm Q_0$ , в результате чего импульс и энергия частицы после взаимодействия становятся равными

$$p = p_0 + \frac{sh(\omega_0 + \Omega_0)}{\upsilon_0} + \frac{lh(\omega_0 - \Omega_0)}{\upsilon_0}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + sh(\omega_0 + \Omega_0) + lh(\omega_0 - \Omega_0).$$
(3.11)

Вероятности указанных процессов соответственно равны

$$W_{*} = \int_{*}^{2} (\alpha_{1}), \quad W_{l} = \int_{l}^{2} (\alpha_{2}), \quad (3.12)$$

следовательно наивероятные числа вынужденно поглощенных-излученных квантов с частотами  $w_0 \pm Q_0$  при этом есть s,  $l \sim a_{1,2}$  (см. (2.12)).

В случае симметричного ротатора спонтанное взаимодействие не приводит к реальному изменению импульса и энергии частицы ( $f_1(r, t) = 1$ ), поэтому изменение волновой функции частицы обусловлено только вынужденным взаимодействием ее с полями (1.8) и (2.2). Полная волновая функция после взаимодействия в этом случае имеет следующий вид:

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_n(\alpha_3) \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \left[ \left( p_0 + \frac{n\hbar\omega_0}{v_0} \right) x - (\varepsilon_0 + n\hbar\omega_0) t \right] \right],$$
(3.13)

где

$$a_{3} = \frac{2\mu e^{2}A_{0}}{v_{0}\varepsilon_{0}\hbar} \left\{ \frac{1}{\rho} K_{1}\left(\frac{\omega}{v_{0}}\rho\right) - \frac{\omega}{v_{0}} \frac{z^{2}}{\rho^{2}} K_{2}\left(\frac{\omega}{v_{0}}\rho\right) \right\}$$
(3.14)

совпадает с амплитудой классического изменения энергии частицы (2.15). В результате вынужденного поглощения-излучения квантов электромагнитной волны импульс и энергия частицы становятся равными соответственно

$$p = p_0 + n! \omega_0 / v_0; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + n! \omega_0. \tag{3.15}$$

Вероятность указанных процессов равна

$$W_n = \int_n^2 (a_3). \tag{3.16}$$

antiter.

Из (3.16) следует, что наивероятное число вынужденно поглощенных-излученных квантов электромагнитной волны при  $\alpha_3 \gg 1$  есть  $n \sim \alpha_3$ , что

#### А. К. АВЕТИСЯН

опять находится в полном согласии с классическим изменением әнергии частицы при вынужденном взаимодействии (см. (2.15)).

4. Квантовая модуляция плотности потока частиц. Выражения волновых функций (3.8) и (3.13) показывают, что благодаря реальному поглощению-излучению квантов указанных полей начальная плоская волна частицы после взаимодействия превращается в пакет волн со всевозможными состояниями ( $\varepsilon_0 \pm sh\Omega_0 \pm l\hbar\omega_0$ ). Суперпозиция этих состояний приводит к модуляции плотности, а следовательно и тока частиц на вышеуказанных частотах (с учетом биений) и их гармониках. Это сугубо квантовая модуляция, сохраняющаяся и после взаимодействия. в отличие от классической, которая возможна только в присутствии поля (классически частица после взаимодействия движется равномерно, так что при этом возможна только группировка потока частиц (см. раздел 2)).

Для получения эффекта квантовой модуляции потока частиц, необходимо в уравнении (3.1), которое будем решать в приближении теории возмущений по полям (1.7). (1.8) и (2.2), учесть вторые производные волновой функции. Как было показано выше, в случае наклонного ротатора реальный одноквантовый процесс появляется уже в первом порядке теории возмущений благодаря спонтанному взаимодействию с полем (1.9). Вынужденному одноквантовому процессу соответствует второй порядок теорий возмущений. Исходя из этого, решение (3.1) будем искать в виде

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \dots; \quad |\psi_2| \ll |\psi_1| \ll \psi_0|, \tag{4.1}$$

где

$$\psi_0(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\vec{p}_0 \vec{r} - \varepsilon_0 t)\right]$$

невозмущенная волновая функция потока частиц с плотностью  $N_0$ . Подставляя (4.1) в (3.1), получим систему уравнений для функций  $\psi_1$  и  $\psi_2$ :

$$\left[\hbar^{2}\left(\frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}}-c^{2}\nabla^{2}\right)+m^{2}c^{4}\right]\psi_{1}=-2iech\left(\vec{A}+\vec{A}_{0}\right)\vec{\nabla}\psi_{0},\qquad(4.2)$$

$$\left[\hbar^{2}\left(\frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}}-c^{2}\nabla^{2}\right)+m^{2}c^{*}\right]\dot{\gamma}_{2}=-2iech\left(\vec{A}+\vec{A}_{0}\right)\vec{\nabla}\dot{\gamma}_{1}-2e^{2}\vec{A}\vec{A}_{0}\dot{\gamma}_{0}.$$
 (4.3)

Сперва рассмотрим случай наклонного ротатора. Переходя от A(r, t) к фурье-образу согласно формуле (1.10), ищем решение (4.2) в виде ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

$$+ \int (\vec{r}, t) = \alpha(t) \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \left[ (\vec{p}_0 - \hbar k) \vec{r} - (\varepsilon_0 - \hbar \omega_0) t \right] \right\} +$$

$$+ \beta(t) \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \left[ (\vec{p}_0 + \hbar k) \vec{r} - (\varepsilon_0 + \hbar \omega_0) t \right] \right\} +$$

$$+ \int \left\{ (q, \Omega) \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \left[ (\vec{p}_0 + \hbar q) \vec{r} - (\varepsilon_0 - \hbar \Omega) t \right] \right\} dq d\Omega,$$

$$(4.4)$$

где первые два члена соответствуют спонтанному взаимодействию частицы с электромагнитной волной (однофотонное излучение и поглощение), а третий член — с полем наклонного ротатора. Подставляя (4.4) в (4.2) и учитывая медленность изменения коэффициентов  $\alpha(t)$  и  $\beta(t)$ , соответствующие изменению амплитуды  $A_0(t)$  электромагнитной волны, получим

$$\alpha = -\beta = \sqrt{N_0} \frac{ev_0 A_0}{2ch_0}; \quad \gamma(q, \Omega) = \sqrt{N_0} \frac{ev_0 A(q, \Omega)}{ch(qv_0 + \Omega)}. \quad (4.5)$$

Знаменатель выражения  $\gamma(q, \Omega)$  обращается в нуль при выполнении закона сохранения для реального поглощения-излучения одного кванта поля ротатора. Следовательно, воспользовавшись известной формулой

$$\frac{1}{x-a\mp io}=\pm i\delta(x-a)+P\left(\frac{1}{x-a}\right),$$

в выражении для функции ½ оставим только ѝ-функцию, ответственную за реальный одноквантовый процесс. После интегрирования по q и Q с учетом (1.10), для волновой функции ½ получим

$$\psi_1(\vec{r}, t) = \frac{e\mu\Omega_0}{2\pi\hbar cv_0} \frac{z}{\rho} K_1\left(\frac{\Omega_0}{v_0}\rho\right) \sin\left[\Omega_0\left(t-\frac{x}{v_0}\right)\right] \psi_0(\vec{r}, t).$$
(4.6)

Используя выражение (4.6), для плотности потока частиц после взаимодействия в первом порядке теории возмущений ( $N_1 = |\psi_0 + \psi_1|^2$ ) получим

$$N_1 = N_0 \left\{ 1 + \Gamma_0 \sin \left[ \Omega_0 \left( t - \frac{x_0}{v_0} \right) \right] \right\}, \tag{4.7}$$

где

$$\Gamma_0 = \Delta \varepsilon_0^{(1)} / \hbar \Omega_0.$$

Как видно из выражения (4.7), плотность потока частиц модулируется на. частоте вращения магнитного диполя с глубиной, равной  $\Gamma_0$ .

## А. К. АВЕТИСЯН

Исследуем теперь модуляцию, обусловленную вынужденным взаимодействием частиц с указанными полями. Решение уравнения (4.3) ищем в виде

$$\psi_{2}(\mathbf{r}, t) = \int G_{1}(\mathbf{q}, \mathbf{Q}) \exp\left\{\frac{i}{\hbar} [(\mathbf{p}_{0} + h\mathbf{q} - \hbar k)\mathbf{r} - (\mathbf{z}_{0} - \hbar \mathbf{Q} - \hbar \mathbf{\omega}_{0})t]\right] d\mathbf{q} d\mathbf{Q} +$$
(4.8)

$$+\int G_{2}(q, \Omega) \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\left(p_{0}+\hbar q+\hbar k\right)r-\left(\varepsilon_{0}-\hbar \Omega+\hbar \omega_{0}\right)t\right]\right]dq d\Omega.$$

Подставляя (4.8) в уравнение (4.3), для коэффициентов  $G_{1,2}(q, \Omega)$  получим

$$G_{1,2}(\vec{q}, \Omega) = \frac{\sqrt{N} e^2}{2\varepsilon_0 \hbar (\vec{q}v_0 + \Omega \pm \omega)} \left\{ \frac{(\vec{v}_0 \cdot \vec{A} (\vec{q}, \Omega)) ((\vec{p}_0 + \hbar \vec{q}) \cdot \vec{A}_0 (t))}{\hbar (\vec{q}v_0 + \Omega)} \pm \frac{(\vec{v}_0 \cdot \vec{A}_0 (t)) ((\vec{p}_0 \mp \hbar \vec{k}) \cdot \vec{A} (\vec{q}, \Omega))}{\hbar \omega} - \vec{A}_0 (t) \cdot \vec{A} (\vec{q}, \Omega) \right\}.$$

$$(4.9)$$

Энаменатели выражений (4.9) определяют условия реального поглощения-излучения квантов полей вращающегося магнитного диполя и электромагнитной волны (вынужденное взаимодействие). Заменяя знамена-

тели в (4.9) 0-функциями и подставляя в (4.8), интегрируя по q и Ω с учетом (1.10), для волновой функции частицы <sup>4</sup>/<sub>2</sub> получим выражение

$$\begin{split} \varphi_{2}(\vec{r}, t) &= -\frac{e^{2\mu}A_{0}z}{4\pi v_{0}\varepsilon_{0}\hbar\omega\rho} \left\{ \frac{\omega + \Omega_{0}}{v_{0}} \left[ (\omega + \Omega_{0})\frac{y}{\rho} K_{2} \left( \frac{\omega + \Omega_{0}}{v_{0}} \rho \right) - \right. \\ &\left. - \omega K_{1} \left( \frac{\omega + \Omega_{0}}{v_{0}} \rho \right) \right] \cos \left[ (\omega_{0} + \Omega_{0}) \left( t - \frac{x}{v_{0}} \right) \right] + \\ &\left. + \frac{\omega - \Omega_{0}}{v_{0}} \left[ (\omega - \Omega_{0})\frac{y}{\rho} K_{2} \left( \frac{\omega - \Omega_{0}}{v_{0}} \rho \right) + \right. \\ &\left. + \omega K_{1} \left( \frac{\omega - \Omega_{0}}{v_{0}} \rho \right) \right] \cos \left[ (\omega_{0} - \Omega_{0}) \left( t - \frac{x}{v_{0}} \right) \right] \right\} \psi_{0}(\vec{r}, t). \end{split}$$

$$(4.10)$$

С помощью выражений (4.1), (4.6) и (4.10) для плотности потока частиц после взаимодействия, во втором порядке теории возмущений, получим

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

$$N = N_0 \left\{ 1 + \Gamma_0 \sin \left[ \Omega_0 \left( t - \frac{x}{v_0} \right) \right] + \Gamma_1 \cos \left[ \left( w_0 + \Omega_0 \right) \left( t - \frac{x}{v_0} \right) \right] + \Gamma_2 \cos \left[ \left( w_0 - \Omega_0 \right) \left( t - \frac{x}{v_0} \right) \right] \right\},$$
(4.11)

где

$$\Gamma_{1,2} = \Delta \varepsilon_{1,2}^{(2)} / \hbar \left( \omega_0 \pm \Omega_0 \right).$$

Как видно из выражения (4.11), в результате вынужденного взаимодействия частиц с полями наклонного ротатора и электромагнитной волны, плотность частиц после взаимодействия модулируется на частотах  $\omega_0 \pm \Omega_0$ .

В случае симметричного ротатора модуляция плотности частиц обусловлена только вынужденным взаимодействием (спонтанное взаимодействие не приводит к реальному поглощению-излучению). В этом случае для волновой функции частицы  $\psi_2(r, t)$  аналогичным образом получим выражение

$$\psi_{2}(\vec{r},t) = \frac{\mu e^{2} A_{0}}{\varepsilon_{0} \hbar v_{0}} \left[ \frac{1}{\rho} K_{1} \left( \frac{\omega}{v_{0}} \rho \right) - \frac{\omega}{v_{0}} \frac{z^{2}}{\rho^{2}} K_{2} \left( \frac{\omega}{v_{0}} \rho \right) \right] \cos \left[ \omega_{0} \left( t - \frac{x}{v_{0}} \right) \right] \psi_{0}(\vec{r},t).$$
(4.12)

С учетом (4.12) для плотности частиц после взаимодействия имеем

$$N = N_0 \left\{ 1 + \Gamma_3 \cos \left[ w_0 \left( t - \frac{x}{v_0} \right) \right], \qquad (4.13)$$

где  $\Gamma_3 = \Delta \epsilon_3^{(2)} / \hbar \omega_0$ . Как это следует из выражения (4.13), модуляция плотности частиц происходит на частоте электромагнитной волны.

Поскольку рассмотренный здесь процесс носит многоквантовый характер (см. раздел 3), то очевидно, что плотность частиц будет модулирована также на гармониках основных частот, что можно получить в следующих порядках теории возмущений. Глубины модуляций на гармониках вышеуказанных частот при этом будут равны  $\Gamma_i = \Gamma_i^j$  (i = 0, 1, 2, 3;j = номер гармоники).

5. Критерии применимости полученных результатов к пульсарам. Единственный пока что пульсар во всем богатом семействе этих объектов, который излучает во всем диапазоне частот, начиная от радиочастот (~ 10<sup>8</sup> Гц) и кончая у-излучением (~ 10<sup>23</sup> Гц) — это пульсар в Крабо-

### А. К. АВЕТИСЯН

видной туманности NP 0532 с угловой скоростью вращения  $\Omega_0 = 200 \text{ c}^{-1}$ . Благодаря этому, а также тому обстоятельству, что, как показывают численные расчеты полученных результатов для характерных пульсаров, все параметры последних (кроме лишь  $L_{0; e, p}$  и  $\alpha_{0; e, p}$ , которые  $\sim \Omega_0^{-1}$ ; индексами «е» и «р» отмечены значения параметров электрона и протона) почти не отличаются от приведенных в таблице соответствующих значений параметров пульсара NP 0532, в таблицу включены параметры лишь указанного пульсара<sup>\*</sup>. Численный анализ показывает, что критерии применимости полученных результатов к пульсарам во всем диапазоне частот  $10^8 \div 10^{18} \Gamma_{\rm U}$  удовлетворяются при характерной величине их радиуса  $\mathcal{K} = \rho = 10^6$  см и поверхностной температуре  $T = 10^6$ , тогда как при частотах  $\omega_0 \gtrsim 3.5 \cdot 10^{19} \Gamma_{\rm U}$  необходимы температуры  $T \gtrsim 10^7$ . Отметим, что значения параметров, приведенных в последнем столбце таблицы, соответствуют частоте  $\omega_0 = 7.2 \cdot 10^{19} \Gamma_{\rm U}$  и поверхностной температуре  $T = 2 \cdot 10^7$ .

Напряженность (Е,), а следовательно и векторный потенциал (А,) электромагнитной волны с частотой 00, принимаемой нами квазимонохроматической, с достаточной точностью можно оценить, приравнивая выражения для плотности энергии плоской монохроматической волны и плотности энергии абсолютно-черного тела B интервале частот от 🗤 до  $w_0 + \Delta w_1$ , причем для удовлетворения условий  $\Gamma_{i_1 e_1, p} \ll 1$  необходимо, чтобы Δω/m<sub>0</sub> « 1. Здесь следует отметить, что такое определение напряженности электромагнитной волны в действительности является несколько грубым и погрешность определения величины напряженности волны может оказаться порядка самой ее величины. Однако даже такая неточность в определении  $E_0$  не может влиять на возможность применения результатов к пульсарам; благодаря сильной зависимости функций Ганкеля от аргумента можно сравнительно малым изменением его достичь реальной применимости результатов к этим объектам.

Для пульсара NP 0532 имеем  $\Delta u_{0,p}^{(0)} \approx z_{0,e,p} \ll \rho_{0,e,p}$ , поэтому  $y_{0,e,p} \approx \rho_{0,e,p}$ . Как видно из таблицы, при классическом рассмотрении  $v_0 \approx c$  и так как для всех известных пульсаров  $w_0 \gg \Omega_0$ , то пространственные периоды группировки заряженных частиц в первом и во втором порядках теории возмущений равны (через "н" и "с" отмечены значения параметров для случаев наклонного и симметричного ротаторов соответственно)

$$\begin{split} L_{\rm I}^{(\rm m)} &= 2\pi c/\Omega_0 \approx L_{0;\;e_{\rm s},p} \approx 9.4\cdot 10^8\;{\rm cm},\\ L_{\rm II} &\equiv L_{\rm II}^{(\rm m)} = L_{\rm II}^{(\rm c)} \approx L_{1;\;e_{\rm s},p} \approx L_{2;\;e_{\rm s},p} \approx L_{3;\;e_{\rm s},p}\,, \end{split}$$

Вначения всех параметров приведены в системе единиц СГСЕ.

Таблица 1

Частота		4·10 <sup>8</sup>	1011	1015	3.7.1017	7.2.1019
F		2,10-9	2 2.10-5	25	7 7.104	7 5.103
$A_0$		1.5.10-7	6.5.10-6	7.5.10-4	$6.2 \cdot 10^{-3}$	3.10-6
наклонный ротатор	E <sub>0e</sub>	$2.1 \cdot 10^{-4}$	4.10-4	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.82	9.23
	$\Delta \varepsilon_{0e}^{(1)}$	$2 \cdot 10^{-5}$	4.10-6	$3.5 \cdot 10^{-4}$	8.2.10-3	9.2.10-2
	$\Delta \varepsilon_{1e}^{(2)}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$	9.8.10-9	5.8.10-7	5.10-0	1.5.10-4
	$\Delta \varepsilon_{2e}^{(2)}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	9.4.10-6	8.9.10-5	$1.7 \cdot 10^{-3}$
	ε <sub>0</sub> ρ	$3.9 \cdot 10^{2}$	1.9	1.1.102	2.2.103	5.5.104
	$\Delta \varepsilon_{0p}^{(1)}$	39	$1.9 \cdot 10^{-2}$	1.1	22	5.5.102
	$\Delta \varepsilon_{1p}^{(2)}$	1.5	10-4	$5.5 \cdot 10^{-4}$	0.25	3.3
	$\Delta \varepsilon_{2p}^{(2)}$	1.56	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	0.43	6.8
	LII	4.7.102	1.88	$1.88 \cdot 10^{-4}$	$5.1 \cdot 10^{-7}$	$2.6 \cdot 10^{-9}$
	Γ <sub>0e</sub>	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$3.10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-2}$
	SCe.	$8.2 \cdot 10^{-7}$	$8.2 \cdot 10^{-7}$	$8.2 \cdot 10^{-7}$	$8.2 \cdot 10^{-7}$	$8.2 \cdot 10^{-7}$
	Гіе	$7.2 \cdot 10^{-4}$	6.6.10-4	$3.9 \cdot 10^{-4}$	5.10-4	$4.1 \cdot 10^{-4}$
	e <sub>le</sub>	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-2}$	0.36	5.6
	Γ <sub>2e</sub>	$5.6 \cdot 10^{-4}$	3.5.10-4	5.3.10-4	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{-4}$
	<sup>8</sup> 2e -	$1.2 \cdot 10^{-5}$	2.10-4	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.34	5.3
	$\Gamma_{0p}$	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$
	EOp	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.5.10-3	$1.5 \ 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
	$\Gamma_{1p}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	3.9.10-4	3.7.10-4	$5.1 \cdot 10^{-4}$
	ε <sub>lp</sub>	$2.2 \cdot 10^{-2}$	0.38	36	6.5·10 <sup>2</sup>	104
	$\Gamma_{2p}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	5.3.10-4	3.3.10-4	$7.1 \cdot 10^{-4}$
	£2p	$2 \cdot 10^{-2}$	0.34	33	6.2·10 <sup>2</sup>	9.6.103
	alle	1.1.1020	2.1019	1.8.1021	4.1.1022	4.6.1023
	a <sub>0p</sub>	2.1026	9.5.1022	5.5.1024	$1.1 \cdot 10^{26}$	2.8.1027
	ale	.4.1012	9.8.107	5.8.105	1.4.104	$2 \cdot 10^{3}$
	a <sub>1p</sub>	4.1017	1012	5.5.108	7.168	5.107
	aze	4.1012	1.7.108	9.4.106	2.4.105	2.4.104
	α2ρ	4.1018	1.1.1012	2.7.109	1.1.108	9.5.107
симметричный ротатор	En	1.2.10-7	2.3.10-4	2.10-2	0.58	5.58
	$\Delta \varepsilon^{(2)}_{(2)}$	6.6.10-10	$1.2 \cdot 10^{-6}$	2.6.10-4	$1.3 \cdot 10^{-3}$	7.2.10-4
	Eo	3.3.10-4	0.72	45	1.3.103	1.6.104
	$\Delta \varepsilon_{2}^{(2)}$	1.1.10-6	6.10-3	2.1	1.88	1.36
	- 3ρ Γα	$1.1 \cdot 10^{-3}$	4.1.10-4	4.5.10-4	5.4.10-4	5.9.10-4
	5e	9.10-6	1.4.10-4	$1.4 \cdot 10^{-2}$	0.28	4.1
	Ге-	6.5.10-4	2.4.10-4	7.4.10-4	3.2.10-4	7.10-4
	50	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.28	28.5	5.6.102	8.7.103
	3.0	2.109	1.2.1010	2.6.108	3.5.106	104
	3e ao	3.1013	6.1013	2.1.1012	5.10*	2.107
1	3p		and the second second	and the second second		
В табл. 1 под каждым значением параметров глубин модуляции:  $\Gamma_{l; e, p}$  приведены соответствующие значения начальных энергий электронов и протонов, при которых выполняются условия  $\Gamma_{3; e, p} \sim \Gamma_{2; e, p} \sim \Gamma_{1; e, p} \ll \Gamma_{0; e, p} \ll 1$ .

Резюмируя, можно утверждать, что полученные в настоящей работе эффекты, в приципе, могут быть применены для объяснения интенсивного радиоизлучения пульсаров. Как известно, предложенные до сих пор механизмы не в состоянии объяснить последнее, поскольку ими не обеспечиваются столь большие интенсивности. Единственной возможностью объяснения радиоизлучения пульсаров является привлечение когерентных механизмов излучения. Так как модулированный пучок заряженных частиц излучает когерентно, то найденный в настоящей работе эффект квантовой модуляции плотности потока частиц может иметь прямое отношение к объяснению излучения пульсаров.

Выражаю благодарность Г. К. Аветисяну за постановку задачи и постоянный интерес к работе, А. А. Дживаняну за помощь, оказанную при выполнении работы. Благодарен также профессору Г. С. Саакяну и участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждение результатов.

Ереванский государственный университет

## THE INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH THE FIELD OF ROTATING MAGNETIC DIPOLE IN THE PRESENCE OF ELECTROMAGNETIC RADIATION

#### A. K. AVETISSIAN

The interaction of charged particles with the field of rotating magnetic dipole and electromagnetic wave has been examined. The possibility of particle acceleration by the mentioned fields on the basis of relativistic equations of motion has been investigated. The classical effect of bunching as well as the quantum effect of modulation of the beam of charged particles at the frequencies of rotating magnetic dipole and electromagnetic wave are obtained. The calculation analysis of the obtained results is made, showing the possibility of applying these effects to pulsars.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. М. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Сеяракян, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 11, 109, 1975.
- 2. А. К. Аветисян, Препринт ЕГУ, 78-01; Астрофизика, 15, 135, 1979.
- 3. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Астрофизика, 13. 323, 1977.
- 4. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Астрофизика, 12, 339, 1976.
- 5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
- 6. A. J. Deutsch, Ann. Astrophys., 18, 1. 1955.
- 7. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений Госиздат, М., 1963.
- 8. Ф. Дайсон, Д. Тер Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Мир. М., 1973.

## академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

ВЫПУСК 2

УДК 523+539.1

## МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

## Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН Поступила 6 июля 1979

Изучена зависимость энергии связи ядер от массового числа A в предположении, что в сплошном ядерном веществе существует "-конденсат. Показано, что нестабильными являются только ядра с  $A_0 < A \leq 10^6$ , тогда как при  $A \geq 10^6$  они метастабильны (см. формулу (16) и рис. 2),  $A_0$  — массовое число наиустойчивого ядра в плазме. Спонтанный развал таких ядер практически исключен. Они могут распасться лишь в ядерных столкновениях или же когда температура плазмы достигает значения 6.108.

1. Введение. В теории сверхплотных небесных тел можно выделить три этапа развития. На первом из них руководящей была идея об эффекте нейтронизации вещества. Это явление и его астрофизические аспекты в основном исследовались в работах [1-5]. В результате возникло представление о нейтронных звездах-конфигурациях, почти целиком состоящих из вырожденного газа нейтронов, при центральных плотностях порядка ядерной [6-9]. На втором этапе работ было установлено, что при плотностях порядка и выше ядерной мы имеем дело с вырожденной плазмой из газа элементарных частиц (преимущественно из различных барионов в количествах приблизительно одного порядка величины [10-13]. Проводились также важные уточнения в наших представлениях о характеристиках плазмы при плотностях порядка и ниже ядерной [14-20]. Наконец, на третьем этапе теория вырожденного вещества уточнялась с учетом роли --мезонов. Возможность наличия --мезонов в виде конденсата в ядерном веществе была установлена в работах [21-26]. Более полный список ссылок на первые два цикла работ можно найти в монографии [20], а на работы, учитывающие роль *п*-мезонов в термодинамике вырожденной плазмы, — в [26] и в обзоре [27]. 8-295

Почти во всех вышеупомянутых работах исследовалась вырожденная плазма, находящаяся в состоянии термодинамического равновесия, соответствующего абсолютному минимуму энергии системы. Однако во многих актуальных задачах астрофизики представляют интерес также состояния относительного термодинамического равновесия, т. е. метастабильные состояния. В газе из элементарных частиц времена жизни таких возможных состояний ничтожно малы, и поэтому вряд ли они могут представить интерес для космогонии, за исключением, быть может, случаев, когда имеют место быстропротекающие процессы взрывного характера. По-видимому, иначе дело обстоит при плотностях ниже ядерной, где мы имеем дело с плазмой из атомных ядер и вырожденного электронного газа (*Ae*-плазма). Здесь, как нам кажется, возможно существование метастабильных состояний, имеющих космогоническое значение.

Основное состояние Ас-плазмы с учетом эффекта нейтронизации в разные годы исследовалось во многих работах [14-20]. Было установлено, что с повышением плотности, начиная с ее значения, когда граничная энергия электронов с, > 1 МэВ, атомные ядра обогащаются нейтронами, за счет β-превращений протонов: p + e<sup>-</sup> → n + v<sub>e</sub>. Изменяется также массовое число нанустойчивого ядра, соответствующее минимуму энергин системы. С повышением плотности оно растет. В шкале плотностей Ае-фаза кончается в точке  $\rho = 2.7 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>, где  $\varepsilon_e = 23$  МэВ, A = 122, Z/A = 0.32 (А-массовое число, Z-порядковый номер ядра). Далее начинается электронно-нейтронно-ядерная фаза (Аеп-фаза), в которой наряду с атомными ядрами и электронами имеется свободный вырожденный нейтронный газ [15-17, 19, 20]. В конце этой фазы массовое число нанустойчивого ядра достигает значения А ≈ 700. Затем следует фаза сплошной ядерной материи (пре-фаза), в которой нейтроны обладают значительным численным превосходством над протонами (электронами). При чуть больших плотностях, когда в плазме присутствуют и другие барионы, нейтроны теряют свое численное превосходство.

Однако, как было показано в [28, 29], в термодинамике вырожденной плазмы важная роль принадлежит пионам. Решающим здесь является знание параметров пионного конденсата. С самого начала в этом вопросе сложилась общесогласованная картина, однако в количественных характеристиках до сих пор сохраняются некоторые расхождения. В [21— 26] параметры пионного конденсата определялись чисто теоретическим путем, исходя из определенных моделей, разумно учитывающих ядерное взаимодействие между частицами. Основной результат таков, что конденсат начинает образовываться при плотностях чуть выше ядерной, в состоянии с орбитальным моментом пионов l = 1. Некоторая объективная неопределенность, существующая в вопросе о значении пороговой плотности, обусловлена специфической ситуацией, характерной для теории ядер-

**3**0ō

ного вещества (недостаточно точное знание ядерных сил и трудности в вопросе корректного учета ядерных взаимодействий между частицами в плазме).

В [30, 31] допускалось, что в плазме отрицательный пионный конденсат образуется при ядерной плотности. Параметры конденсата определялись полуэмширическим способом, из анализа экспериментальных значений энергий связи атомных ядер. Теоретической основой служила формула Вайцзеккера. Было показано, что в ядрах с массовыми числами  $A \ge 220$  должны быть несколько отрицательных пионов. При данном  $A_*$ с уменьшением порядкового номера Z число пионов растет от нуля до порядка 5 в изобарах с наименьшими Z. На основе этих представлений в работе [29] проводилось исследование вырожденной плазмы в состоянии устойчивого термодинамического равновесия. Основные результаты таковы. Начиная с плотности  $p \approx 3.4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, явление нейтронизации заменяется пионизацией: с повышением плотности относительное число отонцательных пионов в ядрах растет, а относительные концентрации нейтронов и протонов замораживаются на значениях 0.6 и 0.4 соответственно. При плотности 6.1011 г/см3 (давление 6.6.1029 эрг/см3) совершается фазовый переход в состояние сплошной ядерной материи с  $\rho = \rho = 2.84 imes$ × 10<sup>14</sup> г/см<sup>3</sup>. Здесь плотности чисел нейтронов, протонов, пионов и электронов соответственно равны 0.591 no, 0.409 no, 0.406 no и 0.0035 nu где n<sub>0</sub> — плотность ядерного вещества, а химические потенциалы частиц, измеренные в МэВ, равны  $\mu_n - m_n c^2 = -0.58; \ \mu_n - m_p c^2 =$  $= -50.58; \mu = \mu = 51.29$ . Состояние плазмы сходно с состоянием несжимаемой жидкости до давлений порядка 5 10<sup>33</sup> эрг/см<sup>3</sup>.

В обычных условиях из всех атомных ядер наиустойчивым является ядро с  $A \approx 60$ . Между тем в природе существуют и много других устойчивых ядер. С точки зрения термодинамики они соответствуют метастабильным состояниям вещества со временем жизни, практически равным бесконечности. Спрашивается, могут ли в недрах звезд и особенно в белых карликах и в оболочках нейтронных звезд существовать также ядра с параметрами, отличными от наиустойчивых ядер, которые в [15—20] исследовались на основе представления об эффекте нейтронизации, а в [27—29] с учетом эффекта пионизации? Настоящая статья посвящена выяснению именно этого вопроса.

2. О ядрах с произвольными массовыми числами. Исследуем возможность существования ядер с произвольными массовыми числами в плазме. Следуя работам [29—31], в основу нашего рассмотрения положим модель несжимаемого ядерного вещества и соответственно будем пользоваться формулой Вайцзеккера. Для термодинамического рассмотрения (особенно при больших массовых числах) такой подход имеет некоторое преимущество перед теми, в которых энергия системы вычисляется громоздкими теоретическими методами.

Плазма, очевидно, должна быть электронейтральной. Из этого условия следует, что каждое ядро можно представить окруженным соответствующим числом электронов, компенсирующих его заряд. Такой элементарный объем плазмы ниже будем называть ячейкой. Энергия, приходящая на одну ячейку, равна

$$W = W_N + W_e + W_e = \iint_{V_A} \{m_n c^2 n_n + m_p c^2 n_p - c_0 n_0 + V_A \}$$

$$+ c_{3} \frac{[n_{n} - (n_{p} - n_{\pi})]^{2}}{n_{0}} + c_{4} \frac{[n_{n} - (n_{p} - n_{\pi})]^{4}}{n_{0}^{3}} + c_{3} \frac{n_{\pi}^{2}}{n_{0}} + c_{\pi} n_{\pi} \Big\} dV + (1)$$
$$+ c_{1} A^{2/3} + \frac{e}{2} \int_{V} (n_{p} - n_{\pi} - n_{e}) \varphi dV + W_{e},$$

где  $n_n$ ,  $n_p$ ,  $n_s$ ,  $n_e$  — плотности чисел нейтронов, протонов,  $\pi^-$ -мезонов и электронов,  $c_k$ -коэффициенты формулы Вайцзеккера, значения которых в МэВ равны

$$c_0 = 15.75; c_1 = 17.8; c_3 = 23.7;$$
  
 $c_4 = -3.5; c_3 = 17.65; c_4 = 11.96;$  (2)

 $n_0 = n_n + n_p = 1.7 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup> — плотность ядерного вещества, A — массовое число ядра, а  $V_A$  — его объем,  $\varphi(r)$  — потенциал электростатического поля зарядов, V — объем ячейки.  $W_e$  — кинетическая энергия электронного облака. Предпоследнее слагаемое  $W_e$  в (1) есть полная кулоновская энертия ячейки, смысл остальных членов очевиден. Плотности частиц являются функциями расстояния от центра ядра, разумеется, при неизменной плотности нуклонов. Начиная с некоторого значения A, электроны будут проникать и внутрь ядра. При написании выражения для  $W_N$  мы исходили из уточненной формулы Вайцзеккера, приведенной в [30, 31]. В (1) не учтены оболочечные эффекты и парный член, вклад которых для больших массовых чисел не существенен.

Потенциал электростатического поля определяется уравнением Пуассона

$$\Delta \varphi = -4\pi e \left( n_{e} - n_{s} - n_{s} \right). \tag{3}$$

Вне ядра  $n_{\mu} = n_{\pi} = 0.$ 

#### МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ

Вдоль раднуса ячейки химический потенциал электронов, очевидно, должен иметь постоянное значение. В вырожденной плазме

$$\mu_{e} = \varepsilon_{e}(r) - e\varphi(r) = \varepsilon_{e}(R), \qquad (4)$$

где  $\varepsilon_e(r)$  — граничная энергия электронов, а R — радиус ячейки. Когда  $\varepsilon_e(R) = m_e c^2$ , мы имеем дело с изолированным атомом. В этом случае  $\varepsilon_e(R) = \varepsilon_e(\infty) = m_e c^2$  и  $R = \infty$  (известный недостаток метода Томаса-Ферми). Для невырожденной плазмы

$$\mu_{e} = m_{e}c^{2} - k\,\overline{r}\ln\bigg[\frac{2}{n_{e}}\bigg(\frac{m_{e}k\,T}{2\pi\hbar^{2}}\bigg)^{3/2}\bigg].$$

где T — ее температура, а k — постоянная Больцмана. Эдесь радиус ячейки, очевидно, не совпадает с радиусом иона. В любом случае решение уравнения Пуассона должно удовлетворять граничному условию

$$\varphi(R) = \varphi'(R) = 0. \tag{5}$$

Нам предстоит определить потенциал  $\varphi(r)$  и плотности частиц  $n_n$ ,  $a_p$ ,  $n_z$ ,  $n_e$  в зависимости от расстояния до центра ядра. Для этого в нашем распоряжении имеются два уравнения (3), (4) и условие несжимаемости ядерного вещества

$$n_n + n_p = n_0. \tag{6}$$

Остальные два уравнения получаются из условия минимума полной энергии (1) при дополнительных условиях сохранения электрического и барионного зарядов:

$$2c_{x} + 4c_{3}'y_{x} = (m_{n} - m_{p})c^{2} + \varepsilon_{e},$$

$$m_{n} - m_{p})c^{2} + 4c_{3}(y_{n} - y_{p} + y_{z}) + 8c_{4}(y_{n} - y_{p} + y_{z})^{3} = \varepsilon_{e},$$
(7)

где  $y_k = n_k/n_0$ . Разумеется, эти уравнения эквивалентны известным соотношениям между химическими потенциалами частиц

()

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad \mu_n = \mu_e.$$

Заметим, что формально соотношения (7) можно получить из первых двух формул (8) работы [29], производя замену  $a(yn)^{1/3} \rightarrow \mu_e$  и  $2c_2yA^{2/3} \rightarrow e\varphi$ .

Преобразуем уравнения (3), (4) и (7) к виду, удобному для численных расчетов. С этой целью введем новые переменные

$$\frac{r}{r_1} = \lambda, \quad \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_1} = \eta, \quad \frac{n_p - n_z}{n_0} = y_p - y_z = y_r \tag{8}$$

где  $r_1 = \hbar c \left[ 3\pi \hbar c / 4e^2 \right]^{1/2} / \varepsilon_1 = 6.91 \ 10^{-12}$  см, а  $\varepsilon_1 = (3\pi^2 y_*^0 n_0)^{1/3} \hbar c \approx 51.3$  МэВ траничная энергия электронов в сплошном электронейтральном ядерном веществе [29]. В этих единицах радиусы ядра и ячейки равны

$$\lambda_A = \frac{r_0}{r_1} A^{1/3} = 0.0162 \cdot A^{1/3}, \quad \lambda_R = \frac{R}{r_1}.$$
 (9)

Уравнения (3), (4) и (7) теперь запишутся в виде

$$\frac{1}{\lambda^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \lambda^2 \frac{d\eta}{d\lambda} \right) = \left[ \eta^2 - \left( \frac{m_e c^2}{\varepsilon_1} \right)^2 \right]^{3/2} - 3\pi^2 \left( \frac{\hbar c}{\varepsilon_1} \right)^3 n_0 y,$$

 $(m_n - m_p) c^2 + 4c_3 (1 - 2y - y_\pi) + 8c_4 (1 - 2y - y_\pi)^3 - \varepsilon_1 \eta = 0,$  (10)

$$y_{\pi} = \frac{\varepsilon_1}{4c_3} \left[ \eta - \frac{2c_{\pi} - (m_n - m_p)c^2}{\varepsilon_1} \right]$$

при 0 < λ < λ и

$$\frac{1}{\lambda^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \lambda^2 \frac{d\eta}{d\lambda} \right) = \left[ \eta^2 - \left( \frac{m_e c^2}{\varepsilon_1} \right)^2 \right]^{3/2}$$
(11)

при  $\lambda_A \leq \lambda \leq \lambda_R$ .

На поверхности ядра, очевидно, необходимо потребовать непрерывность величин  $\eta$  и  $d\eta/dh$ . Легко заметить, что условие влектронейтральности (5) плазмы теперь можно записать в виде

$$\eta(\lambda_R) = \frac{\mu}{\varepsilon_1}, \quad \frac{d\eta}{d\lambda} \bigg|_R = 0.$$
 (12)

Для решения системы уравнений (10) и (11) нам остается задать химический потенциал электронов среды и массовое число ядра А. При фиксированном значении µ, мы будем иметь однопараметрическое семейство решений, определяемое значением А.

3. Энергия связи ядер. Уравнения (10) и (11) в зависимости от массового числа A были решены численно для трех значений  $\mu_e \approx m_e c^2$ 12 МъВ и 20 МъВ. Этого оказалось достаточно, чтобы составить полное представление о характере решений.

Начнем с рассмотрения электрического поля и распределения электронов в ячейке. Здесь не представляется возможным привести все результаты проведенных нами численных расчетов. Мы ограничимся голько данными для двух типичных значений химического потенциала электронов  $\mu_e \approx m_e c^2$ , 20 МэВ, и в каждом из них лишь двумя значениями массового числа (см. рис. 1). Независимо от величины  $\mu_e$  при  $A \gg 10^6$  параметры ячейки испытывают существенные изменения только вблизи по-

верхности ядра на расстояниях порядка  $r_1 \sim 5l$ , где  $l \approx 1.5 \cdot 10^{-12}$  см — среднее расстояние между электронами в сплошном ядерном веществе ( $\varepsilon_e = \varepsilon_1 = 51.3$  МэВ). В глубине ядра уже на расстояниях порядка  $r_1$  от его поверхности состояние плазмы весьма близко к состоянию сплошной ядерной материи. Здесь напряженность электрического поля E = 0. У поверхности она скачкообразно растет до величины порядка  $10^{16}$  CGSE, а вне ядра быстро спадает до нуля. Таким образом, это поле сходно с электрическим полем двойного слоя зарядов, и поэтому кулоновская энергия ячейки приблизительно равна  $W_e \approx (\overline{E}^2/8\pi) 4\pi R_A^2 \cdot 2r_1 \sim A^{23}$ , коэффициент пропорциональности — величина, слабо зависящая от  $\mu_e$ . Из численных расчетов была найдена аппроксимация



$$W_e \approx 3.7 \left(1 - 0.32 \frac{\mu_e}{\varepsilon_1}\right) A^{2/3} \text{ M}_{\Im}\text{B}, \ A \gg 10^6.$$
<sup>(13)</sup>

Рис. 1. Зависимость граничной энергии электронов и напряженности электростатического поля от расстояния до центра ячейки (нейтральное образование из ядра, окруженное электронным облаком) для ядер с A = 540; 1.5 · 10<sup>6</sup> при  $\mu_e \approx m_e c^2$  и для  $A = 1.4 · 10^3$ ; 1.5 · 10<sup>6</sup> при  $\mu_e = 20$  МэВ. Пунктирными линиями указаны границы ячеек. В случае  $m_e c^2$  они уходят на бесконечность (известный недостаток метода Томаса-Ферми).  $r_1 = 6.91 · 10^{-12}$  см.

Для составления более полного представления о распределении зарядов в табл. 1 приведены зависимости граничной энергии электронов и накопленного заряда

311

$$Q(r) = 4\pi e \int_{0}^{r} (n_{p} - n_{\pi} - \pi_{e}) r^{2} dr$$

от расстояния r для  $A = 10^{13}$  в плазме с  $\psi_{c} \approx m_{c}c^{2}$ .

Таблица 1

ГРАНИЧНАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И НАКОПЛЕННЫЙ ЗАРЯД ДЛЯ  $A \approx 10^{13}$  В ПЛАЗМЕ С  $\mu_e \approx m_e c^2$ 

				and the owner of the owner owner.		
r/r <sub>1</sub>	348.00	348.32	348.60	348.78	348.87	348.90
s <sub>e</sub> (MøB)	51.29	51.29	51.27	51.03	50.41	49.88
Q/eA	0	2.300.10 <sup>-9</sup>	1.536-10 <sup>-7</sup>	2.200.10 <sup>-6</sup>	7.603-10 <sup>6</sup>	1.218.10 <sup>-5</sup>
r/r <sub>1</sub>	348.92	348.93	349.23	350.13	350.53	351.73
e <sub>e</sub> (MøB)	49.50	49.03	40.74	27.03	23.51	16.90
Q/eA	1.541.10 <sup>-5</sup>	1.945 · 10 <sup>-5</sup>	1.346 • 10 <sup>5</sup>	5.960-10 <sup>-6</sup>	4.521-10 <sup>-6</sup>	2.356.10 <sup>-6</sup>
r;r <sub>1</sub>	353.13	354.73	356.33	361.13	368.33	<b>3</b> 76.33
ε <sub>e</sub> (MəB)	12.72	9.911	8.118	5.261	3.446	2.500 ;
Q/eA	1.347-10 <sup>-6</sup>	8.270·10 <sup>-7</sup>	5.604.10 <sup>-7</sup>	2.417.10 <sup>-7</sup>	1.072-10 <sup>-7</sup>	5.785.10 <sup>-8</sup>
r/r <sub>1</sub> (MøB) Q/eA	394.33 1.570 2.325.10 <sup>-8</sup>	414.33 1.144 1.193.10 <sup>-8</sup>	532.33 0.608 1.589.10 <sup>-9</sup>	1008.3 0.514 0		

Примечание. На поверхности ядра г  $r_1 = 348.93$ , где г — расстояние от центра ядра, а  $r_1 = 6.91 \cdot 10^{-12}$  см. Q — накоиленный загад. Разумеется, Q (348)  $\approx Q$  (1008)  $\approx 0$ .

Наибольший интерес представляет зависимость величины  $b = m_n c^2 - W/A$  от A. По сути дела, b является энергией связи ячейки, рассчитанной на нуклон. Строго говоря, под энергией связи в расчете на нуклон следует понимать величину  $(m_n c^2 N_n + m_p c^2 N_p + m_c c^2 N_c + (m_p - W)/A)$ , которая больше b. График зависимости b(A) для трех значений  $\mu_e \approx m_e c^2$ , 12 МэВ и 20 МэВ приведен на рис. 2. Кроме A энергия связи зависит также от плотности массы  $\rho$  или, можно сказать, от химического потенциала электронов:  $b = b(A, \mu)$ . Для заданного  $\mu_e$  эта величина при определенном значении  $A = A_0$  имеет максимум. В обычных условиях, а именно, когда  $\mu \approx m_e c^2$ , мы знаем, что  $A_0 \approx 60$  (ядра вблизи железного пика). С возрастанием  $\mu_e A_0$ —монотойно растет, достигая значения, приблизительно равного 370 в

312

конце Ae-фазы, где  $\mu_e \approx 25$  МэВ, а  $\rho = 6 \cdot 10^{41}$  г/см<sup>3</sup> [29]. Заметим, что в плазме устойчивыми будут также ядра с массовыми числами, не сильно отличающимися от массового числа наиболее стабильного ядра



Рис. 2. Зависимость  $b = m_n c^2 - W/A$ , где W - энергия ячейки, от массового $числа для <math>\mu_e \approx m_e c^2$ , 12 и 20 МвВ. График химического потенциала нейтронов  $\mu_n$ для тех же значений  $\mu_e$  в зависимости от A представлен в верхном правом углу.

с  $A = A_0$ , подобно тому, как это имеет место при  $\mu \approx m.c^2$ . С увеличением A, независимо от значения  $\mu_e$ , энергия связи убывает, достигая минимума, равного 0.57 МэВ при  $A \sim 10^6$ . За этой точкой кривые  $b(A, \mu_{e})$  для разных практически сливаются, причем b(A), медленно возрастая, стремится к предельному значению  $b_{0} = 0.62$  МэВ для сплошной ядерной материи. На основании проведенных численных расчетов можно записать достаточно точное аналитическое выражение для энергии связи, позволяющее наглядно представить стремление  $b(A, \cdot)$  к этому предельному значению. С этой целью мы воспользовались вышеотмеченным свойством, согласно которому при  $A \gg 10^{6}$  величины  $n_{k}(r)$  и (r) претерпевают заметные изменения только в весьма тонком, по сравнению с радиусом ядра, поверхностном слое толщиною порядка  $R - R \sim r_{1}$  в соответствии с чем энергия ячейки (1) была разложена в ряд по малому параметру  $(R - R_{A})/R_{A}$ . Нулевой член такого разложения дает, очевидно, энергию сплошного ядерного вещества:

$$W_{0} = [y_{n}^{0} m_{n}c^{2} + y_{p}^{0} m_{p}c^{2} - c_{0} + c_{3} (y_{n}^{0} - y_{p}^{0} + y_{s}^{0})^{2} + c_{4} (y_{n}^{0} - y_{p}^{0} + y_{s}^{0}) + c_{3} y_{s}^{0^{2}} + c_{s} y_{s}^{0} + 0.75 y_{s}^{0_{3}}] A = (m_{n}c^{2} - b_{0}) A, \qquad (14)$$

где в согласии с [29]

 $y_{\mu}^{0} = 0.591; \quad y_{\mu}^{0} = 0.409; \quad y_{\pi}^{0} = 0.406; \quad y_{\pi}^{0} = 0.0035; \quad b_{0} = 0.62 \text{ M}_{9}\text{B}.$ 

Следующий член разложения дает поправку  $W_1 = \varepsilon_s A^{2/3}$ , обусловленную поверхностным слоем,

$$\varepsilon_{*} = c_{1} + \frac{r_{0}^{2}\varepsilon_{1}^{2}}{2r_{1}e^{2}} \int_{0}^{\Lambda_{R}} \left(\frac{d\eta}{d\lambda}\right)^{2} d\lambda + 4\pi r_{1}r_{0}^{2}n_{0} \int_{0}^{\Lambda_{A}} \left[f(\lambda) - f(0)\right] d\lambda + \frac{r_{0}^{2}r_{1}}{2\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}^{2}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}^{2}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}^{2}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\varepsilon_{1}}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{m_{e}c}{h}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} \int_{0}^{\Lambda_{A}} (1 - \eta^{4}) d\lambda + \frac{r_{0}r_{1}}{4\pi} \left(\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[-2\left(\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right)^{4} m_{e}c^{2} \left[\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right]^{4} m_{e}c^{2} m_{e}c^{2} m_{e}c^{2} \left[\frac{\omega}{m_{e}c^{2}}\right]^{4} m_{e}c^{2} m_{e}c^$$

$$+ \int_{A}^{K} [x (1 + 2x^{2}) \sqrt{1 + x^{2}} - \ln (x + \sqrt{1 + x^{2}})] dh \bigg\},$$

где

$$f = -(m_n - m_p) c^2 y_p + c_3 (y_n - y_p + y_n)^2 + c_4 (y_n - y_p + y_n)^4 + c_3 y_n^2 + c_4 y_n$$

а  $x = \sqrt{(\epsilon_1 \eta / m_e c^2)^2 - 1}$  - граничный импульс электронов в единицах  $m_e c$ . Здесь второе слагаемое — коэффициент пропорциональности при

#### МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ

 $\mathcal{A}^{2/3}$  в формуле (13) для кулоновской энергии ячейки, которая была записана в виде  $W_c = (1/8\pi) \int\limits_V (d\varphi/dr)^2 dV$ . Учитывая, что во всем

объеме ядра, за исключением упомянутого тонкого понерхностного слоя, с большой точностью  $d\varphi/dr = 0$ , f(i) = f(0) и  $\gamma = 1$ , можно утверждать, что в выражении (15) сколько-нибудь заметный вклад получается только за счет поверхностного слоя. В рассматриваемом приближении в уравнениях (10) и (11), разумеется, следует опустить слагаемое (2/i) d d т. е. сферическая задача сводится к плоской, а  $\varepsilon_s$  зависит только от  $\mu_s$ . Однако, как мы убедились, эта зависимость весьма слабая. В линейном приближении была найдена аппроксимация  $\varepsilon_s = 10.5 (1 + 0.07 \mu/s)$  МэВ, в которой коэффициенты были определены путем подгонки с результатами численных расчетов методом наименьших квадратов. Отметим, что аппроксимация (13) также была определена аналогичным образом. Таким образом, при  $A \gg 10^8$ энергия ячейки  $W \approx (m_n c^2 - b_0) A + \varepsilon_s A^{2/1}$  и, следовательно,

$$b(A, \mu_e) \approx 0.62 - \frac{10.5(1+0.07\,\mu_e/\epsilon_1)}{A^{1.3}}$$
 MaB,  $A \gg 10^{6}$ . (16)

Для ядер с  $A \sim A_0$ , в объеме которых электронов практически нет, величина b была вычислена по формуле

$$W = m_{n}c^{2}N_{n} + m_{p}c^{2}N_{p} - c_{0}A + c_{1}A^{2/3} + c_{2}\frac{(N_{p} - N_{z})^{2}}{A^{1/3}} + c_{3}\frac{(N_{n} - N_{p} + N_{z})^{2}}{A} + c_{4}\frac{(N_{n} - N_{p} + N_{z})^{4}}{A^{3}} + c_{3}\frac{N_{z}^{2}}{A} + c_{*}N_{z} + W_{z}.$$
(17)

Напомним, что здесь  $W_{-}$  — кинетическая энергия электронного газа ячейки, а сумма предыдущих слагаемых дает энергию ядра согласно формуле Вайцзеккера (см. [30, 31]). с<sub>а</sub> = 0.71 МэВ, а значения остальных коэффициентов приведены в (2). Теперь в согласии с соотношениями  $\mu_{n} = \mu_{p} + \mu_{e}$ и  $\mu_{r} = \mu_{e}$  концентрации частиц определяются уравнениями

$$4c_{3}(1-2y-y_{z})+8c_{4}(1-2y-y_{z})^{3}+(m_{n}-m_{p})c^{2}-2c_{2}yA^{2/3}=\mu_{e},$$
(18)
$$y_{z}=\frac{1}{4c_{3}}\left[\mu_{e}+2c_{2}yA^{2/3}-2c_{z}+(m_{n}-m_{p})c^{2}\right]$$

и условием электронейтральности ячейки  $N_{\rho} - N_{\pi} = N_{e}$ . В случае малых A, когда в ядрах  $\pi^{-}$ -мезоны отсутствуют, в приведенных выражениях следует подставить  $N_{\pi} = 0$  и опустить второе из уравнений

(18). Для изолированных ядер с  $\Lambda < 260$  мы воспользовались экспериментальными данными.

Как можно заключить из вида кривых на рис. 2, ядра с массовыми числами  $A_0 \leq A \leq 10^6$  заведомо неустойчивы. Ядра же с  $A \gtrsim 10^6$  являются метастабильными. Они устойчивы относительно процессов деления на произвольное число осколков с  $A \gtrsim 10^6$ , но нестабильны по отно шению к распаду на ядра с массовыми числами  $A \leq 10^6$ . Напомним, что по отношению к 3-процессам рассматриваемые ядра находятся в состоянии равновесия.

В верхнем правом углу рис. 2 приведена зависимость химического потенциала нейтронов  $\mu_n$  от массового числа A для тех же значений  $\mu_e$ Поскольку у нас не было явной зависимости W от  $N_k$ , химический потенциал  $\mu_n$  был вычислен по формуле  $\mu_n = (dW + FdV)/dA$ , которая получается из  $dW = \sum \mu_k dN_k - PdV$  с учетом  $\mu_n = \mu_p + \mu_e$ ,  $\mu_s = \mu_e$ ,  $N_n = N_s + N_e$  и  $A = N_n + N_p$ . Для сверхмассивных ядер  $V \approx V_A = A/n_0$ , и поэтому в Ae-плазме  $PdV/dA \approx P/n_0 \leq 0.002$  МэВ ( $P \leq 6.6 \cdot 10^{29}$  эрг/см<sup>3</sup>), что является малой поправкой к основному члену.

Теперь рассмотрим ядра с чрезвычайно большими массовыми числами, когда в игру вступают силы гравитации. Это имеет место при  $A \gtrsim 10^{52}$ и  $R \gtrsim 100$  м. Параметры несжимаемого гравитирующего ядерного вещества определяются следующими выражениями [20]:

$$R = R_0 \left[ 1 - \left( \frac{P_0 + \rho_0 c^2}{3P_0 + \rho_0 c^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad M = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R^3,$$

$$A = 2\pi R_0^3 n_0 \left( \arcsin \frac{R}{R_0} - \frac{R}{R_0} \right) \sqrt{1 - \frac{R^2}{R_0^2}},$$
(19)

где  $R_0 = (3c^2/8\pi G\rho_0)^{1/2} = 23.8$  км,  $P_0$  — давление в центре, а R — координатный радиус. Эти формулы справедливы, когда  $P_0 \leq 5 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup>. При больших давлениях возникает необходимость учета сжимаемости и изменения в химическом составе плазмы [29]. Из (19), путем разложения по параметру  $P_0/\rho_0 c^2 \ll 1$ , для энергии связи нуклона находим

$$b = \left(m_n - \frac{M}{A}\right)c^2 \approx b_0 + \frac{1}{5}\left(\bar{3}6 \pi n_0\right)^{1/3} G m_n^2 A^{2/3}, \qquad (20)$$

где второе слагаемое представляет собой гравитационный дефект массы в расчете на нуклон. Для предельного значения давления  $P_0 \approx \mathfrak{s} \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup> получается  $A pprox 2 \cdot 10^{56}, M pprox 0.18 M_{\odot}$  и  $R \approx 6.7$  км.

4. Времена жизни сверхмассивных ядер. Из рис. 2 видно, что ядра с массовыми числами  $A_0 < A \leq 10^6$  неустойчивы. Ядра же с  $A \gtrsim 10^6$ , оче-

316

видно, являются метастабильными. Обсудим теперь вопрос об их устойчивости и времени жизни по отношению к различным возможным каналам распадов. Из кривых для  $\mu_n$  рис. 2 можно заключить, что в ядрах с произвольными массовыми числами нейтроны находятся в связанном состоянии ( $\mu_n - m_n c^2 \leq -0.6 \text{ МэВ}$ ). В плазме при  $\mu_n > 0.7 \text{ МэВ}$  протоны также находятся в потенциальной яме с бесконечно толстыми стенками, поскольку в этом случае  $\mu_p - m_p c^2 = 0.7 \text{ МэВ} - \mu_n < 0.3$ Здесь  $\mu_p = \mu_p^0 + e\varphi$ , где  $\mu_p^0 - m_p c^2 = -50.6 \text{ МэВ} - химический потен$ циал протонов в бесконечном ядерном веществе. Возможность испу $скания протонов возникает лишь при <math>\mu_n < 0.7 \text{ МэВ}$  (см. рис. 3). Спонтанное деление на два и более осколков с  $A \ge 10^6$  запрещено законом сохранения энергии. Мыслимыми каналами распадов сверхмассивных ядер являются: испускание легкого ядра с  $A \le 10^6$ , либо одновременно дробление на такие ядра.



Рис. З Полная потенциальная энергия протона в зависимости от расстояния до центра ячейки для  $A \gtrsim 10^6$  и двух значений . Вдоль оси абсцисс масштаб не выдержан.

Реакция испускания легких частиц экзотермическая и сопровождается выделением энергии

$$Q = W - W_1 - W_2 \approx \left(b_2 - b - \frac{\partial b}{\partial \ln A}\right) A_2.$$
<sup>(21)</sup>

Здесь  $W, W_1, W_2$ — энергии материнского, дочернего и легкого ядер. Время распада определяется кулоновским потенциальным барьером, высота которого заметно больше Q. Вылетающая из ядра частица с зарядом  $eZ_2$  и массовым числом  $A_2$  движется в поле с потенциальной энергией

$$V(r) = (Z_2 - A_2 n_{\epsilon'} n_0) e\varphi(r), \quad r > R_1 + R_2, \tag{22}$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы дочернего и испущенного ядер, а r — расстояние между их центрами. Поскольку  $A_2 \ll A$ , поле  $\mathfrak{P}(r)$  практически то же самое, что и для ячейки исходного ядра. С приближением осколка к дочернему ядру потенциальная энергия V(r) на расстояниях порядка  $r_1 \approx 10^{-11}$  см возрастает до значения  $(Z_2 - A_2 n_e/n_0) e \mathfrak{P}(R_A) \approx e Z_2 \mathfrak{P}(R_A)$  при соприкосновении ядер, а затем быстро спадает до значения, практически равного нулю, когда они сливаются. Время процесса распада порядка

$$= \approx r_0 A^{1/3} \left(\frac{2M_2}{Q}\right)^{1/2} \exp\left\{\frac{2}{\hbar} \int_{r} \sqrt{2M_2[V(r)-Q]} dr\right\}, \qquad (23)$$

где  $r' \approx r_0 A^{1/3}$  и r'' — корни уравнения V(r) = Q. Время полураспада существенно зависит от A,  $A_2$  и химического потенциала электронов  $\mu$ . Однако численные расчеты показали, что в любом случае при  $A \gtrsim 10^6$  времена для таких распадов оказываются на много порядков больше космогонического времени.

Обсудим теперь процесс одноактного полного развала сверхмассивных ядер на ядра с массовыми числами  $A_z < 10^6$ . Для этого процесса также имеется энергетический барьер, величина которого порядка

$$W \approx \frac{AK}{2n_0} \left(\frac{\Delta n}{n_0}\right)^2 \approx 0.5 \cdot A \text{ M}_{\vartheta}\text{B}, \qquad (24)$$

где 1/K — коэффициент всестороннего сжатия:  $K/n_0 \approx 15$  МэВ [32],  $\Delta n = n_0 - n \approx 0.26 n_0$  — изменение плотности при однородном расширении ядерного шара на величину  $\Delta V \approx 0.20 V_0$ ,  $V_0$  — объем исходного ядра.  $\Delta V$  — есть объем промежутков между шарами при их плотной упаковке. Соответствующее увеличение радиуса равно  $\Delta R = \Delta r A^{1/3} =$   $= r_0 A^{1/3} \Delta n/3 n_0 \approx 10^{-14} A^{1/3}$  см и представляет собой именно толщину этого барьера. После такого расширения, очевидно, начнутся термоядерные реакции и раздробление на обычные ядра. С этого момента дальнейшее расширение будет носить характер взрыва. Вероятность туннельного перехода благодаря радиальным нулевым колебаниям между указанными состояниями массивного ядра чрезвычайно мала Соответствующие времена значительно больше космогонического.

Таким образом, мы приходим к выводу, что спонтанный развал ядер с  $A \gtrsim 10^6$  не возможен ни путем последовательного испускания нуклонов или легких ядер, ни путем одноактного их развала на ядра с энергией связи b > 0.6 МэВ. Такие ядра, однако, могут распасться в ядерных столкновениях, когда им сообщается энергия  $W \gtrsim (b_0 - b_m) A \approx$  $\approx 0.05 A$  МэВ, где  $b_m \approx 0.57$  МэВ — минимальное значение энергии связи нуклонов в сверхмассивных ядрах, достигаемое при  $A \approx 10^{\circ}$ . Можно представить также их спонтанный развал, если они находятся в среде с температурой порядка  $T \approx (b_0 - b_{-})/k \approx 6 \cdot 10^{\circ}$ .

Полученный выше результат о существовании метастабильных ядер с массовыми числами  $A \gtrsim 10^6$  верен только в случае, когда в них имеется  $\pi^-$ -конденсат. В рамках традиционного представления о ядерном веществе, состоящем только из нуклонов, образование таких сверхмассивных ядер невозможно. Здесь связанные состояния появляются только благодаря самогравитации, т. е. при  $A \gg 10^{52}$ . Вывод о существовании сверхмассивных ядерных шаров может иметь исключительно важное значение для космогонии.

В заключение выражаем благодарность академику В. А. Амбарцумяну и участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за плодотворные обсуждения.

Институт физики конденсированных сред, кафедра теоретической физики ЕрГУ

## METASTABLE FORMATIONS OF NUCLEAR MATTER

#### L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

Nuclei boundary energy dependence on mass number A is investigated in supposition that  $\pi^-$ -condensate exists in infinite nuclear matter. It has been shown that only nuclei with  $A_0 < A \leq 10^6$  are unstable, while they are metastable at  $A \geq 10^6$  (see eq. (16) and Fig. 2),  $A_0$ mass number of the most stable nucleus in plasma. The spontaneous decay of such nuclei is actually expelled. They may be decayed only by nuclei collisions or in the case when temperature of plasma reaches to  $6 \cdot 10^8$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gamow, Atomic Nuclei and Nuclear Transformations, Oxford, 1936.

- 2. L. Landau, Nature, 141, 333, 1938.
- 3. F. Zwicky, Ap. J., 88, 522, 1938.
- 4. G. B. van Albada, BAN, 10, 161, 1946.
- 5. G. B. van Albada, Ap. J., 105, 393, 1947.
- 6. W. Baade, F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci. (USA), 20, 259, 1934.
- 7. W. Baade, F. Zwicky, Phys. Rev., 45, 138, 1934.
- 8. W. Baade, F. Zwicky, Ap. J., 88, 411, 1938.
- 9. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
- 10. В. А. Амбаруумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.

11. В. А. Амбаруумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.

- 12. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
- 13. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Вопросы космогонии, 9, 91, 1963.
- 14. T. Hamada, E. E. Salpeter, Ap. J., 134, 683, 1961.

15. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 55, 1963.

16. G. S. Sahaktan, Yu. L. Vartanian, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.

- 17. Г. С. Саакян. Ю. Л. Вартанян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
- 18. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 99, 1963.
- 19. Р. М. Авакян, Ю. Л. Вартанян, Г. С. Саакян, Сообщ. Бюраканской обс., 43, 57, 1971.
- 20. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
- 21. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971.
- 22. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 63, 1993, 1972.
- 23. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
- 24. D. I. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
- 25. J. Kogut, J. T. Manassah, Phys. Lett., 41A, 129, 1972.
- 26. А. Б. Мигдал, Фермноны и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
- 27. Л. Ш. Григорян, Г. С. Соакян, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 10, 1075, 1979.
- 28. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 295, 1977.
- 29. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.
- 30. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, ДАН СССР, 237, 299, 1977.
- 31. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 13, 463, 1977.
- 32. О. Бор, Б. Моттельсон, Структура атомного ядра, Мир, М., 1971.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.877.1

## КОЛЛАПС МАЛОМАССИВНЫХ ЗВЕЗД

## М. М. БАСКО, М. А. РУДЗСКИЙ. З. Ф. СЕИДОВ Поступила 11 мая 1979

Рассчитана потеря устойчивости и начальная фаза коллапса железных ядер звезд с массами 1.19  $M_{\odot}$  и 1.21  $M_{\odot}$ , вызываемая неравновесными 3-процессами. Детально учтены кинетика  $\beta$ -процессов и электронные захваты на возбужденные состояния дочерних атомных ядер. Показано, что при коллапсе звезд с малой массой, близкой к чандрасекаровскому пределу, электронный захват на возбужденные состояния играет важную роль в нейтронизации вещества, начиная с плотностей  $\rho_c \geq 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>.

Введение. Эволюционные расчеты, выполненные для звезд, имеющих на главной последовательности массы  $64 M_{\odot} \gtrsim M_{**} \gtrsim 4M_{\odot}$  [1-3], показывают, что в конце эволюции у них образуются ядра, состоящие из элементов группы железа с массами  $3M_{\odot} \gtrsim M_{**} \ge 1M_{\odot}$ . Дальнейшая эволюция таких ядер протекает почти независимо от наличия оболочки звезды. Если образовавшееся ядро звезды с определенным химическим составом имеет массу, слегка превышающую чандрасекаровский предел, соответствующий этому химическому составу, то такие ядра, медленно сжимаясь, теряют механическую устойчивость из-за нейтронизации вещества [4] (либо просто из-за остывания [5]), тогда как потеря устойчивости у ядер звезд с большими массами  $M_{**} \gtrsim 5 M_{\odot}$ , происходит из-за процессов фотодиссоциации ядер железа на альфа-частицы и нейтроны [6].

У эвездных ядер с массами, близкими к чандрасекаровскому пределу, центральные плотности в состоянии равновесия достигают величин  $\rho_c \gtrsim 10^9$  г/см<sup>3</sup>, при которых становится возможным захват вырожденных электронов атомными ядрами. Процесс электронного захвата имеет значительно большие характерные времена, чем фотоядерные реакции и гидродинамические процессы, и определяет характерное время потери механической устойчивости звездными ядрами с малыми массами [7, 8]. 9–295 Протекая неравновесным образом, электронные захваты, а также другие β-процессы, оказывают влияние на термодинамические характеристики вещества, изменяя энтропию и температуру, и на химический состав, сдвигая его в сторону преобладания ядер химических элементов, переобогащенных нейтронами.

В процессе сжатия энергия вырожденных электронов достигает столь больших значений, что становятся возможными *е*-захваты на возбужденные состояния атомных ядер [9]. Появление дополнительных каналов может значительно увеличить полную вероятность электронного захвата.

Влияние неравновесных  $\beta$ -процессов на сжатие железного ядра звезды рассматривалось ранее в работах [9—12]. В [10] была найдена максимальная температура, до которой может нагреться холодное вещество из-за неравновесных  $\beta$ -процессов при медленном сжатии вещества. Кинетика  $e^-$ -захватов при сжагии по закону свободного падения изучалась в [9, 11]. В [12] была рассмотрена самосогласованная задача о потере устойчивости звездой малой массы в результате нейтронизации.

В данной работе исследуется вопрос об эволюции и коллапсе звезды малой массы в результате  $\beta$ -процессов (под звездой мы в дальнейшем подразумеваем ядро звезды, а наличие оболочки не учитываем). Мы более тщательно, чем это сделано в [12], учитываем кинетику  $\beta$ -процессов в условиях «холодной нейтронизации» ( $T < 3 \cdot 10^6$  K). Детально исследована роль электронного захвата на возбужденные состояния дочерних ядер, который в [12] не учитывался. Показано, что при коллапсе звезд с массой, близкой к чандрасекаровскому пределу, этот процесс играет важную роль в нейтронизации вещества, начиная с плотностей  $\rho \sim 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>.

1. Уравнения структуры звезды, состояния вещества и кинетика  $\beta$ -процессов. При высокой плотности вещества  $\rho \gtrsim 10^{\circ}$  г/см<sup>3</sup> электронный газ в звезде является релятивистским и вырожденным. Профиль плотности в такой звезде достаточно точно описывается политропой с индексом n = 3 [13] (хотя для нахождения радиуса звезды и абсолютных значений плотности и температуры необходимо учесть малые отличия показателя адиабаты от значения  $\gamma = 4/3$ ). При этом сжатие звезды как в процессе эволюции, так и на гидродинамической стадии, происходит практически гомологично. Как показывают численные расчеты коллапса железной звезды с массой  $M = 2 M_{\odot}$  [14], нарушение гомологичности сжатия происходит только при достижении плотности  $\rho_e \sim 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. При меньших плотностях метод профилирования плотности по политропе с n = 3[15] является вполне удовлетворительным.

В данной работе мы для описания гидродинамики сжатия звезды используем политропное приближение аналогично тому, как это было сделано в работах [12, 15]. При этом гидродинамические уравнения в частных производных, описывающие радиальное движение вещества

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -4\pi r^2 \frac{dP}{\partial m} - \frac{Gm}{r^2},\tag{1}$$

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi (r^2)},\tag{2}$$

сводятся к одному обыкновенному дифференциальному уравнению для полного радиуса звезды:

$$\ddot{R}(t)\int_{0}^{1}\left|\frac{\psi(q)}{\psi(1)}\right|^{2}dq = \frac{3}{R(t)}\int_{0}^{1}\frac{P}{\rho}\,dq - \frac{GM}{R^{2}(t)}\int_{0}^{1}\frac{\psi(1)}{\psi(q)}\,qdq,\qquad(3)$$

где q = m/M — доля массы звезды, играющая роль лагранжевой координаты, а функция  $\psi(q)$  определена таким образом, что  $r(q) = R\psi(q)/\psi(1)$  есть радиус слоя звезды с координатой  $q, \psi(1) = 6.897$ .

Для полного описания движения вещества и структуры звезды совместно с (3) рассматривается уравнение, описывающее изменение внутренней энергии *E* вещества:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{P}{\varphi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varepsilon, \qquad (4)$$

где є, — скорэсть потерь энергии на нейтринное излучение (фотонным излучением и теплопроводностью в нашем случае можно пренебречь), а также система уравнений, описывающая кинетику <sup>8</sup>-процессов.

Учитывая сильную зависимость скоростей ядерных реакций от температуры, мы предполагаем, что при  $T < 3 \cdot 10^9$  К ядерные реакции вообще не идут, а происходят лишь последовательные захваты электронов с образованием ядер с атомным весом A = 56, переобогащенных нейтронами (холодная нейтронизация). Необходимые данные об образующихся ядрах, нестабильных в земных условиях, брались из [16, 17]. Реакции e -распада и  $e^+$ -захвата при  $T < 3 \cdot 10^9$  К не учитываются, поскольку они значительно менее вероятны, чем  $e^-$ -захват. Реакции  $e^-$ -захвата идут неравновесно, и для их описания мы используем уравнения кинетики, аналогично тому, как это было сделано в [9, 11]:

$$\frac{d\lambda_{AZ}}{dt} = -\lambda_{AZ} w_{AZ}^{-*} + \lambda_{AZ+1} w_{AZ+1}^{-*}.$$
 (5)

Здесь  $7_{AZ}$  — число ядер с атомным весом A и зарядом Z, приходящееся на один нуклон,  $w_{AZ}^{-\epsilon}$  — вероятность  $e^{-3}$ зхвата ядром (A, Z). В нашем случае при A = 56 достаточно ограничиться 5 уравнениями типа (5), поскольку, как показывают расчеты, прежде чем образуется заметное количество ядер с  $Z \ll 21$ , температура успевает возрасти до значений, больших чем  $3 \cdot 10^9$  K.

При температуре  $T > 3 \cdot 10^9$  К скорость большинства ядерных реакций возрастает настолько, что практически мгновенно устанавливается статистическое равновесие по ядрам [18]. В приближении статистического равновесия концентрации ядер  $\chi_{AZ}$ , протонов  $\chi_p$  и нейтронов  $\chi_n$ являются однозначными функциями T,  $\rho$  и  $\mu_a$ , где

$$1/\mu_e = \sum_{AZ} Z \chi_{AZ} + \chi_\rho \tag{6}$$

— разность числа электронов и позитронов, приходящаяся на один нуклон (включая нуклоны, заключенные в ядрах). Для вычисления  $\chi_{AZ}$ ,  $\chi_p$ ,  $\chi_n$  в данной работе использовалась та же процедура, что и в [12].

Изменение  $\mu_e$  определяется кинетикой  $\beta$ -процессов, в число которых теперь (в отличие от случая холодной нейтронизации) необходимо включить  $e^-$ -распады и  $e^+$ -захваты. Считая, что химический состав мгновенно подстраивается под заданные значения T,  $\rho$ ,  $\mu_e$ , вместо (5) имеем:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\mu_{*}}\right) = \sum_{AZ} w_{AZ} \chi_{AZ} + w_{\mu} \chi_{\mu} + w_{n} \chi_{n}, \qquad (7)$$

где

 $w_{AZ} = w_{AZ}^{-d}(T, \rho, \mu_{e}) + w_{AZ}^{+c}(T, \rho, \mu_{e}) - w_{AZ}^{-c}(T, \rho, \mu_{e}) - w_{AZ}^{+d}(T, \rho, \mu_{e}).$ (8)

В (8) обозначено:  $w_{AZ}^{-d}$ ,  $w_{AZ}^{-e}$  — скорости электронного ( $w_{AZ}^{+d}$  и  $w_{AZ}^{+e}$  — позитронного) распада и захвата. Подробнее о скоростях β-процессов говорится во втором разделе статьи.

Внутренняя энергия E, входящая в уравнение (4), вычислялась с учетом вклада ядер и свободных нуклонов  $E_n$ , электронов и позитронов  $E_e$ , и излучения  $E_1$ , причем энергия ядер отсчитывалась от энергии покоя нейтронов. Выражения для этих компонент имеют вид:

$$E_{n} = \frac{1}{m_{\rho}} \left[ \frac{3}{2} \left( \sum_{AZ} \chi_{AZ} + \chi_{\rho} + \chi_{n} \right) \dot{\kappa} T - \sum_{AZ} E_{AZ} \chi_{AZ} - 2.53 \, m_{e} \, c^{2} / \mu_{e} \right], \quad (9)$$

$$E_{\epsilon} = 8\pi \frac{m_{\epsilon}c}{\rho} \left(\frac{m_{\epsilon}c}{2\pi\hbar}\right)^{3} \int \varepsilon^{2} (\varepsilon^{2} - 1)^{1/2} \left\{\frac{1}{1 + \exp\left[(\varepsilon - \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]} + \frac{1}{(1 + \exp\left[(\varepsilon - \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]}\right\}$$
(10)

$$\frac{1}{1 + \exp\left[\left(\varepsilon + \varphi_{e}\right)/\lambda\right]} d\varepsilon,$$

$$E_{\tau} = \frac{\pi^{2}k^{1}}{15 \hbar^{3}c^{3}} \frac{T^{4}}{\rho}.$$
(11)

324

Те же компоненты учитывались и при вычислении давления:

$$P_n = \left(\sum_{AZ} \chi_{AZ} + \chi_{\rho} + \chi_n\right) \frac{k T \rho}{m_{\rho}}, \qquad (12)$$

$$P_{\epsilon} = \frac{8\pi}{3} m_{\epsilon} c^{2} \left(\frac{m_{\epsilon} c}{2\pi\hbar}\right)^{3} \int_{1}^{\infty} (\varepsilon^{2} - 1)^{3/2} \left\{\frac{1}{1 + \exp\left[(\varepsilon - \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]} + \frac{1}{1 + \exp\left[(\varepsilon + \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]}\right\} d\varepsilon,$$

$$P = \frac{\pi^{2} k^{4}}{1 + \exp\left[(\varepsilon + \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]} d\varepsilon,$$
(14)

$$P_{\rm T} = \frac{\pi^2 K^2}{45 \hbar^3 c^3} T^4. \tag{14}$$

В выражениях (10) и (13) приняты обозначения:  $\lambda = k T/m_e c^2$ ,  $m_e c^2 \varphi_e - x$ имический потенциал электронов с учетом их массы покоя, определяемый из уравнения

$$\rho = \mu_{e} m_{p} 8\pi \left(\frac{m_{e} c}{2\pi \hbar}\right)^{3} \int_{1}^{\infty} \varepsilon \left(\varepsilon^{2} - 1\right)^{1/2} \left\{\frac{1}{1 + \exp\left[\left(\varepsilon - \varphi_{e}\right)/\lambda\right]} - \frac{1}{1 + \exp\left[\left(\varepsilon + \varphi_{e}\right)/\lambda\right]}\right] d\varepsilon.$$
(15)

Интегралы в формулах (10), (13), (15), а также в приведенных ниже выражениях (18)—(20), использованных при вычислении энтропии, вычислялись по формуле Лагерра с десятью точками.

В скорости потерь энергин  $\varepsilon_{v}$  на излучение нейтрино (которые предполагались свободно уходящими из звезды) включались потери  $\varepsilon_{va}$ , обусловленные универсальным взаимодействием Ферми, учитывающиеся согласно работе [19], и потери, связанные с  $\beta$ -процессами  $\varepsilon_{va}$ .

В качестве величины, характеризующей степень неравновесности  $\beta$ -процессов, удобно использовать изменение  $\Delta S$  энтропии S, приходящейся на один нуклон. В данной работе значения S вычислялись с учетом вклада ядер и свободных нуклонов

$$S_n = k \sum_{AZ} \chi_{AZ} \left\{ \frac{5}{2} + \ln \left[ \frac{\omega_{AZ} m_p}{p \chi_{AZ}} \left( \frac{m_p \, k \, TA}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \right] \right\}$$
(16)

(здесь сумма берется по ядрам и свободным нуклонам), электронов и позитронов

$$S_{\epsilon} = \frac{8\pi}{3} \frac{\lambda^3 m_{\theta}}{\rho} k \left(\frac{m_{\epsilon}c}{2\pi\hbar}\right)^3 \left\{ \left(3G_3 - 3\frac{\varphi_{\epsilon}}{\lambda}G_1 + G_2\right) + \left(3G_3^{\prime} - 3\frac{\varphi_{\epsilon}}{\lambda}G_1^{\prime} + G_2\right) \right\},$$
(17)

где

$$G_{1} = \int_{0}^{\infty} \frac{(u+1/\lambda) \sqrt{u(u+2/\lambda)}}{1+\exp(u-\psi)} du,$$
 (18)

$$G_{2} = \int_{0}^{\infty} \frac{u \left( u + 2/i \right) \sqrt{u \left( u + 2/\lambda \right)}}{1 + \exp \left( u - \psi \right)} \, du, \tag{19}$$

$$G_{3} = \int_{0}^{\infty} \frac{(u+1/\hbar)^{2} \sqrt{u(u+2/\hbar)}}{1+\exp(u-\frac{1}{2})} du.$$
(20)

$$G_i = G_i \left( - \psi + 2/i \right), \quad \psi = (\varphi_e - 1)/i;$$
 (21)

и излучения

$$S_{1} = \frac{4}{45} \frac{\pi^{2} k^{1}}{\hbar^{3} c^{3}} \frac{T^{3} m_{p}}{\rho}$$
(22)

Таким образом, при  $T < 3 \cdot 10^9$  К, когда ядерные реакции можно считать «замороженными», эволюция звезды рассчитывалась согласно системе уравнений (3)—(5). При  $T > 3 \cdot 10^9$  К расчет проводился по системе (3), (4), (7), где концентрации ядер  $\chi_{AZ}(T, \rho, \mu_e)$  и свободных нуклонов  $\chi_p(T, \rho, \mu_e)$ ,  $\chi_n(T, \rho, \mu_e)$  находились из системы трансцендентных уравнений статистического равновесия по ядрам [12, 8]. Термодинамические величины считались по формулам (9)—(22).

2. Скорости  $\beta$ -процессов. При вычислении скоростей  $\beta$ -процессов мы различаем два случая. 1) У ядер каждого сорта в  $\beta$ -превращениях участвует лишь одно состояние, которое является либо основным, либо возбужденным с малой энергией возбуждения, и для которого рассматриваемый  $\beta$ -переход является разрешенным. Вероятности процессов этого типа вычислялись по известным формулам, причем у ядер с неизвестными значениями ft эта величина полагалась равной  $10^5$  с [12]. 2) В  $\beta$ -превращениях участвуюг все возможные состояния ядер, включая и высоковозбужденные состояния с энергией возбуждения вплоть до десятков МэВ.

Возбужденные состояния необходимо учитывать лишь в реакциях  $e^{-}$ -захвата, поскольку вырожденный электронный газ имеет большую внергию Ферми  $E_F$ , тогда как энергия позитронов  $\sim kT \ll E_F$ ; кроме того число их мало из-за сильного вырождения электронов. Бета-распад на возбужденные состояния дочерних ядер в наших условиях также маловероятен.

326

Учет возбужденных состояний ядер в  $\beta$ -превращениях может оказаться важным по двум причинам: во-первых, он приводит к увеличению полной вероятности  $e^-$ -захвата; во-вторых, доля энергии захватываемого электрона, которая уносится нейтрино, уменьшается. Возбужденное ядро переходит в основное состояние с испусканием  $\tilde{i}$ -квантов, а если энергия возбуждения велика ( $\gtrsim 8-10$  МэВ), то и нейтронов [9]. Тем самым  $e^-$ -захваты на возбужденные уровни приводят к дополнительному росту энтропии и температуры вещества.

Вероятности  $e^-$ -захватов с учетом возбужденных состояний ядер рассчитывались в работах [20—24]. Изучение этого процесса затруднено в связи с неполнотой наших знаний о строении ядер, в особенности ядер, далеких от области  $\beta$ -стабильности, которые нужно учитывать при расчетах коллапса. Поскольку достоверность оценок скоростей  $e^-$ -захвата на возбужденные состояния невысока, то при их вычислении разумно воспользоваться одной из простейших моделей ядра — моделью, в которой ядро представляется как смесь ферми-газов невзаимодействующих протонов и нейтронов.

Такой расчет проделан в работе [24], где показано, что полную вероятность e<sup>-</sup>-захвата на все возможные возбужденные состояния дочернего ядра можно представить в виде:

$$w_{ESAZ}^{-\epsilon} = |H|^2 \frac{3Z}{8\pi^3 \hbar^7} \frac{m}{p_0^2} (\dot{f_e} + \dot{f_e}).$$
(23)

Эдесь H — матричный элемент, который принимался не зависящим от энергии возбуждения. Функция  $J_{e}$  для области энергий Ферми электронов  $p_{e0}c \lesssim E_{F,e} \lesssim 100$  МэВ имеет вид:

$$J_{e} = \frac{8}{3} \frac{mcx^{2}}{(1+x)^{3}} p_{ke}^{4} \left[ \frac{1}{6} p_{ke}^{2} + \frac{1}{5} p_{ke} p_{e0}(2-x) + \frac{1}{4} p_{e0}^{2}(1-x) \right].$$
(24)

Для поправки *J*., учитывающей отличную от нуля температуру электронов, легко получить следующее выражение:

$$\tilde{f_e} = \left(\frac{kT}{c}\right)^2 \frac{\pi^2}{6} \frac{8mcx^2}{3(1+x)^4} \left[5p_{ke}^4 + 4p_{ke}^3 p_{e0}(2-x) + 2p_{ke}^2 p_{e0}^2(1-x)\right].$$
(25)

Обозначения, используемые в (23)—(25), имеют следующий смысл:  $p_0$  и  $q_0$  — импульсы Ферми протонов и нейтронов в ядре,  $p_{q_0} = (q_0 - p_0)/2 + (q_0^2 - p_0^2)/2mc$ — пороговый импульс для e-захвата в используемой модели ядра,  $m \approx 0.5 m_p$ — эффективная масса нуклона в ядре,  $p_{ke} = p_{F_e} - p_{e0}$ ,  $x = q_0/mc$ ;  $p_{F_e}$  и T— импульс Ферми и температура электронного газа. Аналогично (23) записывается выражение для скорости потери энергии, уносимой нейтринным излучением в расчете на одно ядро:

$$\epsilon_{\tau ESAZ}^{-\epsilon} = |H|^2 \frac{3Z}{8\pi^3 \hbar^2} \frac{m}{p_0^3} (\dot{I_e} + \dot{I_e}), \qquad (26)$$

где

$$I_{\epsilon} = \frac{8}{3} \frac{mc^{2}x^{2}p_{k\epsilon}^{4}}{(1+x)^{4}} \left[ \left( \frac{1}{7} + \frac{x^{2}}{35} \right) p_{k\epsilon}^{3} + \left( \frac{1}{2} - \frac{x}{3} + \frac{x^{2}}{30} \right) p_{\epsilon 0} p_{k\epsilon}^{2} + \left( \frac{3}{5} - \frac{4}{5} x + \frac{x^{2}}{5} \right) p_{\epsilon 0}^{2} p_{k\epsilon} + \frac{1}{4} (1-x)^{2} p_{\epsilon 0}^{3} \right],$$

$$I_{\epsilon} = \left( \frac{kT}{c} \right)^{2} \frac{\pi^{2}}{6} \frac{8mc^{2}x^{2}}{3(1+x)^{4}} \left[ 6p_{k\epsilon}^{5} \left( 1 + \frac{x^{2}}{5} \right) + 5p_{k\epsilon}^{4} \left( 3 - \frac{x}{2} + \frac{x^{2}}{5} \right) p_{\epsilon 0} + \frac{4p_{k\epsilon}^{3} (3 - 4x + x^{2}) p_{\epsilon 0}^{2} + 3p_{k\epsilon}^{2} (1-x)^{2} p_{\epsilon 0}^{3} \right].$$

$$(27)$$

Квадрат модуля матричного элемента можно оценить, если в той же модели и для того же ядра вычислить вероятность <sup>р-</sup>захвата и использовать экспериментальные данные по этому процессу (отвлекаясь от небольшого различия в величинах матричных элементов для электронного и мюонного захватов).

Однако для большинства из учитывавшихся нами ядер нет данных о вероятности  $\mu^-$ -захвата. В этих случаях для  $|H|^2$  нами использовалось выражение

$$|H|^{2} = \frac{1}{2} \left( G_{\nu}^{2} + 3G_{A}^{2} \right).$$
<sup>(29)</sup>

Здесь  $G_V = G_W = 1.43 \cdot 10^{-49}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $G_A = 1.23 G_W$ ,  $G_W -$ универсальная константа слабого взаимодействия. С учетом (29) выражения (23) и (26) представим в виде:

$$w_{ESAZ}^{-\epsilon} = 1.50 \cdot 10^{11} Z \left(\frac{mc}{p_0}\right)^3 \frac{J'_e + J_e}{(mc)^2} c^{-1}, \qquad (30)$$

$$\frac{\mathcal{E}_{ESAZ}}{m_e c^2} = 1.38 \cdot 10^{14} Z \left(\frac{mc}{p_0}\right)^3 \frac{I_e + I_e}{mc^2 (mc)^2} c^{-1}.$$
 (31)

Скорость реакции w<sup>-c</sup> для ядра Fe<sup>58</sup>, рассчитанная согласно (30), приведена на рис. 1 штриховой линией, помеченной E.S.. Отметим, что формулы (30) и (31) описывают вклад лишь возбужденных уровней дочернего ядра, и к ним необходимо добавить вклад основного состояния. который для Fe<sup>56</sup> на рис. 1 показан штриховой линией, помеченной G.S.. 3. Результаты расчетов и основные выводы. Были просчитаны две звездные модели с массами 1.19  $M_{\odot}$  и 1.21  $M_{\odot}$ . Начальный химический состав выбирался в виде чистого железа  $Fe^{56}$ , а для начальных значений плотности и температуры в центре ( $\lg \rho_e$ ,  $\lg T_e$ ) были приняты значения соответственно (9.25; 8) и (9.5; 8). Начальное распределение температуры по звезде задавалось в виде  $T/T_e = (f_e/\rho_e)^a$ . При этом для фиксированных значений M, и  $T_e$  условие гидростатического равновесия выделяет одно единственное значение a, которое в наших моделях  $\approx 0.1$ .



Рис. 1. Зависимость скорости электронного захвата от плотности и температуры для Fe<sup>56</sup>. Сплошными линиями показано поведение  $|gw^{-c}$ , вычисленное с учеточ вклада возбужденных состояний Mn<sup>56</sup>. Штриховые линии показывают поведение  $|gw_{G,S}^{c}$ отдельно для переходов на основной уровень (G. S.), считая, что ft для втого перехода  $10^{5}$  с, и  $|gw_{E,S}^{c}$ . Для захватов только на возбужденные состояния (E. S.). Цифры около кривых показывают значение температуры в  $10^{9}$  К. Там же показаны значения  $|gw^{-c}$  для температуры 2.10<sup>9</sup> К, полученные по данным следующих работ: кружкиработа [20], косые крестики — работа [22], два прямых крестика — работа [21]. Штрих-пунктирная линия показывает логарифм скорости  $e^{-}$ захвата 26 свободными протонами при  $\mu_{e} = 56/26$  и T = 0.

На рассматриваемом этапе эволюции динамика сжатия звезды полностью определяется В-процессами. Результаты данной работы подтверждают вывод авторов [12] о плавном ускорении эволюционного сжатия, причиной которого является потеря давления из-за увеличения <sup>4</sup>, в про-

#### М. М. БАСКО И ДР.

цессе нейтронизации, с последующим переходом в свободное падение к центру — коллапс. Эволюционные треки центров звезд на плоскости (lg  $\rho_c$ ; lg  $T_c$ ) приведены на рис. 2, темп сжатия показан на рис. 3. Все расчеты проводились до плотности  $\rho_c = 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, когда еще не нужно учитывать нейтринную непрозрачность [14].



lgρ

Рис. 2. Изменение температуры в центре рассчитанных моделей в ходе сжатия. Проведена линия, на которой параметр вырождения электроиного газа ( $\varphi_e - 1$ )/ $\lambda = 10$  для  $\mu_e = 56/26$ .

Из рис. 4 и 5, на которых представлены изменения энтропии и в центре звезд в ходе сжатия, видно, что в рассматриваемом отрезке эволюции и коллапса можно выделить три характерных этапа. 1) Начальный этап, на котором при почти постоянной плотности происходит нагрев звезды за счет того, что начальная плотность в центре превышает пороговую для реакции  $Fe^{56} + e^- \rightarrow Mn^{56} + v_e$  и для  $e^-$ захватов ядрами Mn<sup>56</sup> [7].

2) Промежуточный этап в интервале плотностей  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho_c \leq 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>, на котором энтропия и  $\mu_e$  в центре почти не меняются. Причина слабого изменения S и  $\mu_e$  заключается в том, что на рассматриваемом этапе происходит быстрое ускорение квазиравновесного сжатия, существенно обгоняющее увеличение скорости  $\beta$ -процессов. Действительно, с увеличением плотности  $\rho_c$  скорость  $\beta$ -процессов, даже с учетом возбужденных состояний, возрастает не быстрее, чем

 $p_e^2$  [24], тогда как согласно рис. З скорость сжатия  $d \lg p_e/dt$  на этом этапе изменяется существенно быстрее. Отметим, что, несмотря на малые значения  $d\mu_e/d \lg p_e$ , в β-процессах доминируют  $e^-$ -захваты, и вещество звезды далеко от состояния кинетического равновесия по β-процессам, рассмотренного в [25].



Рис. 3. Зависимость темпа сжатия  $d \lg \rho_c/dt$  от центральной плотности. Точками показано поведение темпа сжатия для модели с  $M = 1.19~M_{\odot}$  без учета возбужденных состояний с более ранним включением гидродинамической программы. Стрелки показывают место, где начинался расчет по гидродинамической части программы у всех вариантов с массой 1.19  $M_{\odot}$ . Для сравнения приведена характерная скорость свободного падения с нулевой начальной плотностью (сплошная линия) и с начальной плотностью  $\lg \rho_c = 9.25$  (штрих-пунктир).

3) При  $\rho_c \gtrsim 5 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> квазистатическое сжатие звезды сменяется гидродинамической стадией свободного падения на центр. В режиме свободного падения скорость сжатия растет лишь как  $\rho_c^{1/2}$ , и при  $\rho_c \gtrsim 2 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> наступает третий этап — этап быстрой нейтронизации, когда энергия Ферми вырожденных электронов значительно превышает пороги  $e^-$ -захватов на ядрах и темп  $\beta$ -процессов обгоняет темп сжатия.

#### М. М. БАСКО И ДР.

Весь промежуток эволюции и коллапса, рассчитанный в данной работе, характеризуется сильной степенью вырождения электронного газа. В этом отношении результаты данной работы существенно отличаются от результатов для  $M = 1.21 \ M_{\odot}$  из [12], где в процессе вычислений на ЭВМ именно в этом варианте вкралась ошибка, приведшая к сильно завышенным (~ в 2 раза) значениям температуры. В результате  $\beta$ -процессы на свободных нуклонах начинают доминировать не при плотности  $\rho_{c} \gtrsim 10^{10} \ r \ cm^{3}$ , как было получено в [12], а лишь при  $\rho_{c} \gtrsim 10^{12} \ r/cm^{3}$ .



Рис. 4. Изменение удельной энтропин (на 1 нуклон) в центре в ходе сжатия.

Одной из целей данной работы было выяснить роль  $e^{-3}$ ахвага на возбужденные состояния дочерних ядер, и для обеих масс была рассчитана эволюция как с учетом этих состояний (эти варианты помечены цифрой 1 на рис. 2—5), так и без них (цифра 2 на рис. 2—5). Графики на рис. 2, 4, 5 показывают, что возбужденные состояния важно учитывать на третьем этапе в интервале плотностей  $2 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho_c \leq 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, когда электронный захват на эти состояния значительно ускоряет рост энтропии (рис. 4) и  $\mu_e$  (рис. 5) в процессе коллапса. При более высоких плотностях  $\rho_e > 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> ситуация менее определенна, поскольку необходимо учитывать нейтринную непрозрачность и вырождение нейтрино.

Обсудим теперь роль возбужденных состояний на начальном этапе, когда  $T_e < 3 \cdot 10^9$  К и ядерные реакции «заморожены», а энергия Ферми электронного газа лишь слегка превышает порог  $e^-$ -захвата на ядрах Fe<sup>56</sup>. Наши расчеты показали, что на начальном этапе для одних и тех же значений плотности в центре звезды с массой 1.19  $M_{\odot}$  учет возбужденных состояний приводит к повышению температуры более чем в 1.5 раза (см. рис. 2), тогда как у массы 1.21  $M_{\odot}$  это отличие много меньше. Причина этого состоит в следующем. Порог нейтронизации Fe<sup>64</sup> вдвое превосходит аналогичный порог для следующего изобара Mn<sup>56</sup>. В результате, на начальном этапе «холодной» нейтронизации оеакции в Fe<sup>56</sup> + e<sup>-</sup> → Mn<sup>56</sup> + v, можно учитывать только одно возбужденное состояние Mn<sup>56</sup> со спином и четностью 1<sup>+</sup> и энергией 109 кэВ. тогда как в реакции  $Mn^{56} + e^- \rightarrow Cr^{56} + \gamma_{e}$  важно учитывать все возбужденные состояния. Однако Cr<sup>58</sup> — четно-четное ядро, и его первые возбужденные состояния отделены значительными энергетическими промежутками ~1 МэВ друг от друга и от основного состояния. В этих условиях, когда ферми-энергия электронов близка к порогу захвата на первые возбужденные уровни Cr<sup>56</sup>, плохо работает принятая нами модель ядра как смеси ферми-газов протонов и нейтронов. Поэтому не исключено, что более реальная модель ядра Cr<sup>56</sup> уменьшит роль его возбужденных состояний на начальном этапе нейтронизации. В модели  $M = 1.21 M_{\odot}$  начальный этап протекает значительно быстрее, чем в модели  $M = 1.19 M_{\odot}$ ; при этом достигаются меньшие значения и (см. рис. 5), и захват на возбужденные состояния Cr<sup>56</sup> просто не успевает ощутимо поднять энтропию в центре.



Рис. 5. Изменение величины Р. (отношения полного числа нуклонов к полному числу протонов) в центре рассчитанных моделей. Точками показан результат расчета для модели  $M = 1.19 \ M_{\odot}$  с ранним включением гидродинамической части программы для варианта без учета возбужденных состояний ядер.

Интересно, что в процессе коллапса распределение температуры по звезде у нас становится немонотонным с минимумом вблизи центра звезды, причем учет возбужденных состояний усиливает эту немонотояность. Немонотонный ход температуры по звезде был получен и подробно обсужден в работе [26].

Наряду с разобранными выше, для модели  $M = 1.21 \ M_{\odot}$  быля просчитаны также варианты с  $ft = 10^6$  с (для ядер с неизвестными ft) и с температурой перехода от "холодной" к "горячей" нейтронизации  $T = 6 \cdot 10^9$  K (ср. с  $\Gamma = 3 \cdot 10^9$  K), показавшие слабую зависимость основных характеристик эволюции и коллапса от этих параметров.

В заключение заметим, что полная энергия, высвечиваемая в виде нейтрино, на рассмотренном этапе коллапса составляет для наших моделей (0.8—1.4)  $10^{51}$  эрг; средняя энергия нейтрино  $E_* \sim (7-10)$  МэВ.

Авторы благодарны Г. С. Бисноватому-Когану, В. С. Имшеннику и В. М. Чечеткину за полезные обсуждения и ценные замечания, а также Л. Г. Страут за оформление рукописи.

Институт космических исследований ' АН СССР Шемахинская астрофизическая обсерватория

## THE COLLAPSE OF LOW-MASS STAR5

#### M. M. BASKO, M. A. RUDZSKY, Z. F. SEIDOV

The stability loss due to the non-equilibrium beta-processes and the subsequent initial phase of the gravitational collapse has been calculated for two stellar pure-iron cores with 'masses 1.19  $M_{\odot}$  and 1.21  $M_{\odot}$ . We have made a detailed account of the kinetics of beta-processes as well as of the electron captures to the excited states of final nuclei. The results of calculations show that during the gravitational collapse of the stars with masses slightly above the Chandrasekhar limit the electron captures to the excited states of final nuclei are of great importance for the matter neutronization at densities above  $\sim 10^{11}$  g/cm<sup>3</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. Rakavy, G. Shaviv, Z. Zinamon, Ap. J., 150, 131, 1967.
- S. Ikeuchi, K. Nakazawa, T. Murai, R. Hoshi, C. Hayashi, Progr. Theor. Phys., 46, 1713, 1971; 48, 1870, 1972.
- 3. В. И. Варшавский, А. В. Тутуков. Научи. информ. Астросовета АН СССР, 23, 47, 1972: 26, 35, 1973.
- 4. A. Finzi, R. A. Wolf, Ap. J., 150, 115, 1967.
- 5. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов, Астрофизика, 5, 243, 1969.
- 6. F. Hoyle, W. Fowler, Ap. J., 132, 565, 1960.

334

#### КОЛЛАПС ЗВЕЗД

- 7. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов, Астрон. ж., 47, 139, 1970.
- 8. В. С. Имшенник, В. М. Чечеткин, Астрон. ж., 47, 929, 1970.
- 9. М. А. Рудзский, З. Ф. Сеидов, Астрон. ж., 51, 936, 1974.
- 10. *М. А. Рудзский, Э. Ф. Сеидов,* Изв. АН Азерб. ССР, сер. физ.-тех. и мат. наук, № 4, 98, 1974.
- 11. K. Nakazawa, Progr. Theor. Phys., 49, 1931, 1973.
- 12. М. М. Баско, В. С. Имшенник, Астрон. ж., 52, 469, 1975.
- 13. Я. Б. Зельлович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и аволюция звезд, Наука, М., 1971.
- 14. D. K. Nadyozhin, Astrophys. Space Sci., 51, 283, 1977.
- 15. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрон. ж., 45, 74, 1968.
- P. A. Seeger, In Proc. of Internat. Conf. on Properties of Nuclei Far From Region of Beta-Stability, Geneva, 1970.
- 17. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys., 81, 1, 1966.
- 18. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 42, 1154, 1965.
- 19. G. Beaudet, V. Petrosian, E. E. Salpeter, Ap. J., 150, 979, 1967.
- 20. C. J. Hansen, Astrophys. Space Sci., 1, 449, 1968.
- T. J. Mazurek, J. W. Truran, A. G. W. Cameron, Astrophys. Space Sci., 27, 261, 1974.
- 22. Y. Egawa, K. Yokoi, M. Yamada, Progr. Theor. Phys., 54, 1339, 1975.
- 23. K. Takahashi, M. F. El Eid, W. Hillebrandt, Astron. Astrophys., 67, 185, 1978.
- 24. Г. С. Бисноватый-Коган, М. А. Рудзский, З. Ф. Сеидов, ЖЭТФ, 67, 1621, 1974.
- 25. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, Астрон. ж., 43, 1215, 1966; 44, 768, 1967.
- 26. Л. Н. Иванова, В. С. Имшенник, В. М. Чечеткин, Астрон. ж., 54, 1009, 1977.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

ВЫПУСК 2

УДК 524.8

## ОБРАЗОВАНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

## Н. А. ЗАБОТИН, П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ Поступила 7 августа 1979 Пересмотрена 7 февраля 1980

В работе рассмотрен один из механизмов образования первичных черных дыр (ПЧД) во Вселенной. Показано, что при достаточно высоком уровне начальных неоднородностей образование ПЧД может происходить вследствие статистического скучивания черных дыр минимальной массы. Рассчитан спектр масс образующихся объектов. Обсуждаются космологические следствия существования ПЧД в «холодной» Вселенной.

Современные представления о физических процессах и динамике расширения Вселенной приводят к гипотезе существования в прошлом малых неоднородностей, наложенных на фридмановское расширение мира.

На ранних этапах эволюции Вселенной коллапс начальных неоднородностей может приводить к образованию первичных черных дыр (ПЧД) [1, 2]. Как показывают численные расчеты (см., например, [3—5]), параметры спектра масс ПЧД определяются не только характеристиками спектра начальных адиабатических возмущений, но и в эначительной мере зависят от уравнения состояния материи в период образования ПЧД. Согласно [5, 6] спектр масс черных дыр оказывается критически зависящим от показателя спектра начальных неоднородностей. Для «плоского» спектра  $\delta = \Delta \rho / \rho = \alpha M^{-n}$ , n = 2/3, ПЧД монотонно распределены по массам ( $\rho_{bh} \sim M^{-m}$ ). В остальных случаях спектр масс ПЧД обрезается либо сверху, либо снизу в окрестности минимальной массы  $M_{mis}$  [5, 6], причем для n > 2/3 выводы [5, 6] экстраполируются в область высоких амплитуд спектра  $\alpha \sim 1$  начальных возмущений.

В настоящей работе показано, что при расчете динамики образования черных дыр в случае не специально малых амплитуд  $\alpha \lesssim 1$  необходимо принимать во внимание влияние уже сформировавшихся ПЧД минимальной массы на процесс образования ПЧД следующих поколений. 10—295

Так как доля вещества, перешедшего в черные дыры, минимальной массы Mmin не зависит от показателя спектра начальных неоднородностей, то вследствие адиабатического расширения может наступить стадия доминирования этих объектов. Поскольку ПЧД с М<sub>шів</sub> представляют собой бесстолкновительный «газ» с эффективным уравнением состояния P pprox 0, то, при налични малых неоднородностей в распределении таких черных дыр, образование объектов с  $M > M_{\min}$  будет происходить в период «пылевой» фазы вследствие гравитационного скучивания ПЧД минимальной массы. Таким образом, в отличие от [5, 6], при относительно высоком уровне начальных неоднородностей возникают существенные изменения в динамике образования ПЧД с  $M > M_{min}$ . В разделе 1 настоящей работы рассмотрена кинематика расширения Вселенной при наличии развитых адиабатических неоднородностей, приводящих к образованию ПЧД минимальной массы. В разделе 2 обсуждается спектр масс черных дыр, формирующихся на фазе доминирования ПЧД первого поколения. В разделе 3 кратко обсуждаются космологические следствия существования первичных черных дыр в «холодной» Вселенной.

1. Кинематика расширения «турбулентной» Вселенной. Будем считать, что выход Вселенной из сингулярного состояния осуществлялся квазиизотропным образом и уравнение состояния материи на ранних фазах расширения мира аппроксимируется зависимостью  $P = (\mu - 1)$ ;  $1 < \mu < 2$ . При t > 0 поведение масштаб-фактора и плотности энергии материи описывается фридмановским решением с  $R \sim t^{2/3\mu}$  и  $\varepsilon \sim R^{-3\mu}$ . Зададимся в момент времени  $t^*$  спектром начальных адиабатических неоднородностей

$$\delta = rac{\Delta M}{M} = lpha \left(rac{M}{M^*}
ight)^{-n}, \quad M^* \leqslant M \leqslant M_{\max},$$

где M — масса вещества под возмущением ( $M \sim (\epsilon/c^2) i^3$ ),  $M^* = M_{\min}$  — масса под горизонтом при  $t = t^*$ . Будем для определенности считать, что n > 2/3 и не специально близок к 2/3. Как показывают расчеты динамики образования первичных черных дыр, в масштабах  $M \gg M^*$  функция распределения экспоненциально мала [5]:

$$f_{bh}(M) \propto \alpha \left(\frac{M}{M^*}\right)^{2/3-n} \exp\left[-\frac{(\mu-1)^2}{2\alpha^2} \left(\frac{M}{M^*}\right)^{2n-4/3}\right], \quad (1)$$

что позволяет пренебречь вкладом<sup>\*</sup> с  $M > M^*$ . Кроме того, будем считать n < 7/6, что позволяет пренебречь нелинейными эффектами на «пылевой» стадии. Относительно высокий уровень возмущений означает, что в чер-

\* Вариант с n < 2/3 будет рассмотрен нами в отдельной работе.

ные дыры первого поколения перейдет хотя и малая, но конечная доля фонового вещества:

$$\xi = \frac{\rho_{bh}(M^*)c^2}{\varepsilon(t^*)} \simeq \alpha \exp\left[-\frac{(\mu-1)^2}{2\alpha^2}\right],\tag{2}$$

причем эффективное уравнение состояния «газа» образовавшихся ПЧД будет практически пылевым. Так как плотность фоновой материи убывает в процессе расширения Вселенной по закону  $\varepsilon \sim R^{-3}$ , а плотность «газа» черных дыр —  $\rho_{bh} \sim R^{-3}$ , то даже малой (но не слишком\*) долис достаточно, чтобы, начиная с момента  $t_1^*$ , изменить динамику расширения. В этот момент

$$\mu_{bh}(M^*) c^2 \frac{R^3(t^*)}{R^3(t^*_1)} \simeq z(t^*) \left(\frac{t^*}{t^*_1}\right)^2, \tag{3}$$

откуда  $t_1^* = t^{*\xi^{*/2(1-\mu)}}$ . Предположим, что  $M^* \ll 10^{15}$  г, и следовательно, ПЧД первого поколения будут эффективно испарять пары частицантичастиц в соответствии с эффектом Хоукинга [7]. Тогда верхняя граница эры доминирования ПЧД с  $M \sim M^*$  определяется моментом их полного испарения  $\tau^* = t_s (M^*/M_s)$ , где  $t_s = 5 \cdot 10^{-44}$  с,  $M_s \simeq 10^{-5}$  г. Для дальнейшей эволюции рассматриваемой модели оказывается существенным наличие в «газе» ПЧД первого поколения малых неоднородностей плотности. Естественно предположить, что в момет образования черных дыр с M ~ M\* их распределение модулировано неоднородностями в фоновом веществе, причем ова - ора; ова = ора. Возможность осуществления такого режима проиллюстрирована в Приложении 1. Приведенное выше условие «модуляции» выполняется вплоть до попадания возмущения в фоновом веществе под горизонт. После этого возмущения в «газе» черных дыр и материи ведут себя по-разному. Возмущения в веществе вступают в режим акустичности и могут исчезать вследствие диссипативных эффектов. Черные дыры связаны со столкновительным газом только гравитационно, поэтому амплитуда мелкомасштабных неоднородностей в «газе» ПЧД, генерируемых акустическими колебаниями в фоновой материи, оценивается следующим образом:

$$\delta_{bh} \simeq \left(\frac{\lambda}{ct}\right)^2 \delta_{ph},\tag{4}$$

где i - длина неоднородности в рассматриваемый период. Поскольку  $i \ll ct$ , то, как видно из (4), на масштабах меньше горизонта черные ды-

<sup>\*</sup> Конкретное ограничение на параметр ; приведено ниже (см. (7)).
ры практически не участвуют в акустических колебаниях (подробнее см. Приложение 1 и [8, 9]). Самогравитацией «газа» ПЧД в этот период также можно пренебречь, так как характерное время этого процесса  $t_i \sim (p_{ab}/p_{bb})^{1/2} t$  значительно превышает космологическое время. Таким образом, на масштабах меньше горизонта, «газ» первичных черных дыр можно рассматривать как бесстолкновительный, и, строго говоря, для его описания необходимо использовать кинетический подход. Однако основные закономерности поведения такой системы могут быть проанализированы качественно, без использования результатов точной теории. Анализ, проделанный в Приложении 2, показывает, что вследствие наличия у ПЧД минимальной массы пекулярных скоростей, приобретаемых при «взаимодействии» с неоднородностями фонового вещества непосредственно в период формирования этих объектов, к моменту времени li «замываются» возмущения в областях с массой  $M_d = M^* \alpha^{3\frac{1}{2} ||J||^2}$ . С учетом указанных особенностей развития неоднородностей в «газе» ПЧД. можно получить спектр возмущений в их распределении в момент t:

$$\hat{o}_{1}(M) = \begin{pmatrix} 0; & M < M_{d} \\ \alpha \left(\frac{M}{M_{1}}\right)^{-\frac{3n-2}{3}} \xi^{\frac{(3n-2)(3\mu-2)}{6(\mu-1)}}; & M_{d} < M < M_{1} \\ \alpha \left(\frac{M}{M_{\ell}}\right)^{-n} \xi^{\frac{(3n-2)(3\mu-2)}{6(\mu-1)}}; & M > M_{1}, \end{pmatrix}$$
(5)

где  $M_1$  — масса под горизонтом в момент  $t_1$ . При получении (5) учитывался рост возмущений в фазе неустойчивости (i > ct), а также уменьшение массы под возмущением вследствие расширения. Схематически спектр  $\delta_1(M)$  показан на рис. 1. Максимум в спектре приходится на  $M_d$ .



Рис. 1. Спектр возмущений в «газе» ПЧД в момент времени t1.

Наличие неоднородностей плотности в «газе» ПЧД первого поколения делает возможным формирование массивных объектов в период 4 <1 < \*\*. На стадии доминирования ПЧД закон роста неоднородностей плотности имеет вид  $\delta \sim t^{2/3}$ . Принимая в качестве критерия обособления отдельных объектов  $\delta(M) \simeq 1$  [10], определим момент времени  $\tilde{t}$ , когда  $\delta(M_d) \simeq 1$ :

$$t = t^* x^{-\frac{9(1-n)}{2} - \frac{2\mu + 3(3n-2)(3\mu-2)}{4(1-\mu)}}.$$
 (6)

Напомним, что  $i_1(M)$  в (5) — это среднеквадратичная величина возмушений в объеме, содержащем массу M, а сами неоднородности распределены по нормальному закону. При этом имеется отличная от нуля вероятность встретить существенное отклонение от однородности, превышающее единицу для всех  $M > M_d$  и в любой момент временн  $t_1 < t < \tau^*$ . Однако при  $t < \bar{t}$  эта вероятность экспоненциально мала. В такой ситуации возникают два варианта: а) величина  $i^2(M_d)$  дорастает до 1 при  $t < \tau^*$ ; б) в момент полного испарения ПЧ $\mathcal{A}$  с  $M \sim M^*$  возмущения в масштабе  $M_d$  не превышают 1 ( $t > \tau^*$ ). В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением первого варианта, накладывая на возмущения ограничение

$$\left(\frac{M^*}{M_g}\right)^{-2} \alpha^{-\frac{9(1-n)}{2}} \xi^{\frac{2\mu+3(3n-2)(3\mu-2)}{4(1-\mu)}} < 1.$$
(7)

2. Спектр масс черных дыр, образующихся в эпоху доминирования ПЧД первого поколения. Формирование массивных черных дыр в период доминирования ПЧД минимальной массы обладает рядом особенностей по сравнению с тем же процессом, идущем в «жесткой» (Р ~ є) Вселенной. В случае «жесткого» уравнения состояния силы давления стремится сферизовать любое значительное отклонение от однородного распределения вещества. В пылевой Вселенной возмущение нарастает (в линейном приближении) без изменения формы, оставаясь подобным самому себе [11]. Расчеты, проделанные Дорошкевичем [12] применительно к проблеме образования галактик, показывают, что при нормальном распределении начальных возмущений лишь около 8% вещества сжимается по всем трем направлениям (однако в гравитационно связанные объекты может входить и большая доля вещества [13]). Поскольку представляется естественным, что для формирования черной дыры необходимо начальное отклонение в положении и скоростях частиц, близкое к сферически-симметричному, можно ожидать, что в черные дыры с  $M \ge M_d$  перейдет лишь малая (не выше 10<sup>-2</sup> - 10<sup>-3</sup>) часть областей, амплитуда возмущений в которых.

достаточна для образования гравитационно связанных объектов\*. Подавляющая доля ПЧД минимальной массы войдет в образования типа «блинов», однако аналогия с адиабатической теорией образования галактик здесь чисто условная. Дальнейшая эволюция образовавшихся черных дыр и «блинов» протекает различно. Черные дыры, образовавшиеся в этот период, имеют массу, превышающую  $M_d$ , и так как  $M_d \gg M^*$ , то время их существования до полного испадения будет значительно превышать \*\*. При  $M_d > 10^{15}$  г массивные черные дыры будут доживать до настоящего времени и давать вклад в полную плотность вещества во Вселенной. Образования типа «блинов», состоящие из ПЧД с М ~ М\*, в момент \*\* полностью превращаются в излучение и могут приводить к нагреву первичного вещества. При этом, поскольку в них входит подавляющая доля массы, произойдет вторичная перестройка модели, сопровождающаяся термализацией высокоэнергичных продуктов испарения. Если выполнено условие (7), то еще на пылевой фазе вследствие статистического скучивания образующихся ПЧД возможно формирование объектов с  $M \gg M_d$ . При расчете спектра масс ПЧД следующих поколений мы воспользуемся результатами недавней работы [14], с одним лишь существенным изменением. В отличие от [14], мы будем считать, что в каждое новое поколение ПЧД входит малая доля  $\beta/2 \ll 1$  всего вещества во Вселенной. Параметр β, в соответствии со сказанным выше, характеризует долю возмущений. эволюционирующих в черные дыры. Не вдаваясь в детали вычислений, аналогичных [14], приведем лишь окончательное выражение для спектра масс образующихся объектов:

$$f(M, t) = \frac{\mathcal{P}_{\text{tot}}(\tau^*)}{\overline{M}^2} \frac{\beta}{2 \ln 2} \left[ \frac{-\overline{R}(\tau^*)}{-R(t)} \right]^3 \left( \frac{\overline{M}}{M} \right)^{2 - \frac{p}{2 \ln 2}},$$
(8)

тде  $\wp_{tot}(\tau^*)$  — полная плотность вещества в момент  $\tau^*$ ,  $\overline{M}$  — максимальная масса в спектре образующихся ПЧД, определяемая из условия  $\partial_1(\overline{M})(\tau^*/t_1^*)^{2/3} = 1$ .  $\overline{M}$  можно выразить через параметры спектра начальных неоднородностей:

$$\overline{M} = \begin{cases} M^* a^{\frac{1}{n}} \frac{3n-2}{3n} \left(\frac{M^*}{M_g}\right)^{\frac{4}{3n}}; & \Pi < 1 \\ \\ M^* a^{\frac{3}{3n-2}} \frac{\pi^{(\mu^* (3n-2)(\mu-1))}}{(3n-2)(\mu-1)} \left(\frac{M^*}{M_g}\right)^{\frac{4}{3n-2}}; & \Pi > 1, \end{cases}$$
(9)

<sup>\*</sup> Мы не рассматриваем процесс образования черных дыр вследствие возможной фрагментации «блинов», поскольку при заданных параметрах модели этот механизм малоэффективен.

где

$$\Pi = \frac{t'}{\tau^*} = \left(\frac{M^*}{M_{\rm g}}\right)^{-2} {\rm a}^{-3/2} {\rm e}^{\frac{2u + (2n-2)(3u-2)}{4(1-\mu)}}$$

а t' определяется из условия:  $v_1 (M_1) (t'/t_1^*)^{2/3} = 1$ . Для  $\overline{M}$  приведено два значения, в соответствии с тем, что в спектре возмущений (5) имеется излом. Полная доля вещества, входящая в ПЧД с  $M_d \leq M \leq \overline{M}$ в момент

$$\mathbf{v} = 1 - \left(1 - \frac{\beta}{2}\right) \left(\frac{M}{M_d}\right)^{-\frac{1}{2\ln 2}}$$
(10)

Отметим, что при  $M_d > 10^{15}$  г искажение спектра масс (8) вследствие квантового испарения ПЧД несущественно для всего диапазона  $M_d < < M < \overline{M}$ . Условие  $M_d > 10^{15}$  г налагает следующее ограничение на спектр начальных неоднородностей<sup>\*</sup>:

$$\frac{M^{\bullet}}{M_{d}} \alpha^{3 \frac{2}{\sqrt{1-(k)}}} > 10^{20}.$$
 (11)

Как уже упоминалось выше, в момент <sup>\*\*</sup> происходит вторичная перестройка модели, после которой динамика расширения Вселенной определяется термализовавшимися продуктами испарения ПЧД с  $M \sim M^*$ . Если <sup>\*\*</sup> достаточно велико (например, больше 10<sup>-4</sup> с), то «жидкость», заполняющая Вселенную, будет описываться уравнением состояния  $P = \varepsilon/3$ . При  $t > 10^{-4}$  с и вплоть до момента равенства плотностей излучения и пылевой составляющей (в которую, помимо барионов, входят и черные дыры) эволюция протекает аналогично стандартной модели «большого взрыва». Существенным отличием, однако, может быть меньшее значение удельной энтропии на барион (подробнее см. раздел 3). Если в пылевой составляющей доминируют ПЧД ( $\psi_{bh} > \psi_{bar}$ ), то момент равенства определяется из соотношения:

$$\rho_{bh}(\tau^*) \left(\frac{t_{eq}}{\tau^*}\right)^{-3/2} = \rho_{\rho h}(\tau^*) \left(\frac{t_{eq}}{\tau^*}\right)^{-2},\tag{12}$$

откуда

$$t_{eq} \simeq \tau^* \gamma^{-2} = t_g \left(\frac{M^*}{M_g}\right)^3 \gamma^{-2}.$$

<sup>\*</sup> При таком выборе  $M_d$  естественно объясняется отсутствие искажений в спектре жесткого 7-излучения от ПЧД с  $M \sim 10^{15}$  г и спектра космических лучей в Галактике [16].

#### Н. А. ЗАБОТИН, П. Д. НАСЕЛЬСКИП

Таким образом, изложенная выше схема образования массивных черных дыр позволяет связать основные характеристики расширения Вселенной с амплитудой и спектром первичных неоднородностей плотности.

3. «Холодная» Вселенная. Сопоставление с наблюдениями. Излеженную выше общую схему эволюции «турбулентной» модели мы проиллюстрируем на конкретном примере Вселенной, заполненной на ранних стадиях веществом с уравнением состояни P=(1/3)е. Основное внимание мы уделим вопросу «разогрева» первоначально «холодной» материи с низкой величиной удельной энтропии на барион (So ~ 1). Полученные в предыдущих разделах результаты указывают на несколько механизмов увеличения удельной энтропни на барион. В первую очередь, рост энтропии может происходить вследствие диссипации начальных возмушений в радиаинонный период расширения, обусловленный эффектом испарения ПЧД с  $M \simeq M^*$ , при аккреции вещества на массивные черные дыры и т. д. При этом эффективность того или иного механизма «нагрева» определяется параметрами спектра начальных неоднородностей. Рассмотрим один из возможных вариантов. обусловленный испарением ПЧД минимальной массы. Обозначая 5, и n, плотность энергии и концентрацию 7-квантов и предполагая, что  $S_0 \ge 1$ , к моменту  $l_1^*$  будем иметь:

$$\varepsilon_{1}(t_{1}^{*}) \simeq \frac{c^{2}}{Gt_{1}^{*2}} \simeq \varepsilon T^{*} \simeq k T \cdot n_{1}(t_{1}^{*}),$$

$$n_{bar}(\tau^{*}) \simeq \frac{\varepsilon^{1/4}}{kS_{0}} \left(\frac{c^{2}}{Gt_{1}^{*2}}\right)^{3/4} \left(\frac{t_{1}^{*}}{\tau^{*}}\right)^{2},$$
(13)

где k— постоянная Больцмана.

При  $t \sim \tau^*$  происходит мгновенное энерговыделение продуктов испарения ПЧД с  $M^*$ , сопровождающееся их термализацией. Удельную энтролию  $S_{\tau K}$  моменту времени  $\tau^*$  можно оценить как

$$S_1 = S_0 \ddagger \left(\frac{M^*}{M_g}\right), \tag{14}$$

в полном соответствии с результатами [15]. Не вдаваясь в детали дальнейшего набора энтропии, связанного с эффектами диссипации неод юродностей и аккреции, при S<sub>0</sub> 2 1 необходимо потребовать

$$\frac{S_1}{S_0} = \xi \left(\frac{M^*}{M_g}\right) \lesssim 10^9.$$
<sup>(15)</sup>

Современные ограничения на плотность массивных ПЧД ( $M \gg 10^{15}$  г) свидетельствуют, что  $\rho_{bb} \leq \rho_{cr}$  ( $\rho_{cr}$  – критическая плотность вещества).

Однако не исключено, что плотность массивных ПЧД может превышать современную плотность вещества ( $\rho_{bh} > \rho_{bar}$ ). Обозначая  $\rho_{bh} = = \omega \rho_{cr}$ ;  $\rho_{bar} = \Omega \rho_{cr}$ ,  $S_{now} = 2 \cdot 10^{5} \Omega^{-1} h^{-1}$ , получаем для и соотношение

$$\omega \varphi_{cr} \left(\frac{t_{now}}{t_{eq}}\right)^{-2/3} = \varphi_r \left(\frac{S_1}{S_{now}}\right)^{4/3}$$

Подставляя teg из (12), будем иметь:

$$\omega \rho = 10^{20} h^{\pm} \Omega^{4/3} v^{4/3} \xi^{4/3} \left(\frac{M^*}{M_g}\right)^{-2/3} < 1, \tag{16}$$

где h = H/50 км/с · Мпс — безразмерная постоянная Хаббла. При  $h \simeq 1$ ,  $\Omega \simeq 0.1$  из (16) следует

$$M^* > 2.5 \cdot 10^{37} \, v^2 \xi^2 M_g. \tag{17}$$

Для  $S_0 = 1$ ,  $\beta = 10^{-3}$  и  $n \approx 2/3$  ограничения на параметры начальных неоднородностей приведены на рис. 2. Требованию  $M^* \ll 10^{15}$  г соот-

ветствует область ниже линии 5;  $M_d > 10^{15}$  г — выше кривой 2;  $t < \tau^*$  выше кривой 1;  $S_1/S_0 < 10^9$ — ниже 3;  $\rho_{bb}/\rho_{cr} < 1$ — выше кривой 4.



Рис. 2. Ограничения на параметры спектра начальных неоднородностей (пояснения см. в тексте).

Заштрихованная область соответствует значениям  $M^*$ ,  $\alpha$ , удовлетворяющим всем перечисленным требованиям. Отметим, что область допустимых значений  $M^*$ ,  $\alpha$  может быть шире, если рассматривать образование черных дыр за счет статистичности начальных условий

(см. раздел 1). Как видно из рис. 2, в достаточно широком классе параметров начальных возмущений удается обеспечить как полный  $(S_1 \sim 10^8 - 10^9)$ , так и частичный  $(S_1 \gtrsim 3 \cdot 10^2)$  "разогрев" Вселенной. В первом случае модель характеризуется 25-30 % содержанием Не<sup>1</sup>, во-втором — массоная концентрация Не' порядка 32 %. Особенностью первичного химсостава в случае "теплых" моделей является практически нулевое содержание космологического дейтерия.

Дальнейшее развитие этой гипотетической схемы может осуществляться по двум направлениям. Не исключено, что неоднородности в «газе» массивных черчых дыр могут генерировать возмушения плотности в барионах, приводя к образованию звезд с  $M \sim 1 \, M_{\odot}$  и выше. В определенной мере этот вариант соответствует идеям работ [9, 14]. Отметим, что образование массивных черных дыр и последующая аккреция вещества на них может служить механизмом генерации чернотельного излучения, аналогично сценарию «теплой» Вселенной [17]. Естественно, перечисленные выше возможности не исчерпывают всех допустимых вариантов. Анализ космологических следствий изложенной выше гипотетической схемы требует детального исследования и будет рассмотрен нами в отдельной работе.

В заключение авторы выражают признательность Я. Б. Зельдовичу за полезное обсуждение работы.

## Приложение 1

В настоящем приложении мы рассмотрим динамику малых потенинальных возмущений в двухкомпонентной «жидкости», состоящей из вещества с уравнением состояния  $P = 1/3 \varepsilon$  и бесстолкновительного «газа» первичных черных дыр. Рассмотрим случай, когда плотность ультрарелятивистской компоненты р, превышает рад. Задавшись спектром возму-

шений в момент 
$$\gamma_0 \left( \gamma = \int \frac{dt}{a(t)} \right)$$
, соответствующий  $t^*$ , в виде

$$\hat{c}_r \simeq \alpha \left(\frac{M}{M^*}\right)^{-n} \simeq \alpha \left(k \cdot \eta_0\right)^{3n}, \quad k \leqslant \eta_0^{-1}, \tag{1.1}$$

где k — безразмерное волновое число, a — амплитуда неоднородностей и предполагая a < 1, из линейной теории Лифшица получим, что для  $h^{\beta}_{\alpha(k)} = \frac{1}{3} \delta^{\beta}_{\alpha} (\mu_{\vec{k}} + \lambda_{\vec{k}}) - \frac{k_{\alpha}k^{\beta}}{k^{2}} \lambda_{\vec{k}}$  зависимость коэффициентов раз-

ложения 14, и 0k от времени определяется выражением

$$\mu_{\vec{k}}(\eta) \simeq 9\alpha \left(k \eta_0\right)^{3n-2} \left(1 - \frac{1}{6} k^3 \eta^3\right), \qquad (1.2)$$

#### ОБРАЗОВАНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР

$$\mathcal{E}_r \simeq \alpha \left( k \gamma_0 \right)^{3n-2} k^3 \gamma_l^2$$
 при  $k \gamma \ll 1$  (1.3)

И

$$m_{k}(\eta) \simeq -72 \sqrt{3} \alpha (k\eta_{0})^{3n-2} (k\eta)^{-2} e^{\frac{1}{13}}$$
 при  $k\eta \gg 1.$  (1.4)

Линеаризованные гидродинамические уравнения для ПЧД-компоненты, после замены  $0 = N_{\star} = N_{\star} - 2/3$  сводятся к одному — для инварианта  $N_{\star}$ :

$$N_{\vec{k}} + \frac{a^{\prime}}{a} N_{\vec{k}} = 0, \qquad (1.5)$$

где a (  $\eta$ ) — масштаб-фактор модели. Решением (1.5) при  $\eta \ll 1$  является

$$\hat{b}_{bh}(k) \simeq C_1^{(k)} \ln \tau_1 + C_2^{(k)} - \frac{2}{3} \mu_k, \qquad (1.6)$$

где  $C_1^{(k)}$  и  $C_2^{(k)}$  — константы интегрирования.

Если в момент  $\gamma_{i0}$  выполняется условие  $\delta_{bh}(\gamma_{i0}) = Q \delta_r(\gamma_0); \delta_{bh}(\gamma_{i0}) = P \delta_r(\gamma_0),$  причем  $|Q|, |P| \ll (k\gamma_0)^{-2}$ , то из (1.6), (1.4) в приближении  $k\gamma_l \gg 1$  следует

$$\delta_{bh} \simeq \alpha \left(k\gamma_{i_0}\right)^{3n-2} \left[ 6 + 2\left(P - 1\right) k^2 \gamma_{i_0}^2 \ln \frac{\gamma_i}{\gamma_{i_0}} + \left(Q - 1\right) k^2 \eta_0^2 + 48 \sqrt{3} \frac{e^{\frac{\gamma_3}{2}}}{k^2 \eta_i^2} \right] \simeq \\ \simeq \alpha \left(k\gamma_{i_0}\right)^{3n-2} \left[ 6 + 48 \sqrt{3} k^{-2} \eta^{-2} e^{\frac{ik\eta}{\sqrt{3}}} \right].$$

Таким образом, для коротковолновых мод возмущения в «газе» ПЧД замораживаются на уровне  $\delta_{bh} \sim \delta_r^H$ , где  $\delta_r^H$  — возмущение в ультрарелятивистской компоненте в момент выхода на фазу акустичности. Выбор тех или иных начальных условий диктуется в данном случае представлениями о динамике образования ПЧД и последующим их откликом на возмущения в столкновительном веществе. Выбор  $P, Q \sim 1$ , на наш взгляд. естественным образом связан с предположением о вынужденном характере возмущений в черных дырах, генерируемых ультрарелятивистской подсистемой.

#### Приложение 2

1ky

Как показано в Приложении 1, черные дыры минимальной массы эффективно взаимодействуют лишь со сверхгоризонтными возмущениями. В

#### Н. А. ЗАБОТИН, П. Д. НАСЕЛЬСКИН

областях меньше горизонта совокупность ПЧД можно рассматривать как свободный бесстолкновительный газ. Результатом взаимодействия с длинноволновыми возмущениями является наличие у частиц этого газа дисперсии скоростей. Величину этой дисперсии в момент образования ПЧД с  $M \sim M^*$  можно оценить, усредняя вклад от сверхгоризонтных возмущений

$$\left\langle \left(\frac{v}{c}\right)^2 \right\rangle \propto \int_0^{1/\tau_0} [\alpha \left(k\tau_0\right)^{3n}]^2 d^3k \sim z^2.$$
(2.1)

Полученный результат может быть качественно проиллюстрирован следующим образом. Поскольку наибольший вклад в интеграл (2.1) дают возмущения, характерный размер которых совпадает с горизонтом событий в момент  $t_*$ , их плотность энергии оценивается как  $\varepsilon_{AK} \sim \varepsilon_{ph}$  ( $\Delta \varepsilon / \varepsilon )^2$ ), где усреднение производится по начальным фазам неоднородностей. В ПЧД эволюционирует лишь малая доля неоднородностей, причем кинетическая энергия хаотических движений в газе черных дыр будет порядка  $W_A \sim \varepsilon_{bh} \langle v^2 \rangle$ . Предполагая, что в момент в кинетическую энергию перекачивается доля с от  $\varepsilon_{AK}$ , получим:

$$\rho_{bh}c^2\left\langle \left(\frac{\upsilon}{c}\right)^2\right\rangle \sim \xi\left\langle \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2\right\rangle \varepsilon_{ph}.$$

И так как  $\rho_{bh}c^2 = \varepsilon_{\rho h}(\gamma_0)$ , то  $\langle (v^2/c^2) \rangle \sim \langle (\delta \varepsilon/\varepsilon)^2 \rangle \sim \alpha^2$ . Трактовка  $\langle v^2 \rangle$  как дисперсии скоростей газа первичных черных дыр, на наш взгляд, справедлива вследствие того, что в момент образования характерное расстояние между ПЧД  $l_{bh} \sim (ct^*)$ ;  $^{-1/3} \gg ct^*$ , и поскольку распределение возмущений является случайным, то и распределение скоростей ПЧД будет описываться нормальным законом. Вследствие этого, к моменту времени t в газе черных дыр замываются возмущения в масштабе порядка  $\kappa \sim vt \sim zct \ll ct$ , и к моменту t этому масштабу соответствует масса  $M_d \sim x^3 M_1 = M^* a^{3} \varepsilon^{1/2(1-z)}$ .

Ростовский государственный университет

## BLACK HOLE FORMATION IN AN EARLY UNIVERSE

#### N. A. ZABOTIN, P. D. NASELSKIY

One of the possible ways of creation of the primordial black holes in the early Universe is considered. It has been shown that high

#### ОБРАЗОВАНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР

enough level of the primeval inhomogeneities leads to the possibility of the creation of PBH's due to clustering of the black holes of minimum mass. The characteristics of the mass spectrum of developing PBH's are calculated and the restrictions of the parameters of the primeval inhomogeneity spectrum are obtained.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж., 43, 47, 1966.
- 2. S. W. Hawking, M. N., 152, 75, 1971.
- 3. Д. К. Належич, И. Д. Новиков, А. Г. Полнарев, Препринт ИКИ АН СССР, № 347, М., 1977.
- 4. G. V. Bicknell, R. N. Henriksen, Ap. J., 225, 237, 1978.
- 5. B. J. Carr, Ap. J., 201, 1, 1975.
- 6. B. J. Carr, Ap. J., 206, 8, 1976.
- 7. S. W. Hawking, Comm. Math. Phys., 43, 199, 1975.
- 8. B. J. Carr, Astron. Astrophys., 56, 377, 1977.
- 9. P. Meszaros. Astron. Astrophys., 37, 225, 1974.
- 10. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Astrophys. Space Sci., 35, 43, 1974.
- 11. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., 40, 807, 1963.
- 12. А. Г. Дорошкевич, Астрофизика, 6, 581, 1970.
- 13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука. М., 1975.
- 14. B. J. Carr, M N., 181, 293, 1977.
- 15. Я. Б. Зельдович. А. А. Старобинский, Письма ЖЭТФ, 24, 616, 1976.
- 16. П. Д. Насельский. Н. В. Пелихов, Астрон. ж., 56, 714, 1979.
- 17. B. J. Carr. M. J. Rees, Astron. Astrophys., 61, 705, 1977.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.035.2

## ФУНКЦИЯ ГРИНА ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОГО СЛОЯ

#### О. В. ПИКИЧЯН

Поступила 16 апреля 1978 Пересмотрена 20 февраля 1979

Исследована задача приближенного определения функции Грина (ФГ) слоя конечной оптической толщины в случае анизотропного рассеяния. Получены асимптотические формулы, когорые в явном виде весьма просто выражают ФГ оптически толстого слоя через ФГ полубесконечной среды и милновскую интенсивность. С помощью построенных асимптотик ФГ получены явные выражения, позволяющие по известной милновской интечсивности и решению соответствующей задачи для полубесконечной среды просто рассчитать интенсивность внутреннего поля излучения в оптически толстом слое при произвольных первичных источниках энергии.

1. Введение. В теории переноса излучения представляют определенный интерес соотношения, которые позволяют при выполнении некогорых условий приближенно свести решение какой-либо задачи к решению более простой и хорошо исследованной задачи. Их точность оказывается достаточной для исследования многих астрофизических явлений. Первой задачей, решенной в такой постановке в теоретической астрофизике, язилась задача о нахождении асимптотического режима светового поля на больших глубинах полубесконечной плоскопараллельной среды (односторонняя бесконечность), освещенной параллельными лучами. Она была поставлена и решена В. А. Амбарцумяном в работе [1]. При этом рассматривались случан как изотропного, так и анизотропного рассеяния. Приближенное (асимптотическое) решение сводилось к нахождению поля диффузного излучения в бесконечной среде (двухсторонняя бесконечность) с бесконечно удаленным от приемника источником. Аналогичным же образом В. В. Ивановым недавно была решена задача нахождения глубинных асимптотик функции Грина (ФГ) полубесконечной плоскопараллельной среды [2] (см. также [3]). Рассмотрению же более сложных задач об

определении диффузного поля излучения в оптически толстом, но конечном слое посвящено много работ [4—6] (см. также [7], гл. VIII, § 8.4), а также [8—10], причем в последних двух исследование ведется при помощи метода Кейза [11]. В указанных работах для решения задач о плоских слоях большой, но конечной оптической толщины получены представления через решения задач о полубесконечных слоях. Следует отметить, что для задач диффузного отражения и пропускания при изотропном рассеянии подобные решения впервые были получены Амбарцумяном (см., например, [12], гл. III, § 7, а также [13]. стр. 345).

Целью настоящей работы является построение асимптотического приближения для ФГ конечного слоя большой оптической толщины при анизотропном рассеянии и с помощью построенных асимптотик ФГ получение простых выражений для внутренних полей излучения в толстых слоях при произвольных первичных источниках энергии.

2. Асимптотическое приближение для  $\mathcal{O}\Gamma$ . Будем исходить из вероятностной трактовки явлений переноса, предложенной В. В. Соболевым. Функция Грина  $G_{(0, \tau_0)}(\tau', \Omega' \to \tau, \Omega) d\Omega$  представляет собой вероятность того, что квант, летевший на оптической глубине с в направлении  $\Omega'$  (arc cos  $\tau, \varphi'$ ) к внешней (относительно границы  $\tau = 0$ ) нормали слоя толщины  $\tau_0$ , вообще говоря, после рассеяний будет двигаться на глубине  $\tau$  в направлении  $\Omega$  (arc cos  $\tau_i, \varphi$ ) внутри телесного угла  $d\Omega$ . Здесь  $\zeta = n \cdot \Omega', \quad \tau_i = n \cdot \Omega, \quad n - единичный вектор, направленный в сторону убывания оптических толщин, а <math>\varphi'$  и  $\varphi' = -$ азимуты  $\Omega'$  и  $\Omega$ .  $\varphi = -$ полубесконечной среды обозначим через  $G_{(0,\infty)}(\tau', \Omega' \to \tau, \Omega)$ . Исходя из вероятностного смысла  $\varphi = -$ и полубесконечной среды, очевидно получим (см. также [14-15])

$$G_{(0, \infty)}(\tau', \ \Omega' \to \tau, \ \Omega) = G_{(0, \tau_0)}(\tau', \ \Omega' \to \tau, \ \Omega) + \int_{\Omega} G_{(0, \tau_0)}(\tau_0 - \tau', \ - \overline{\Omega'} \to 0, \ \Omega'') G_{(0, \infty)}(\tau_0, \ -\overline{\Omega'} \to \tau, \ \overline{\Omega}) d\overline{\Omega''},$$
(1)

где  $\Omega_+$  — верхняя полусфера ( $\Omega \cdot n > 0$ ). Предположим, как обычно, что индикатриса рассеяния разложена по полиномам Лежандра

$$\mathcal{A}(\tilde{\Omega}', \Omega) = \sum_{m=0}^{N} (2 - \hbar_{0m}) \mathcal{X}^{m}(\zeta, \eta) \cos m(\varphi' - \varphi),$$

где

#### ФУНКЦИЯ ГРИНА

$$\mathcal{I}^{m}(\zeta, \eta) = \sum_{i=m}^{N} C_{i}^{m} P_{i}^{m}(\zeta) P_{i}^{m}(\eta), \quad C_{i}^{m} = x_{i} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}, \quad \delta_{im} = \begin{cases} 0 & i \neq m \\ 1 & i = m. \end{cases}$$

Представим ФГ в виде

$$G_{(0,\tau_{0})}(\tau', \ \underline{\Theta}' \to \tau, \ \underline{\Theta}) = \sum_{m=0}^{N} (2 - \delta_{0m}) \ G_{(0,\tau_{0})}^{m}(\tau', \ \zeta \to \tau, \ \eta) \cos m \ (\varphi' - \varphi),$$

тогда для азимутальных гармоник соотношение (1) примет вид

$$G_{(0, -\nu)}^{m}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = G_{(0, -\nu)}^{m}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) +$$

$$+ 2\pi \int_{0}^{1} G_{(0, -\nu)}^{m}(\tau_{0} - \tau', -\zeta \to 0, \mu) G_{(0, -\nu)}^{m}(\tau_{0}, -\mu \to \tau, \eta) d\mu.$$
(1a)

Для главного члена m-ой диффузионной гармоники ФГ полубесконечной среды в [2, 3] получено асимптотическое выражение, которое в наших обозначениях имеет вид (диффузионной называется гармоника, для которой соответствующее характеристическое уравнение (3) имеет корень, в [16] подобные гармоники названы также милновскими):

$$G_{(\partial_{t},\infty)}^{m}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = (2\pi)^{-1} |\eta| \cdot 2I_{M}^{m}(\tau, \eta) i^{m}(\zeta) e^{-\kappa_{m}\tau}, \qquad (2)$$

 $I_M^m(\tau, \eta)$  — диффузионная азимутальная гармоника интенсивности в неконсервативной задаче Милна, определяемая из уравнения переноса

$$\eta \frac{\partial I_M^m(\tau, \eta)}{\partial \tau} = I_M^m(\tau, \eta) - S_M^m(\tau, \eta),$$

где  $S_M^m(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \chi^m(\eta, \mu) I_M^m(\tau, \mu) d\mu - \phi$ ункция источника, причем

$$I_{M}^{m}(0, \eta) = u^{m}(\eta), \quad I_{M}^{m}(0, -\eta) = 0$$
 при  $\eta > 0,$ 

 $k_m - диффузионный показатель, т. е. наименьшее по абсолютной величине собственное значение, соответствующее собственной функции <math>i^m$  ( $\zeta$ ) характеристического уравнения

$$(1-k_m\eta)\,i^m(\eta)=\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}\chi^m(\eta,\mu)\,i^m(\mu)\,d\mu.$$
(3)

При этом уравнение переноса для  $G_{(0, \infty)}(\tau, \zeta \to \tau, \eta)$  имеет вид (напомним, что изложение ведется в вероятностной трактовке) 11—295

$$\zeta \frac{\partial G_{(0,-\tau)}^m}{\partial \tau'} + G_{(0,-\tau)}^m = P_{(0,-\tau)}^m(\tau', \zeta \to \tau, \eta) + |\eta| \frac{\delta(\eta-\zeta)\delta(\tau'-\tau)}{2\pi},$$

где величина

$$P_{(0,\infty)}^{m}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \chi^{m}(\zeta, \mu) G_{(0,\infty)}^{m}(\tau', \mu \to \tau, \eta) d\mu =$$
$$= 2\pi \int_{0}^{1} P_{(0,\infty)}^{m}(0, \zeta \to 0, \mu) G_{(0,\infty)}^{m}(\tau', \mu \to \tau, \eta) d\mu$$

представляет собой азимутальную гармонику функции источника (ФИ) с точностью до 6-функций. Подставляя формулу (2) в соотношение (1а), можно получить асимптотическое выражение для ФГ оптически толстого слоя в виде (впредь верхние индексы "m" будем опускать, чтобы не загромождать обозначения)

$$\begin{aligned} G_{(0,\tau_{0})}^{4s}\left(\tau',\ \zeta \to \tau,\ \eta\right) &= G_{(0,\ \infty)}\left(\tau',\ \zeta \to \tau,\ \eta_{i}\right) - \\ &- 2\left|\eta\right| I_{M}(\tau,\ \eta) e^{-k\tau_{0}} D\left(\tau_{0} - \tau',\ \tau_{0},\ -\zeta\right), \end{aligned} \tag{4} \\ &\text{при } \tau_{0} - \tau \gg 1, \quad 0 \leqslant \tau' \leqslant \tau_{0}, \end{aligned}$$

где

2

$$D(z', z_0, \zeta) \equiv \int_0^1 G_{(0, z_0)}(z', \zeta \to 0, \mu) i(-\mu) d\mu.$$
 (5)

Принимая в формуле (4)  $\tau = 0$  и подставляя в (5), нетрудно получить

$$D^{A*}(\tau', \tau_0, \zeta) = \frac{D(\tau', \zeta) - Ne^{-k\tau_0}D(\tau_0 - \tau', -\zeta)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}},$$
(6)

при т₀≫1,

где  $D(\tau', \zeta) \equiv D(\tau', \infty, \zeta)$  и определяется из выражения [3]

$$2\pi D(\tau', \zeta) = i (-\zeta) e^{k\tau'} - M I_M(\tau', -\zeta), \tag{7}$$

$$N = 2 \int_{0}^{1} I_{M}(0, \mu) i(-\mu) \mu d\mu, \qquad M = \int_{-1}^{+1} i^{2}(\mu) \mu d\mu.$$

Для диффузионной гармоники соответствующей ФИ из соотношения (4) нетрудно найти выражение

$$P_{(0,\tau_0)}^{As}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = P_{(0,\infty)}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) - -2 |\eta| I_M(\tau, \eta) e^{-k\tau_0} \widetilde{D}(\tau_0 - \tau', \tau_0, -\zeta),$$
(8)

три 
$$au_0 - au \gg 1, \ 0 \leqslant au' \leqslant au_0$$

где

$$\widetilde{D}(\tau', \tau_0, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \chi^m(\zeta, \mu) D(\tau', \tau_0, \mu) d\mu.$$
(9)

С учетом (6) из (9) приходим к соотношению

$$\widetilde{D}(\tau',\tau_0,\zeta) = \frac{\widetilde{D}(\tau',\zeta) - Ne^{-k_0}\widetilde{D}(\tau_0 - \tau',-\zeta)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}, \quad \text{при } \tau_0 \gg 1,$$
(10)

а вспомогательная функция  $D(z', \zeta)$  определяется из выражений

$$\widetilde{D}(\tau', \zeta) \equiv \widetilde{D}(\tau', \infty, \zeta) = \int_{0}^{1} P_{(0,\infty)}(\tau', \zeta \to 0, \mu) i(-\mu) d\mu,$$

$$2\pi \widetilde{D}(\tau', \zeta) = (1 + k\zeta) i(-\zeta) e^{k\tau'} - MS_M(\tau', -\zeta).$$
(11)

Формулы (4) и (8) в совокупности с (6) и (10) представляют зсимптотическое приближение для ФГ и ФИ оптически толстого слоя в случае, когда приемник достаточно удален ( $\tau_0 - \tau \gg 1$ ) от одной ( $\tau = \tau_0$ ) из границ слоя, а местонахождение источника произвольно ( $0 \ll \tau \ll \tau_0$ ). Применяя принцип обратимости оптических явлений

$$|\zeta| G_{(0,\tau_0)}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = |\eta| G_{(0,\tau_0)}(\tau, -\eta \to \tau', -\zeta)$$

к выражениям (4) и (8), получим асимптотики для случая, когда источник расположен на достаточном удалении ( $\tau_0 - \tau' \gg 1$ ) от одной ( $\tau = \tau_0$ ) из границ слоя, а приемник находится на произвольной глубине ( $0 < \tau < \tau_0$ )

$$G_{(0,\tau_{0})}^{As}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = G_{(0,\infty)}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) - -2 |\eta| I_{M}(\tau', -\zeta) e^{-k\tau_{0}} D(\tau_{0} - \tau, \tau_{0}, \eta),$$
(12)

$$P_{(0,\tau_{0})}^{A*}(\tau',\zeta \rightarrow \tau,\tau_{1}) = P_{(0,\infty)}(\tau',\zeta \rightarrow \tau,\eta) - -2|\eta| S_{M}(\tau',-\zeta) e^{-k\tau_{0}} D(\tau_{0}-\tau,\tau_{0},\eta), \qquad (13)$$

при 
$$\tau_0 - \tau' \gg 1$$
,  $0 \le \tau \le \tau_0$ .

#### О. В. ПИКИЧЯН

Примечательно, что в частном случае, когда  $\tau_0 - \max(\tau, \tau') \gg 1$ , формулы (4) и (12) совпадают и принимают более простую и симметричную форму. Действительно, в этом случае левые части соотношений (4) и (12) равны, поэтому из равенства правых частей можно заключить, что

$$D(\tau_0 - \tau', \tau_0, \zeta) = f(\tau_0) I_M(\tau', \zeta) e^{-k\tau_0}, \quad \tau_0 - \tau' \gg 1.$$
(14)

Функцию  $f(\tau_0)$  можно легко найти из (14) при  $\tau = 0$ , если использовать формулу (6) с учетом выражений (см. формулу (7))

$$D(\tau_0, \zeta) = (2\pi)^{-1} Ni(\zeta) e^{-k\tau}, \quad \tau_0 \gg 1,$$
  
$$2\pi D(0, -\zeta) = i(\zeta) - Mu(\zeta).$$

Подставляя последние в указанные выражения, получаем

$$f(\tau_0) = (2\pi)^{-1} \frac{NM}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}.$$
 (15)

С помощью (15), (14) и (4) приходим к соотношениям

 $G^{A_{\mathbf{x}}}_{(0,\tau_0)}(\tau',\,\zeta \rightarrow \tau,\,\tau_i) =$ 

$$= G_{(0,-1)}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) - (\pi)^{-1} |\eta| I_M(\tau, \eta) I_M(\tau', -\zeta) \frac{NMe^{-2k\tau_0}}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}, \quad (16)$$

 $P_{(0,\infty)}^{A*}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = =$   $= P_{(0,\infty)}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) - (\pi)^{-1} |\eta| I_M(\tau, \eta) S_M(\tau', -\zeta) \frac{NMe^{-2k\tau_0}}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}, \quad (17)$   $= np_H \tau_0 - max(\tau, \tau') \gg 1.$ 

Условие  $\tau_0 - \max(\tau, \tau') \gg 1$  означает, что и приемник, и источник находятся на достаточном удалении от нижней границы слоя. При  $\tau' = \tau = 0$ , L < 0 из (16) сразу следует известная формула для коэффициента яркости оптически толстого слоя.

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0) = \rho(\eta, \zeta) - u(\eta) u(\zeta) \frac{NMe^{-2k\tau_0}}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}$$

поскольку

$$2\rho(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{2\pi}{\eta} G_{(0,\tau_0)}(0, -\zeta \to 0, \eta).$$

В приведенных выше выражениях (4), (8) и (12). (13) подразумевалось выполнение соответственно условий  $\tau_0 - \tau \gg 1$  и  $\tau_0 - \tau' \gg 1$ , а в более частных выражениях (16) и (17) принималось  $\tau_0 - \max(\tau, \tau') \gg 1$ , т. е. обязательно или приемник, или источник, или же оба вместе должны были находиться на достаточном удалении ( $\gg$  1) от одной из границ (за таковую принималась нижняя граница слоя  $\tau = \tau_0$ ). Эти формулы являются прямыми обобщениями обычных асимптотик для частной задачи с внешним освещением слоя. Однако нетрудно получить и асимптотику, которая присуща только задаче об определении ФГ (т. е. асимптотику, которая не превращается в обычные асимптотики более частных задач). Для этого достаточно воспользоваться тем фактом, что ФГ конечного слоя в явном виде выражается через свое граничное значение  $\tau = 0$ , т. е. через поверхностную ФГ (ПФГ). Принимая в (4)  $\tau = 0$ , заменяя  $t \to \tau_0 - t$  и подставляя в (1a), можно получить

$$G_{(0,\tau_0)}^{A*}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) = G_{(0,\pi)}(\tau', \zeta \to \tau, \eta) - \Delta_1(\tau_0 - \tau', -\zeta; \tau_0; \tau, \eta) + + 2\pi\Delta_2(\tau_0; \tau, \eta) e^{-k\tau_0} D(\tau', \tau_0, \zeta),$$
(18)  
$$\Pi p_H \tau_0 \gg 1,$$

где

$$a_{1}(\tau', \zeta; \tau_{0}; \tau, \eta) = 2\pi \int_{0}^{1} G_{(0, \tau)}(\tau', \zeta \to 0, \mu) G_{(0, \tau)}(\tau_{0}, -\mu \to \tau, \eta) d\mu,$$

$$\Delta_{2}(\tau_{0}; \tau, \eta) = 2 \int_{0}^{0} G_{(0, \infty)}(\tau_{0}, -\mu \rightarrow \tau, \eta) \varepsilon(\mu) \mu d\mu.$$

При этом очевидно, что при = > 1

$$\Delta_1(\tau', \tau; \tau_0; \tau, \eta) = i(\tau) e^{-\lambda_1} \Delta_2(\tau_0; \tau, \eta).$$
(19)

Переход ог (18) к соответствующей формуле для ФИ тривиален Для справедливости формулы (18) достаточно лишь выполнения условия  $\tau_0 \gg 1$ , а местонахождение и источника, и приемника произвольно ( $0 \ll (\tau, \tau) \ll \tau_0$ ). Однако формулы (4), (12) и (16) намного просты и удобны по сравнению с (18), т. к. не требуют вычисления дополнительных и довольно громоздких интегралов  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . При  $\tau = 0$  формула (18) соответствует второму приближению для ПФГ, когда в (1а) под интегралом ПФГ конечного слоя заменена своей асимптотикой при  $\tau_0 \gg 1$ . Из выражения (18) с учетом соотношения (19), очевидно, можно получить асимптотики и для рассмотренных выше частных случаев  $\tau_0 - \tau \gg 1$  и  $\tau_0 - \tau' \gg 1$ , которое, однако, будут более грубыми, чем (4) и (12), т. к. соответствуют переходу к асимптотикам на обоих множителях подынтегрального выражения формулы (1а) (при выводе (4) и (12) был заменен асимптотикой лишь второй множитель).

3. Асимптотический режим при произвольных источниках энергии. Рассмотрение приближенного решения задач оптически толстого слоя при произвольных первичных источниках энергии, после определения  $\mathfrak{O}\Gamma$ , очевидно сводится к простому интегрированию по глубине местонахождения источника и по угловой переменной. Найдем в асимптотическом приближении интенсивность  $I^{As}(\tau, \eta; \tau_0)$  излучения в оптически толстом слое толщины  $\tau_0$ , на глубине  $\tau$  в направлении, характеризуемом величиной  $\eta$ . Пусть в среде находятся произвольные первичные источники, *m*-ая азимутальная гармоника мощности которых есть  $Q(\tau', \zeta)$ .

Рассмотрим три случая:

а) Ищется световой режим на достаточном удалении от нижней границы, когда источники распределены по всему слою, т. е. когда выполняются условия

$$\tau_0 - \tau \gg 1, \quad 0 \leqslant \tau' \leqslant \tau_0, \quad -1 \leqslant (\zeta, \eta) \leqslant 1.4$$

Действуя оператором  $Q = 2\pi \int_{-1}^{1} d\zeta \int_{0}^{1} \cdots Q(\zeta', \zeta) \frac{d\zeta'}{|\eta|}$  на соотношение (4),

нетрудно получить

$$I^{A_{s}}(\tau, \eta; \tau_{0}) = I_{(\tau_{0})}(\tau, \eta) - 2I_{M}(\tau, \eta) e^{-k\tau_{0}} \frac{Q_{1}(\tau_{0}) - Ne^{-k\tau_{0}}Q_{2}(\tau_{0})}{1 - N^{2}e^{-2k\tau_{0}}},$$
 (20)  
при  $\tau_{0} - \tau \gg 1,$ 

тде  $I_{(\tau_0)}(\tau, \eta)$  — азимутальная гармоника интенсивности внутреннего поля в полубесконечней среде с теми же источниками  $Q(\tau', \zeta)$ , сконцентрированными в пограничном слое толщиной  $\tau_0$ , а величины  $Q_1(\tau_0)$ и  $Q_2(\tau_0)$  определяются из выражений

$$Q_{\begin{bmatrix} 1\\2\\2 \end{bmatrix}}(\tau_{0}) = \int_{0}^{\tau_{0}} e^{k\tau'} A_{\begin{bmatrix} 1\\2\\2 \end{bmatrix}}(\tau') d\tau' - M \int_{-1}^{+1} d\tau' \int_{0}^{\tau_{0}} I_{M}(\tau', \zeta) \left\{ \begin{array}{l} Q(\tau_{0} - \tau', \zeta) \\ Q(\tau', -\zeta) \end{array} \right\} d\tau',$$

$$A_{\begin{bmatrix} 1\\2\\2 \end{bmatrix}}(\tau') = \int_{-1}^{+1} i(\zeta) \left\{ \begin{array}{l} Q(\tau_{0} - \tau', \zeta) \\ Q(\tau', -\zeta) \end{array} \right\} d\zeta.$$
(21)

достаточном удалении от нижней границы ( $\tau = \tau_0$ ) основного слоя. Этому случаю соответствуют условия

$$0 \leqslant \tau \leqslant \tau_0, \quad \tau_0 - \tau' \gg 1, \quad -1 \leqslant (\zeta, \eta) \leqslant 1.$$

Заменяя в (12)  $z' \rightarrow t$  и действуя затем оператором  $Q = 2\pi \int_{-1}^{+1} d' \int_{0}^{+1} \cdots$ 

 $\cdots Q(t, \zeta) \frac{dt}{|\tau_i|}, \text{ можно получить выражение}$   $I^{As}(\tau, \tau_i; \tau_0) = I_{(\tau')}(\tau, \tau_i) - 4\pi Q_M(\tau') e^{-\kappa \tau_0} D(\tau_0 - \tau, \tau_0, \tau_i), \quad (22)$ при  $0 \leqslant \tau \leqslant \tau_0, \quad \tau_0 - \tau' \gg 1,$ 

где

$$Q_{M}(z') = \int_{-1}^{+1} d\zeta \int_{0}^{-1} I_{M}(t, \zeta) Q(t, -\zeta) dt,$$

причем из (21) видно, что

$$Q_2(z) = \int_0^z e^{kt} A_2(t) dt - MQ_M(z).$$

в) Ищется интенсивность на произвольной глубине т, когда источники заполняют весь слой. В этом случае имеем условия

$$\tau_0 \gg 1, \quad 0 \leqslant (\tau, \tau') \leqslant \tau_0, \quad -1 \leqslant (\zeta, \eta) \leqslant 1.$$

Действуя оператором примера (а) на формулу (18), получаем

$$I^{A_{s}}(\tau, \eta; \tau_{0}) = I_{(\tau_{0})}(\tau, \eta) - 2\pi \int_{0}^{1} \overline{I}_{(\tau_{0})}(0, \mu) G_{(0, \pi)}(\tau_{0}, -\mu \to \tau, \eta) \mu \frac{d\mu}{|\eta|} + + |\eta|^{-1} \Delta_{2}(\tau_{0}; \tau, \eta) e^{-k\tau_{0}} \frac{Q_{2}(\tau_{0}) - Ne^{-k\tau_{0}} Q_{1}(\tau_{0})}{1 - N^{2}e^{-2k\tau_{0}}},$$
(23)  
при  $\tau_{0} \gg 1, \quad 0 \leqslant \tau \ll \tau_{0},$ 

где  $I_{(z_0)}(0, \tau_1)$  — интенсивность выходящего из полубесконечной среды излучения при источниках  $Q(z_1, \zeta) = Q(z_0 - z_1, - \zeta)$ , сконцентрированных в пограничном слое толщиной  $z_0$ . Если ту же процедуру к выражению (18) применять после предварительного использования принципа обратимости, вместо соотношения (23) можно получить эквивалентное, но иное представление для интенсивности внутреннего поля излучения:

$$I^{A*}(\tau, \tau_{i}; \tau_{0}) = I_{(\tau_{0})}(\tau, \tau_{i}) - 2\pi \int_{0}^{1} G_{(0, \infty)}(\tau_{0} - \tau, \tau_{0} \to 0, \mu) I_{(\tau_{0})}(\tau_{0}, \mu) d\mu +$$

+ 
$$4\pi e^{-k\tau_0} D(\tau, \tau_0, -\eta) \int_0^1 I_{(\tau_0)}(\tau_0, \mu) u(\mu) \mu d\mu,$$
 (24)

при т₀≫1, 0.≤т≤т₀,

причем при 🖘 1 имеет место соотношение

$$2\pi \int_{0}^{1} G_{(0,-1)}(\tau, \tau_{i} \to 0, \mu) I_{(\tau_{0})}(\tau_{0}, \mu) d\mu = 2i(\tau_{i})e^{-k\tau} \int_{0}^{1} I_{(\tau_{0})}(\tau_{0}, \mu) u(\mu) \mu d\mu.$$
(25)

Заметим, что из выражений (24) и (25), а также из (23) и (2) следуют асимптотики для более частного случая  $z_0 - z \gg 1$  примера (а). однако по указанной выше причине (см. раздел 2) эти формулы будут более грубыми, чем выражение, приведенное в примере (а). Сказанное легко распространяется и на случай примера (б). Из приведенных в этом разделе формул тривиальным образом можно перейти к асимптотикам функций источников рассмотренных задач.

4. Заключение. Приведенные в данной работе выражения позволяют по известным ФГ полубесконечной среды  $G_{(0, \infty)}$ , милновской интенсивности  $I_M(\tau, \tau)$  и характеристическому угловому распределению  $i(\zeta)$  для бесконечной среды весьма просто рассчитать ФГ оптически толстого слоя, а также интенсивность внутреннего поля излучения при произвольных первичных источниках энергии. Уместно отметить, что милновскую интенсивность, следуя В. В. Иванову, легко можно рассчитать как дополнительную процедуру к расчету ПФГ (см. [3], формула (56)) без решения интегродифференциального уравнения переноса.

В заключение следует подчеркнуть, что в данной работе условия справедливости приближенных формул требуют достаточной удаленности лишь от одной из границ слоя (кроме формул (18), (23) и (24), в которых вообще не требуется удаленности от границ) и хотя всюду за таковую была принята нижняя, тем самым мы не ограничивали общности из-за произвольности ее выбора. Напомним, что  $G_{(0, \tau_e)}^m(\tau', \zeta \to \tau, \eta) =$  $= G_{(0, \tau_e)}^m(\tau_0 - \tau', -\zeta - \tau_0 \to \tau, -\tau_i).$ 

Автор искренне признателен В. А. Амбарцумяну за внимание к работе, а также В. В. Иванову за предоставленную возможность ознакомления с не вышедшей еще из печати работой [3] и Э. Х. Даниеляну за обсуждение результатов и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

### GREEN'S FUNCTION OF THE OPTICALLY THICK SLAB

#### H. V. PIKIDJIAN

The problem of approximate determination of Green's function (GF) has been investigated for the slab of finite optical thickness. For the case of anisotropic scattering, asymptotic formulas that quite simply express the GF of the optically thick slab in terms of GF for semiinfinite medium and Milne's intensity have been obtained. As an illustration, simple asymptotic expressions are given to determine the internal field of radiation in the optically thick slab at arbitrary initial sources of energy.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбариумян, Изв. АН СССР, сер. геогр. н геофиз., № 3, 97, 1942.
- 2. В. В. Иванов, Астрофизика, 10, 193, 1974.
- 3. В. В. Иванов, Е. А. Волков, Труды АО ЛГУ, 55, 3, 1979.
- 4. В. В. Соболев, Расссяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
- 5. Т. А. Гермогенова, Журн. выч. мат. и мат. физики, 1, 1001, 1961.
- 6. В. В. Соболев, ДАН СССР, 155, 316, 1964.
- 7. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
- 8. H. C. van de Hulst, Bull. Astron. Inst., Netherlands, 20, 77, 1958.
- 9. Н. В. Коновалов, Препринт ИПМ АН СССР, № 65, 1974.
- 10. Т. А. Гермогенова, Препринт ИПМ АН СССР, № 133. 1974.
- 11. К. Кейз, П. Цвайфель, Линейная теория переноса, Мир. М., 1972.
- В. В. Соболео, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТА, М., 1956.
- 13. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 336, 1957.
- 14. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 11, 659, 1975; 12, 451, 1976.
- 15. Э. Х. Даниелян, О. В. Пикичян, Астрофизика, 13, 275, 1977.
- 16. Ж. М. Длугач, Э. Г. Яновицкий, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 13. 699. 1977.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

ВЫПУСК 2

УДК 523.035.2

## ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ АНИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ. РАЗДЕЛЕНИЕ УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

## Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

Поступила 6 февраля 1979

Рассматривается плоская атмосфера оптической толщины  $\tau_0$ , освещенная параллельными лучами. Показано, что интенсивность излучения в среде на некоторой оптической глубине  $\tau$  выражается через приведенную функцию источника  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) (см. (7)), зависящую только от одной угловой переменной. При этом вычисление интенсивности не требует какого-либо интегрирования по  $\tau$ : следует лишь знать  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu^0$ ;  $\tau_0$ ) на этой глубине и границах. Получено сингулярное уравнение для функции  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) (см. (28)). Дана новая схема этапов вычисления поля излучения в плоском слое.

Интенсивность излучения в плоской атмосфере, освещенной параллельными лучами, после разложения ее в ряд по азимуту для каждой азимутальной гармоники будет характеризоваться двумя угловыми переменными  $\mu$  и  $\mu_0$ , которые определяют направления рассеянного и падающего излучения. Иными словами, если дискретизировать эти переменные, то можно сказать, что поле излучения в слое на заданной глубине определяется прямоугольной матрицей ( $-1 \le \mu \le 1$ ;  $0 \le \mu_0 \le 1$ ). Введенные В. А. Амбарцумяном [1] в начале 40-х годов принципы инвариантности позволили разделить переменные в задаче о диффузном отражении и прочлускании. Именно, оказалось возможным вместо вычисления матриц интенсивности отраженного и пропущенного излучения вычислять лишь две функции, зависящие только от одной угловой переменной (то есть при учете дискретизации — два вектора). Этим самым задача существенно упрощалась. В дальнейшем стройная теория, основанная на разделении переменных для неизотропно рассеивающих атмосфер, была создана в работах

#### Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

В. В. Соболева, изложенных в его монографин [2]. Было, в частности, показано, что вместо функции источника, зависящей от  $\mu$  и  $\mu_0$ , достаточно вычислить введенную им функцию  $D(\tau, \mu_0)$  (см. первый раздел настоящей работы). Что же касается интенсивности излучения в слое, то разделение переменных для этой величины удалось провести лишь сравнительно недавно (см. [3—8]).

В статье автора [6] было выполнено разделение переменных для интенсивности излучения в полубесконечной атмосфере при анизотропном рассеянии. Был получен ряд новых соотношений и предложен метод численного решения задачи. Настоящая работа является продолжением предыдущей [6] и посвящена изучению поля излучения в плоской атмосфере конечной оптической толщины, освещенной параллельными лучами. План изложения здесь таков. В первых трех разделах статьи без вывода приводятся основные формулы, позволяющие разделить переменные для интенсивности излучения в плоском слое, а лишь затем дан вывод тех новых соотношений, которые встречаются в предыдущих разделах. Это делается для того, чтобы облегчить читателю восприятие схемы атапов вычисления поля излучения в плоском слое, которая приводится в третьем разделе настоящей статьи.

В следующей работе мы получим соотношения инвариантности и рассмотрим некоторые их следствия.

1. Интенсивность излучения в плоском слое. Рассмотрим плоский однородный слой атмосферы оптической толщины  $\tau_0$ , освещенный параллельными лучами, падающими на границу под углом arc соѕ  $\mu_0$  к внешней нормали при азимуте  $\varphi_0$ . Обозначим через  $\mu$  косинус угла между направлением распространения излучения в азимуте  $\varphi$  и положительным направлением оси  $\tau$ , так что  $\mu > 0$  для излучения, идущего в сторону роста  $\tau$ (вниз). Пусть на границе падающее излучение создает освещенность  $\pi\mu_0$ . Оптические свойства атмосферы характеризуются альбедо однократного рассеяния  $\wedge$  и индикатрисой рассеяния  $\chi(\mu, \mu_0, \tau - \tau_0)$ , которую будем считать представимой в виде суммы n членов ее разложения в ряд по полиномам Лежандра. В таком случае азимутальные гармоники функции источника  $B(\tau, \mu, \mu_0, \gamma; \tau_0)$  и интенсивности диффузного излучения  $I(\tau, \mu, \mu_0, \tau; \tau_0)$  можно представить в виде

$$B^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \sum_{i=m}^{n} x_{i} \frac{(i-m)!}{(i+m)!} B^{m}_{i}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}) P^{m}_{i}(\mu), \qquad (1)$$

$$I^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \sum_{i=m}^{n} x_{i} \frac{(i-m)!}{(i+m)!} I_{i}^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) P_{i}^{m}(\mu), \quad (2)$$

где

$$I_{i}^{m}(\tau, \mu, \mu_{\tau}; \tau_{0}) = \int_{0}^{\infty} B_{i}^{m}(t, \mu_{0}; \tau_{0}) e^{-\frac{\tau-t}{\mu}} \frac{dt}{\mu}, \qquad (3)$$

$$(0 \leq \mu \leq 1)$$

$$\int_{t}^{m} (\tau, -\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \int_{\tau}^{\tau_{0}} B_{t}^{m} (t, \mu_{0}; \tau_{0}) e^{-\frac{t-\tau_{0}}{\mu}} \frac{dt}{\mu}.$$
 (4)

Как показал В. В. Соболев, функции  $B_t^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) (i = m, m + + 1,..., n) можно выразить через одну введенную им функцию  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ), которую мы будем называть, как и ранее [6], приведенной функцией источника. Формулы для нахождения функций  $B_t^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ), полученные В. В. Соболевым ([2], гл. VI, § 1,3), нетрудно привести к следующему виду:

$$B_{i}^{m}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}) = R_{i}^{m}(\mu_{0}) D^{m}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}) +$$

$$+ P_{m}^{m}(\mu_{0}) \left\{ X^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) \int_{0}^{1} [Q_{i}^{m}(\mu_{0}, \mu) D^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) +$$

$$+ S_{i}^{m}(\mu_{0}, \mu) D^{m}(\tau_{0} - \tau, \mu; \tau_{0})] d\mu +$$

$$+ (-1)^{i+m} Y^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) \int_{0}^{1} [S_{i}^{m}(-\mu_{0}, \mu) D^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) +$$

$$+ Q_{i}^{m}(-\mu_{0}, \mu) D^{m}(\tau_{0} - \tau, \mu; \tau_{0})] d\mu \right\},$$
(5)

тде

$$Q_{l}^{m}(\mu_{0}, \mu) = \sum_{k=m+1}^{n} \left| q_{k}^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) + \frac{k+m-1}{k-m} q_{k-2}^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) \right] g_{lk}^{m}(\mu),$$

$$S_{l}^{m}(\mu_{0}, \mu) = \sum_{k=m+1}^{n} \left| s_{k}^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) + \frac{k+m-1}{k-m} s_{k-2}^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) \right] g_{lk}^{m}(-\mu),$$
(6)

а функция D<sup>m</sup> (т, µ; т<sub>0</sub>) определяется интегральным уравнением

$$D^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) = \int_{0}^{\infty} K^{m}(|\tau-t|) D^{m}(t, \mu; \tau_{0}) dt + \frac{\lambda}{4} e^{-\tau/\mu}, \qquad (7)$$

где

$$K^{m}(\tau) = \int_{0}^{1} \Psi^{m}(\mu) \ e^{-\tau/\mu} \frac{d\mu}{\mu}, \qquad (8).$$

причем

$$D^{m}(0, \mu; \tau_{0}) = \frac{\lambda}{4} X^{m}(\mu, \tau_{0}); \quad D^{m}(\tau_{0}, \mu; \tau_{0}) = \frac{\lambda}{4} Y^{m}(\mu, \tau_{0}).$$
(9)

Этим самым осуществляется разделение переменных для функции источника (1).

Характеристическую функцию  $\Psi^{m}(\mu)$ , функции  $R_{i}^{m}(\mu)$  и  $g_{ik}^{m}(\mu)$ можно легко вычислить, если известны коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния  $x_{i}$  (см. [2], гл. V, § 1). Величины же  $q_{k}^{m}(\mu_{0}, \tau_{0})$ и  $s_{k}^{m}(\mu_{0}, \tau_{0})$  есть полиномы степени n - m по  $\mu_{0}$ . Они могут быть найдены путем решения систем линейных алгебраических уравнений, если функции  $X^{m}(\mu, \tau_{0})$  и  $Y^{m}(\mu, \tau_{0})$  считать известными (см. [2], гл. VI, § 3; гл. VII, § 7).

Так же, как и в случае полубесконечной атмосферы [6] рассмотрим псевдоуравнение переноса (терминология Чандрасекара [9], § 89. 3), определяющее приведенную интенсивность  $\int^m (\tau, \mu, \mu_0; \tau_0)$ :

$$\frac{d f^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0})}{d\tau} + f^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = D^{n}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}), \quad (10)$$

где

$$D^{m}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}) = \int_{-1}^{+1} J^{m}(\tau, \mu', \mu_{0}; \tau_{0}) \Psi^{m}(\mu') d\mu' + \frac{\lambda}{4} e^{-\tau/\mu_{0}}, \qquad (11)$$

при граничных условиях

$$\int^{m} (0, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = 0 \qquad (\mu > 0),$$
(12)

 $\int^{m} (\bar{\phantom{a}}_{0}, \mu, \mu_{0}; \bar{\phantom{a}}_{0}) = 0 \qquad (\mu < 0).$ 

 $(0 \le u \le 1)$ 

В таком случае из (10)-(12) имеем

$$J^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \int_{0}^{\tau} D^{m}(t, \mu_{0}; \tau_{0}) e^{-\frac{\tau-t}{\mu}} \frac{dt}{\mu}, \qquad (13)$$

$$J^{m}(\tau, -\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \int D^{m}(t, \mu_{0}; \tau_{0}) e^{\frac{t-\tau}{\mu}} \frac{dt}{\mu}.$$
 (14)

## поле излучения в плоской атмосфере

Следовательно, из (3)—(5) и (13), (14) легко получаем (-1≤№≤1)

$$I_{i}^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = R_{i}^{m}(\mu_{0}) f^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) +$$

$$+ P_{m}^{m}(\mu_{0}) \left\{ X^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) \int_{0}^{1} [Q_{i}^{m}(\mu_{0}, \mu') f^{m}(\tau, \mu, \mu'; \tau_{0}) +$$

$$+ S_{i}^{m}(\mu_{0}, \mu') f^{m}(\tau_{0} - \tau, -\mu, \mu'; \tau_{0})] d\mu' +$$

$$+ (-1)^{i+m} Y^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) \int_{0}^{1} [S_{i}^{m}(-\mu_{0}, \mu') f^{m}(\tau, \mu, \mu'; \tau_{0}) +$$

$$+ Q_{i}^{m}(-\mu_{0}, \mu') f^{m}(\tau_{0} - \tau, -\mu, \mu'; \tau_{0})] d\mu' \right\} \cdot$$

$$(15)$$

Как видим, составляющая интенсивности непосредственно выражается через приведенную интенсивность. В свою очередь, как будет показано ниже, приведенная интенсивность следующим образом связана с приведенной функцией источника:

$$X^{m}(\mu, \tau_{0}) f^{m}(\tau, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) \mu_{0}^{-1} =$$

$$= \frac{D^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) X^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) - D^{m}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}) X^{m}(\mu, \tau_{0})}{\mu - \mu_{0}} + (16)$$

$$+ \left[ Z^{m}(\tau_{0} - \tau, \mu; \tau_{0}) X^{m}(\mu, \tau_{0}) - \frac{4}{\lambda} Z^{m}(\tau_{0}, \mu; \tau_{0}) D^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) \right] s^{m}(\mu, \mu_{0}; \tau_{0}),$$

$$X^{m}(\mu, \tau_{0}) f^{m}(\tau, -\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) \mu_{0}^{-1} =$$

$$= \frac{X^{m}(\mu, \tau_{0}) D^{m}(\tau, \mu_{0}; \tau_{0}) - Y^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) D^{m}(\tau_{0} - \tau, \mu; \tau_{0})}{\mu + \mu_{0}} + (17)$$

$$+ \left[ X^{m}(\mu, \tau_{0}) Z^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) - \frac{4}{\lambda} D^{m}(\tau_{0} - \tau, \mu; \tau_{0}) Z^{m}(\tau_{0}, \mu; \tau_{0}) \right] r^{m}(\mu, \mu_{0}, \tau_{0}),$$

где

$$Z^{m}(\tau, \mu; \tau_{0}) = \frac{4}{\lambda} \mu \int_{0}^{0} \frac{D^{m}(\tau, \mu'; \tau_{0})}{\mu + \mu_{0}} \Psi^{m}(\mu') d\mu', \qquad (18)$$

а, как мы будем называть, приведенные коэффициенты отражения и пропускания даются соответственно формулами

$$r^{m}(\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \frac{\lambda}{4} \frac{X^{m}(\mu, \tau_{0}) X^{m}(\mu_{0}, \tau_{0}) - Y^{m}(\mu, \tau_{0}) Y^{m}(\mu_{0}, \tau_{0})}{\mu + \mu_{0}}, \quad (19)$$

$$s^{m}(\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = \frac{\lambda}{4} - \frac{X^{m}(\mu_{0}, \tau_{0})Y^{m}(\mu, \tau_{0}) - X^{m}(\mu, \tau_{0})Y^{m}(\mu_{0}, \tau_{0})}{\mu - \mu_{0}}, \quad (20)$$

причем

$$J^{m}(0, -\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = r^{m}(\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) \mu_{0},$$

$$J^{m}(\tau_{0}, \mu, \mu_{0}; \tau_{0}) = s^{m}(\mu, \mu_{0}; \tau_{0}) \mu_{0}.$$
(21)

Таким образом, нахождение азимутальной гармоники функции источника  $B^m$  ( $\tau$ ,  $\mu$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) сводится к нахождению приведенной функции источника  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ), которая заметно проще, поскольку зависит лишь ог одной угловой переменной. После определения  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) и ее моментов по  $\mu_0$  задача отыскания функции  $B^m$  ( $\tau$ ,  $\mu$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) становится чисто алгебраической. Наконец (и это наиболее важно), как следует из (2), (9), (15)—(18), задача отыскания интенсивности излучения в атмосфере на глубине  $\tau$  также сводится лишь к нахождению функции  $D^m$  ( $\tau$ ,  $\mu_0$ ;  $\tau_0$ ) на этой глубине и границах. Какого-либо интегрирования по пространственной координате  $\tau$  производить не нужно. Как видим, формулы (16) и (17) по существу обобщают на произвольную оптическую глубину при анизотропном рассеянии известный результат В. А. Амбарцумяна [1], получившего решение задачи о диффузном отражении и пропускании света плоским слоем.

Учитывая отмеченную выше важность функции  $D^m(\tau, \mu; \tau_0)$ , в следующем разделе настоящей статьи мы запишем основные уравнения, которые могут служить для ее нахождения. При этом, для простоты, мы будем опускать верхний индекс *m*, так что все приводимые ниже соотношения (если противное не оговорено) будут считаться справедливыми для любой азимутальной гармоники. Кроме того, с той же целью мы не будем отмечать зависимость функций от параметра  $\tau_0$ , то есть будем писать  $D(\tau, \mu)$  вместо  $D^m(\tau, \mu; \tau_0)$ ,  $X(\mu)$  вместо  $X^m(\mu, \tau_0)$  и т. д.

2. Приведенная функция источника. 1) Как уже говорилось, функция  $D(z, \mu)$  может быть найдена путем численного решения уравнения Фредгольма второго рода (7), которое мы перепишем еще раз

$$D(\tau, \mu) = \int_{0}^{\infty} K(|\tau - t|) D(t, \mu) dt + \frac{\lambda}{4} e^{-\tau/\mu}.$$
 (22)

При этом приведенная функция источника должна удовлетворять следую щему интегральному соотношению:

$$\frac{\lambda}{4} e^{-k\tau} = \int_{0}^{1} \frac{D(\tau, \mu)}{1-k\mu} \Psi(\mu) d\mu + e^{-k\tau_{0}} \int_{0}^{1} \frac{D(\tau_{0}-\tau, \mu)}{1+k\mu} \Psi(\mu) d\mu, \quad (23)$$

где k — минимальный положительный корень харақтеристического уравнения

$$\int_{-1}^{1} \frac{\Psi(\mu) \, d\mu}{1 - k\mu} = 1, \qquad (24)$$

лежащий в интервале [0, 1]. Соотношение (23) справедливо для всех азимутальных гармоник, для которых характеристическое уравнение (24) имеет указанный корень (то есть для всех милновских гармоник; подробнее см. [10]). Формула (23) следует из легко проверяемого тождества

$$e^{-k\tau} = \int_{0}^{1} e^{-kt} K(|\tau - t|) dt + \int_{0}^{1} \frac{\Psi(\mu) e^{-\tau i \mu}}{1 - k \mu} d\mu + e^{-k\tau_{a}} \int_{0}^{1} \frac{\Psi(\mu) e^{-\tau i \mu}}{1 + k \mu} d\mu$$
(25)

при сопоставлении его с уравнением (22).

Для нулевой азимутальной гармоники при консервативном рассеянии ( $\lambda = 1; k = 0$ ) вместо (23) очевидно имеем:

$$4\int_{0}^{t} [D(\tau, \mu) + D(\tau_{0} - \tau, \mu)] \Psi(\mu) d\mu = 1.$$
 (26)

Кроме того, в этом же случае из (23) следует еще одно интегральное соотношение:

$$\tau = 4 \int_{0}^{1} [D(\tau_{0} - \tau, \mu)(\tau_{0} + \mu) - D(\tau, \mu)\mu] \Psi(\mu) d\mu.$$
 (27)

Его можно найти, дифференцируя обе части (23) по k и полагая k=0.

2) Приведенная функция источника удовлетворяет также следующему сингулярному уравнению:

$$T(\mu) D(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{4} e^{-\tau/\mu} +$$

$$+ \mu \int_{0}^{1} \frac{D(\tau, \mu')}{\mu' - \mu} \Psi(\mu') d\mu' + \mu e^{-\tau_{\theta}/\mu} \int_{0}^{1} \frac{D(\tau_{0} - \tau, \mu')}{\mu' + \mu} \Psi(\mu) d\mu',$$
(28)

12-295

гле

$$T(\mu) = 1 + \mu \int_{-1}^{1} \frac{\Psi(\mu') d\mu'}{\mu' - \mu}$$
(29)

В этом уравнении оптическая глубина т уже входит как параметр. Из (28), в частности, следует, что функция  $D(\tau, \mu)$  при конечных  $\tau_0$  существует и при —  $1 \ll \mu \ll 0$ . В таком случае

$$D(\tau_0 - \tau, -\mu) e^{-\tau_0/\mu} = D(\tau, \mu).$$
(30)

3) Для расчета функции D (т, µ) может служить также одно из двух следующих интегральных уравнений Вольтерра 2-го рода:

$$D(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{4} X(\mu, \tau_0 - \tau) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\infty} D(t, \mu) L(\tau - t, \tau_0 - \tau) dt, \quad (31)$$

$$D(\tau, \mu) = \frac{1}{4} Y(\mu, \tau) + \int D(t, \mu) L(t - \tau, \tau) dt, \qquad (32)$$

где

$$L(x, y) = \int_{0}^{1} e^{-\pi/\mu} X(\mu, y) \Psi(\mu) \frac{d\mu}{\mu}.$$
 (33)

Вывод уравнений (28), (31) и (32) будет дан в 4-м разделе статьи. А сейчас на основании формул, приведенных выше, изложим этапы вычислений, которые необходимо выполнить для расчета поля излучения в плоском слое, освещенном параллельными лучами.

3. Схема этапов вычисления поля излучения в плоском слое. Введем обозначения:

$$\kappa_{\pm}(\mu) = \mu \int_{0}^{1} \frac{X(\mu') \Psi(\mu')}{\mu \pm \mu'} d\mu', \qquad (34)$$

$$y_{\pm}(\mu) = \mu \int_{0}^{1} \frac{Y(\mu') \Psi(\mu')}{\mu \pm \mu'} d\mu'.$$
 (35)

Предлагаемая схема включает следующие этапы:

 Решение граничной задачи, сводящейся к вычислению функций X(μ) и Y(μ) путем решения системы уравнений Амбарцумяна—Чандрасекара

$$X(\mu) = 1 + X(\mu) x_{+}(\mu) - Y(\mu) y_{+}(\mu), \qquad (36)$$

$$Y(\mu) = e^{-\tau_0/\mu} + Y(\mu) x_{-}(\mu) - X(\mu) y_{-}(\mu), \qquad (37)$$

или же системы уравнений

$$T(\mu) X(\mu) = 1 - x_{-}(\mu) - e^{-z_{0}/\mu} y_{+}(\mu), \qquad (38)$$

$$T(\mu) Y(\mu) = e^{-\tau_0/\mu} - y_{-}(\mu) - e^{-\tau_0/\mu} x_{+}(\mu)$$
(39)

(см. [2], гл. VI, § 3). При этом в общем случае для милновских гармоник должны выполняться соотношения

$$x_{-}(1/k) + e^{-k\tau_0}y_{+}(1/k) = 1,$$
 (40)

$$y_{-}(1/k) + e^{-k\tau_0} x_{+}(1/k) = e^{-k\tau_0}, \qquad (41)$$

которые следуют из (23) и (9) соответственно при  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$ . Мы предполагаем, что задача расчета поля излучения в бесконечной среде решена, то есть величина k известна.

2. Вычисление приведенной функции источника  $D(\tau, \mu)$ , которое может быть выполнено путем решения уравнения классического типа (22) или уравнений (28), (31), (32). Каждое из перечисленных уравнений с вычислительной точки эрения имеет свои преимущества и недостатки. Наиболее удобным, с нашей точки зрения, является уравнение (28), поскольку мы заранее можем задать дискретизацию по  $\tau$  в зависимости от степени детальности, с которой хотим вычислить поле излучения внутри слоя. Однако здесь имеются свои вычислительные трудности, связанные с наличием интеграла типа Коши в правой части этого уравнения.

В свою очередь, уравнение (31) удобно в том смысле, что позволяет (коль скоро функция  $X(\mu, \tau)$  вычислена с достаточно большой дискретизацией по  $\tau$ ), путем перехода от малых значений  $\tau$  ко все большим и большим, сравнительно легко вычислить функцию  $D(\tau, \mu)$ . Но в этом случае требуется высокая степень детальности вычисления функции  $X(\mu, \tau)$ по  $\tau$ . В следующей работе будет изложена еще одна схема расчета функций  $X(\mu), Y(\mu)$  и  $D(\tau, \mu)$ .

3. Заключительным этапом предлагаемой схемы является использование формул (16) и (17), а затем (15) и (2), последняя из которых дает искомый результат — интенсивность излучения на любой заданной глубине в плоском слое, освещенном параллельными лучами.

37 Y

#### Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

Предлагаемая схема расчета поля излучения в плоском слое, видимо, является с вычислительной точки зрения более выгодной, чем схема решения этой задачи, предложенная В. В. Соболевым ([2], гл. VI, § 4), которая предусматривает на первом этапе вычисление функции

$$\Phi(\tau, \tau_0) = \frac{4}{\lambda} \int_0^1 D(\tau, \mu; \tau_0) \Psi(\mu) \frac{d\mu}{\mu}$$
(42)

Однако эта величина может понадобиться в том случае, если решается задача о расчете поля излучения в плоском слое с произвольно распределенными источниками излучения внутри, функция распределения которых зависит только от пространственной координаты . Но и в этом случае мы можем в нашу схему ввести расчет функции Соболева  $\Phi(\tau, \tau_0)$  по формуле (42) или же по формуле ( $\tau > 0$ )

$$\Phi(\tau, \tau_0) = \frac{4}{\lambda} \lim_{\mu \to 0} \frac{D(\tau, \mu; \tau_0)}{\mu}, \qquad (43)$$

которая вытекает из соотношений (28) и (29). Формула (43) может в некоторых случаях оказаться более выгодной, поскольку расчеты по ней требуют знания функции  $D(\tau, \mu)$  лишь для одного достаточно малого значения  $\mu$ .

Теперь перейдем к непосредственному выводу основных формул, которые были приведены нами выше без доказательства.

4. Вывод основных формул. Как легко показать (см. [2], гл. VI, § 2),

$$\frac{dD(\tau, \mu_0)}{d\tau} = -\frac{1}{\mu_0}D(\tau, \mu_0) +$$

$$+ X(\mu_0) \int_0^1 D(\tau, \mu') \Psi(\mu') \frac{d\mu'}{\mu'} - Y(\mu_0) \int_0^1 D(\tau_0 - \tau, \mu') \Psi(\mu') \frac{d\mu'}{\mu'}.$$
(44)

Отсюда, воспользовавшись (13) и (14), находим

$$\int (\tau, \mu, \mu_0) (\mu - \mu_0) \mu_0^{-1} = -D(\tau, \mu_0) + \\
+ X(\mu_0) \left[ \frac{\lambda}{4} e^{-\tau/\mu} + \mu \int_0^1 f(\tau, \mu, \mu') \Psi(\mu') \frac{d\mu'}{\mu'} \right] - (45) \\
- Y(\mu_0) \mu \int_0^1 f(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu') \Psi(\mu') \frac{d\mu'}{\mu'},$$

$$J(\tau, -\mu, \mu_0)(\mu + \mu_0)\mu_0^{-1} = D(\tau, \mu_0) + X(\mu_0)\mu_0^{-1} \int J(\tau, -\mu, \mu')\Psi(\mu')\frac{d\mu'}{\mu'} -$$
(46)

$$-Y(\mu_0)\left[\frac{\lambda}{4}e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\mu}}+\mu\int\limits_0^1 f(\tau_0-\tau,\ \mu,\ \mu')\Psi(\mu')\frac{d\mu'}{\mu'}\right].$$

Сделаем в (46) замену  $\tau_1 = \tau_0 - \tau$ , умножим обе части (45) и (46) на  $\Psi(\mu_0) \mu_{0+}^{-1}$  и проинтегрируем по  $\mu_0$  от 0 до 1. В результате получим систему уравнений для нахождения  $\int_{0}^{1} J(\tau, \mu, \mu') \Psi(\mu') d\mu'/\mu'$  и

 $\int_{0}^{1} J(\tau_{0} - \tau, -\mu, \mu') \Psi(\mu') d\mu'/\mu'$ . Ее решение при учете обозначений (34) и (35) и соотношения Басбридж ([11], § 40)

$$T(\mu) = [1 - x_{+}(\mu)] [1 - x_{-}(\mu)] - y_{+}(\mu) y_{-}(\mu)$$
(47)

имеет вид:

$$T(\mu) \int_{0}^{1} f(\tau, \mu, \mu') \Psi(\mu') \frac{d\mu'}{\mu'} = \frac{\lambda}{4\mu} e^{-\tau/\mu} [1 - x_{+}(\mu) - T(\mu)] - [1 - x_{+}(\mu)] \int_{0}^{1} \frac{D(\tau, \mu') \Psi(\mu')}{\mu - \mu'} d\mu' - y_{-}(\mu) \int_{0}^{1} \frac{D(\tau_{0} - \tau, \mu') \Psi(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu',$$
(48)

$$T(\mu) \int_{0}^{1} f(\tau_{0} - \tau, -\mu, \mu') \Psi(\mu') \frac{d\mu'}{\mu'} = -\frac{\lambda}{4\mu} e^{-\tau/\mu} y_{+}(\mu) +$$
(49)
$$y_{+}(\mu) \int_{0}^{1} \frac{D(\tau, \mu') \Psi(\mu')}{\mu - \mu'} d\mu' + [1 - x_{-}(\mu)] \int_{0}^{1} \frac{D(\tau_{0} - \tau, \mu') \Psi(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'.$$

Если подставить (48) и (49) в (45) и положить  $\mu_0 = \mu$ , то придем к интегральному уравнению (28). С другой стороны, подставив эти же соотношения в (45) и (46), воспользовавшись (36) и освободившись в полученных формулах от интегралов Коши с помощью (28), получим формулы (16) и (17).

Некоторые пояснения общего характера, относящиеся к полученным выше результатам, а также библиографические замечания мы намерены сделать в следующей работе.

Главная астрономическая обсерватория АН УССР

## THE FIELD OF RADIATION IN A PLANE ATMOSPHERE WITH ANISOTROPIC SCATTERING. THE SEPARATION OF ANGULAR VARIABLES

#### E. G. YANOVITSKIJ

A plane atmosphere of optical thickness  $\tau_0$  illuminated by parallel rays is considered. The intensity of radiation in the medium at optical depth  $\tau$  is shown to be expressed in terms of the reduced source function  $D^m(\tau, \mu_0; \tau_0)$  depending only on one angular variable (see (7)). More over the integration over  $\tau$  is not needed for calculation of the intensity; in this case it is necessary to know the function  $D^m(\tau, \mu_0; \tau_0)$ only at this depth and at the boundaries. Singular equation for the function  $D^m(\tau, \mu_0; \tau_0)$  is also obtained. A new scheme for the computation of radiation field is given.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбаруумян, Научные труды, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
- 2. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
- T. W. Mullikin, Proc. Interdisciplinary Conference on Electromagnetic Scattering, Univ. Massachusetts, 1965, p. 697.
- 4. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
- 5. Э. Г. Яновицкий, ДАН СССР, 227, 1319, 1976.
- 6. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 53, 1063, 1976.
- 7. Э. Х. Даниелян, Астрофизика, 12, 579, 1976.
- 8. A. L. Fymat, R. E. Kalaba, Astrophys. Space Sci., 47, 195, 1977.
- 9. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ. М., 1953.
- 10. Ж. М. Длугач, Э. Г. Яновицкий, Физика атмосферы и океана, 13, 699, 1977.

11. I. W. Busbridge, Mathematics of Radiative Transfer, Cambridge Univ. Press, 1960.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.035

## КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К РАБОТАМ Г. А. ГУРЗАДЯНА ПО ВСПЫХИВАЮЩИМ ЗВЕЗДАМ

### Р. Е. ГЕРШБЕРГ Поступила 6 августа 1979

Сопоставление предложенной Г. А. Гурзадяном «гипотезы быстрых элекаронов» с наблюдениями вспыхивающих звезд обнаруживает несостоятельность этой гипотезы.

В монографии «Вспыхивающие звезды» и в двух обширных статьях, опубликованных недавно в журнале Astrophysics and Space Science, Гурзадян [1, 2] изложил «гипотезу быстрых электронов», развитую им для интерпретации явлений, наблюдаемых на вспыхивающих звездах типа UV Кита. В основе концепции Гурзадяна лежит предположение, что распад гипотетического дозвездного вещества, выносимого из звездных недр, приводит к появлению потоков электронов высоких энергий, причем полная энергия этих частиц столь велика, что только их комптоновское и нетепловое тормозное излучения достаточны для объяснения всех наблюдаемых проявлений звездных вспышек. Поскольку известно, что усредненная по времени оптическая светимость вспышек типичной звезды типа UV Кита составляет около 10<sup>-4</sup> болометрической светимости самой звезды, а в модели Гурзадяна при комптоновском и нетепловом тормозном излучениях лишь ничтожная доля — 10<sup>-6</sup> и менее — энергии быстрых электронов переходит в оптическое излучение, то в такой модели источник быстрых электронов должен обладать усредненной по времени мощностью, по крайней мере в сто раз превышающей болометрическую светимость вспыхивающей звезды. Таким образом, концепция Гурзадяна требует коренного пересмотра современных представлений о внутреннем строении и источниках энергии звезд. Однако внимательное сопоставление этой гипотезы с наблюдениями обнаруживает ее несостоятельность.

1. Прежде чем рассматривать вопрос по существу, необходимо внести терминологическую ясность: концепция Гурзадяна не соответствует названию «гипотеза быстрых электронов».

Действительно, во-первых, нет оснований приписывать Гурзадяну введение в физику вспыхивающих звезд представлений о важной роли быстрых частиц. Еще 25 лет назад Гордон [3] обсуждал возможную роль релятивистских электронов в звездных вспышках. Открытие Ловеллом нетеплового радиоизлучения этих вспышек, которое также было сделано задолго до появления концепции Гурзадяна, явилось прямым доказательством существования быстрых частиц во вспышках звезд типа UV Кита, поскольку яркостные температуры порядка 10<sup>15</sup> К, регистрируемые в этих вспышках, могут быть обусловлены либо непосредственным излучением релятивистских частиц, либо коллективными процессами, тесно связанными с такими частицами.

Во-вторых, расчеты Гурзадяна нельзя рассматривать и как теорию быстрых электронов в эруптивных процессах звездной природы. Дело в том, что в условиях звездных атмосфер и околозвездного пространства имеет место значительное разнообразие физических процессов, связанных с быстрыми частицами (см., например, обзор Сомова и Сыроватского [4] и монографию Каплана и др. [5]). Но Гурзадян полагает, что з рассматриваемых звездных вспышках из всего этого разнообразия реализуются лишь два процесса — комптоновское взаимодействие быстрых частиц с тепловым излучением звезды и нетепловое тормозное излучение, процессы, которые обладают весьма малыми коэффициентами конверсии энергии быстрых частиц в оптическое излучение. Пренебрегая другими, гораздо более эффективными процессами энергетических потерь быстрых частиц, Гурзадян строит весьма искусственную схему, и неоправдано общее название этой схемы «гипотеза быстрых электронов» дает повод к путанице и недоразумениям.

2. Согласно первоначальной версии концепции Гурзадяна, наблюдаемые оптические вспышки являются результатом комптоновского рассеяния фотосферного излучения звезды на быстрых электронах. Гурзадян утверждает, что в рамках этих представлений он интерпретирует характерную кривую блеска вспышки и смещение вспыхивающей звезды по двухцветной диаграмме U—B, B—V во время вспышки; кроме того, Гурзадян предсказывает понижение инфракрасного блеска звезды и мощное жесткое излучение во время оптических вспышек. Рассмотрим каждый из этих моментов.

Согласно расчетам Гурзадяна [1], время жизни быстрых электронов в звездной атмосфере из-за ионизационных потерь существенно меньше длительности вспышек, так что учет этих потерь делает совершенно невоз-

можным представление наблюдаемых кривых блеска вспышек в рамках «гипотезы быстрых электронов». Чтобы обойти эту трудность, Гурзадян просто постулирует отсутствие ионизационных потерь у быстрых частиц, «порождая» их высоко над поверхностью звезды. После этого приводится расчет теоретической кривой блеска вспышки в предположении, что вспышка затухает только из-за расширения облака быстрых электронов. Подбором характерного времени и геометрии расширения такого облака Гурзадян достигает определенного сходства теоретических кривых с несколькими наблюдаемыми кривыми блеска вспышек. Но используемый при этом «простой» постулат об отсутствии ионизационных потерь лишает это сходство какой-либо физической значимости. Действительно, известно, что плотность вещества в хромосферах и коронах вспыхивающих звезд на один-два порядка величины выше, чем в соответствующих областях на Солнце [6-8]. В этих условиях неизбежны значительные энергетические потери быстрых частиц — ионизационные потери, потери на возбуждение плазменной турбулентности. Если же быстрые частицы появляются так далеко за пределами корональных областей, где плотность вещества и, следовательно, ионизационные потери уже пренебрежимо малы, то там не может возникнуть и нетепловое тормозное излучение, которое, по Гурзадяну, является определяющим в наблюдаемых эффектах сильных вспышек. Наконец, следует заметить, что представление кривых блеска — вообще очень слабый аргумент в пользу той или иной теоретической модели: нисходящие ветви тех нескольких кривых блеска, которые Гурзадян представляет своими теоретическими формулами, имеют вид простейших монотонных кривых, и такого рода кривые столь же успешно представляются в рамках рекомбинационной модели с импульсным возбуждением [6] и в рамках ударно-волновой модели [9]; обе эти модели, кстати сказать, оказались несостоятельны [10].

Таким образом, рассмотрение кривых блеска вспышек звезд типа UV Кита не дает сколько-нибудь серьезных доводов в пользу концепции Гурзадяна.

Обсуждая цветовые характеристики вспыхивающих звезд, Гурзадян рассматривает положения этих звезд на диаграмме U—B, B—V в спокойном состоянии и в моменты максимумов вспышек. Но вспыхивающие звезды — это весьма красные объекты, в минимуме блеска они находягся в правом нижнем углу этой диаграммы, тогда как целый ряд излучений различной природы (см. рис. 1) имеет весьма синие цвета и локализуется в левом верхнем углу такой диаграммы. Поэтому смещение звезды во время вспышки влево вверх по двуцветной диаграмме практически не зависит от тото, какое именно из этих синих излучений реализуется во вспышке.
#### Р. Е. ГЕРШБЕРГ

Столь же неоднозначна и интерпретация отношений амплитуд вспышек  $\Delta U/\Delta B$  и  $\Delta V/\Delta B$ , используемых Гурзадяном для подтверждения своей гипотезы.



Рис. 1. Положения на двухцветной диаграмме U—В, В—V собственного излучения вспышек звезд типа UV Кита в моменты максимального блеска и излучений различной физической природы.

На рис. 1 приведены цвета собственного излучения вспышек ряда вспыхивающих звезд в моменты максимума блеска согласно наблюдениям Кункеля [11], Моффетта [12] и Кристальди и Родоно [13]. Здесь же даны цвета излучений различной физической природы: абсолютно черного тела, оптически плотной в линиях водородной плазмы, оптически тенкой очень горячей плазмы, синхротронной эмиссии и др. Рисунок показывает, что цвета собственного излучения вспышек попадают в густо заселенную различными излучениями область двухцветной диаграммы. Но комптоновская эмиссия, цвета которой были рассчитаны Гурзадяном [1] и также приведены на рис. 1, локализуется за пределами области, занимаемой звездными вспышками. Следовательно, если грубый колориметрический анализ — рассмотрение дрейфа вспыхивающих звезд во время вспышек по двуцветной диаграмме — не дает серьезных доводов в пользу комптоновской природы оптического излучения вспышек, то более рафинированный анализ — рассмотрение положения излучения самих вспышек на такой диаграмме — дает веский аргумент против этой гипотезы.

Рассеяние инфракрасных фотонов фотосферного излучения на быстрых электронах должно, согласно концепции Гурзадяна, давать вспышку в оптическом диапазоне и одновременно приводить к ослаблению блеска звезды в инфракрасной области. Однако вместо предсказанных инфракрасных «отрицательных» вспышек наблюдения Килячкова и Шевченко [14] и Бруевича и др. [15] обнаружили лишь инфракрасные положительные вспышки. Далее, для сильных вспышек Гурзадян предсказывает неселективное ослабление блеска звезды непосредственно перед резким подъемом к максимуму — эффект экранирования облаком быстрых частиц фотосферного излучения звезды. Но наблюдения показывают, чго амплитуда предвспышечного ослабления блеска в полосе U существенно превышает соответствующую амплитуду в полосе V [16]. Таким образом, и эти наблюдательные факты противоречат модели комптоновского рассеяния быстрых электронов на фотосферном излучении звезды во время вспышек.

3. Во второй версии «гипотезы быстрых электронов» в дополнение к комптоновскому излучению Гурзадян рассмотрел нетепловое излучение этих частиц. Цвета такого излучения, действительно, попадают из двуцветной диаграмме в область, где находятся цвета звездных вспышех (см. рис. 1). Далее, при тормозной эмиссии нет оснований ожидать отрицательные инфракрасные вспышки. Однако наблюдения рентгеновского излучения звездных вспышек противоречат и этой версии.

Действительно, во время вспышки UV Cet 8.1.1975 г. отношение потока мягкого рентгеновского излучения к оптической эмиссии оказалось более чем на порядок величины меньше, чем это требует «гипотеза быстрых электронов» [17]. Не касаясь этого противоречия. Гурзадян сопоставляет лишь относительные потоки излучения в областях мягкого, среднего и жесткого рентгена и теоретический спектр нетеплового тормозного излучения. Излучение от звездных вспышек в области жесткого рентгена до сих пор не зарегистрировано, и здесь приходится использовать верхние пределы соответствующих потоков. Однако при оценке отношения Fmeet./Fmar. . Гурзадян использует измеренную на спутнике ANS во время упомянутой вспышки UV Cel величину F мяг. [18], но верхний предел F<sub>жест.</sub> берет почему-то не из приведенных в этой же статье прямых наблюдений той же вспышки, а по данным OSO-3 [19], которые были получены на несколько лет раньше с менее чувствительной аппаратурой в режиме сканирования небесной сферы. Прямые наблюдения вспышки UV Cet на спутнике ANS дают отношение F<sub>жест.</sub>/F<sub>жаг.</sub> на два-три порядка величины

меньше, чем обсуждаемое Гурзадяном отношение, и этот результат, как и упомянутое выше отношение рентгеновской и оптической эмиссий, решительно противоречат гипотезе о нетепловой тормозной эмиссии звездных вспышек, простирающейся от рентгена до оптического диапазона частот.

4. В ситуации, когда имеющиеся наблюдения обнаруживают несостоятельность исходного положения «гипотезы быстрых электронов» о решающей роли комптоновского и нетеплового тормозного излучений этих частиц в наблюдаемой активности вспыхивающих звезд, нет смысла рассматривать в деталях частные ошибки, содсржащиеся в указанных работах Гурзадяна. Но многочисленность и характер этих ошибок не могут не удивлять.

Так, расчет излучения в бальмеровских линиях проводится в приближении оптически тонкого слоя, хотя и наблюдаемый бальмеровский лекремент вспышек [11], и анализ эмиссионного спектра спокойных хромосфер этих звезд [8] свидетельствуют об оптических толщинах в наблюдаемых линиях порядка многих десятков или сотен. При рассмотрении эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектрах вспышек в [1, 2] предполагается, что вспышка охватывает всю звезду, хотя вся совокупность наблюдений свидетельствует о локальности вспышек [20, 21]. При оценке электронной плотности спокойных хромосфер используются не относящиеся к делу эквивалентные ширины линий, измеренные во время сильных вспышек, хотя известны эквивалентные ширины линий, измеренные в спокойном состоянии звезды. Уширение спектральных линий во вспышках интерпретируется как чисто температурный эффект, хотя обнаруженные наблюдениями [22] различия в отношениях  $\Delta\lambda/\lambda$  для ряда бальмеровских линий исключают такую интерпретацию.

Выводы. Наблюдения вспышек звезд типа UV Кита дают прямые свидетельства существования в этих эруптивных процессах быстрых электронов.

Фотометрические, колориметрические и рентгеновские характеристики вспышек красных карликовых звезд, рассматриваемые Гурзадяном как наблюдательные подтверждения «гипотезы быстрых электронов», таковыми подтверждениями, в действительности, не являются.

Ряд независимых данных — колориметрические, инфракрасные, рентгеновские свойства вспышек звезд типа UV Кита — обнаруживают ошибочность концепции Гурзадяна, согласно которой все проявления активности вспыхивающих звезд обусловлены в конечном счете только комптоновским и нетепловым тормозным излучениями быстрых электронов.

Крымская астрофизическая обсерватория

#### КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К РАБОТАМ ГУРЗАДЯНА

## CRITICAL COMMENTS ON G. A. GURZADYAN'S PAPERS ON FLARE STARS

#### R. E. GERSHBERG

Comparison of "the fast electron hypothesis" proposed by G. A. Gurzadyan with observations of flare stars reveals the failure of this hypothesis.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Гурзадян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
- 2. Г. А. Гурзидян. Astrophys. Space Sci., 48, 313; 52, 51, 1977.
- 3. И. М. Гордон, ДАН СССР, 97, 621, 1954:
- 4. Б. В. Сомов. С. И. Сыроватский, УФН. 120, 217, 1976.
- 5. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, Физика плазмы солнечной атмосферы, Наука, М., 1977.
- 6. Р. Е. Гершберг. Вснышки красных карликовых звезд. Наука, М., 1970.
- 7. F. D. Kahn, Nature, 250, 125, 1974.
- 8. В. П. Гринин, Изв. Крымской обс., 59, 154, 1979.
- 9. А. А. Коровянковская, Астрофизика, 8, 247, 1972.
- 10. Р. Е. Гершберг. Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
- 11. W. E. Kunkel, Ap. J., 161, 503, 1970.
- 12. T. J. Moffett, Ap. J., Suppl. Ser., 29, No. 273, 1974.
- S. Cristaldi, M. Rodono, in "Variable stars and stellar evolution" in V. Sherwood and L. Plaut eds., Reidel, Dordrecht, 1975, p. 75.
- 14. Н. Н. Килячков, В. С. Шевченко, Письма АЖ, 4, 224, 1978.
- 15. В. В. Бруевич, В. И. Бурнашев, В. П. Гринин, Н. Н. Килячков, В. В. Котышев, Н. И. Шаховская, В. С. Шевченко, Изв. Крымской обс., 61, 90, 1980.
- 16. S. Cristaldi, R. Gershberg, M. Rodono, Astron. Astrophys., 1980 (in press).
- 17. J. T. Karpen et al., Ap. J., 216, 479, 1977.
- J. Heise, A. C. Brinkman, J. Schrijver, R. Mewe, E. Gronenschild, A. den Boggende, J. Grindlay, Ap. J., 202, L73, 1975.
- 19. V. Tsikoudi, H. Hudson, Astron. Astrophys., 44, 273, 1975.
- 20. D. J. Mullan, Solar Phys., 54, 183, 1977.
- 21. В. С. Осканян. в сб. «Вспыхивающие звезды», под ред. Л. В. Мирзояна. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, стр. 11, 1977.
- 22. Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская, Астрон. ж., 48, 934, 1971.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.035

## ОТВЕТ НА «КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ» Р. Е. ГЕРШБЕРГА

## Г. А. ГУРЗАДЯН Поступила 30 октября 1979

Показана предваятость и несостоятельность выдвинутых Гершбергом возражений против гипотезы быстрых электронов.

Вопрос об нонизационных потерях быстрых электронов был рассмотрен во многих местах монографии [1] (гл. XII, стр. 280). Там было показано, что наблюдаемые световые кривые вспышек не могут быть объяснены, даже качественно, ни при каких значениях исходных параметров, если допустить возможность гибели быстрых электронов в атмосфере звезды, в результате ионизационных потерь. Отсюда делается один из основных выводов: быстрые электроны появляются только во внешних областях. звезды, далеко от ее атмосферы. В этом случае потери энергии могут иметь место при взаимодействии самих быстрых электронов друг с другом. Однако, из-за разлета электронного облака и быстрого падения его концентрации, эти потери незначительны, и быстрые электроны покидают звезду практически сохранив свою первоначальную энергию. Именно такое поведение быстрых электронов находится в согласии с тем, что дают наблюдения для световых кривых многих и многих вспышек. На рис. 1 показаны два примера теоретических световых кривых, рассчитанных на основе только что описанной концепции, которые вместе с тем оказались в хорошем согласии с наблюдаемыми [2, 3] световыми кривыми двух довольно продолжительных вспышек, одна из которых (YZ CMi) — исключительносильная, с амплитудой  $\Delta U \approx 6^m$ . Примеров взаимного согласия теоретических и наблюдаемых световых кривых имеется десятки. Согласие имеет место также в случае, когда принимается во внимание двухкомпонентный состав излучения вспышки — непрерывная эмиссия и излучение в линиях, с преобладанием последнего в заключительной фазе вспышки [4]. При

## Г. А. ГУРЗАДЯН

таких условиях фраза [5] о том, что «...рассмотрение кривых блеска вспышек... не дает сколь-нибудь серьезных доводов в пользу концепции Гурзадяна» остается просто непонятной.



Рис. 1. Наблюдаемые световые кривые (точки) для вспышек YZ CMi [3] (7.XII.1975) и UV Cet (1E) [2]. Пунктирная линия — теоретическая световая кривая, построенная на основе гипотезы быстрых электронов при заданных параметрах вспышки  $\tau_0$ ,  $t_0$ , и T и сферического разлета быстрых электронов (n = 2). Счет времени начинается с момента максимума вспышки.

Поскольку в [5] ставится вопрос о «рафинированном» анализе цветов вспышек, то его надо делать действительно рафинированным до конца. Дело в том, что в наших построениях теоретических треков U—B ~ ~ B—V распределение энергии в спектре невозмущенной звезды принимается планковское, что нельзя считать строго приемлемым. В то же время любые отклонения от планковского могут оказать заметное влияние на цветовые характеристики «чистой» вспышки.

В случае гипотезы быстрых электронов цвета «чистой» вспышки зависят, оказывается, от трех коэффициентов —  $k_1$ ,  $k_2$  и  $k_3$ , характеризующих степень отклонения от планковского распределения на ~ 3.6 мкм, ~ 4.4 мкм и ~ 5.5 мкм, соответственно. В этом случае цвета «чистой» вспышки даются следующими соотношениями [6]:

$$(B - V)_f = -2.5 (0.44 - \lg (k_3/k_2)) + 1.04;$$
  
(U - B)<sub>f</sub> = +2.5 (-0.24 - lg (k\_2/k\_1)) - 1.12.

Графики зависимостей (B—V)  $_f \sim$  (U—B) $_f$  для ряда значений  $k_3/k_2$  и  $k_2/k_1$  представлены на рис. 2. Там же точками нанесены наблюдаемые данные (около 200 точек), взятые из разых источников [5, 7, 8]. Как видим, почти всегда выполняется условие  $k_3 > k_2 > k_1$ , то есть отклонение нормального излучения звезды от планковского наибольшее на  $\sim$  5.5 мкм и наименьшее на  $\sim$  3.6 мкм. Среднее же положение точек соответствует значениям  $k_2/k_1 = 2.10$  и  $k_3/k_1 = 1.35$ . Эти отклонения естественны и совсем невелики по сравнению с тем, что мы наблюдаем у звезд типа Т Тельца.



Рис. 2. Цветовая диаграмма  $(U-B)_f \sim (B-V)_f для$  «чистой» вспышки. Точки — наблюдения для 10 вспыхивающих звезд типа UV Cet. Нанесена также серия теоретических зависимостей  $(U-B)_f \sim (B-V)_f$  (горизонтальные и вертикальные параллельные линии) для ряда значений параметров  $k_3/k_2$  и  $k_2/k_1$ , характеризующих степень относительных отклонений излучения звезды в далекой инфракрасной области (3—6 мкм) от закона Планка. Кружок с крестиком соответствует планковскому распределению излучения ( $k_1 = k_2 = k_3 = 1$ ).

Попытка построения зависимости (U—B)  $\sim$  (B—V) для системы «звезда + вспышка», но с учетом отклонения реального излучения невоз-13—295

мущенной звезды от планковского, была сделана также П. Ф. Чугайновым [9] (рис. 3).

Так обстоит дело с цветовыми характеристиками слабых вспышек, индуцированных обратным комптон-эффектом. В случае же сильных вспышек, индуцируемых тормозным излучением быстрых электронов, показатели цвета соответствуют тому, что дают наблюдения, и здесь нет какихлибо противоречий.



Рис. 3. Результаты U—B и B—V измерения для суммарной энергии вспышек EV Lac, AD Leo и YZ CMi (точки, кружки, крестики). Сплошная линия— теоретическая зависимость U—B ~ B—V в случае гипотезы быстрых электронов и с учетом отклонения реального излучения невозмущенной звезды от планковского [9].

Таким образом, анализ колориметрических характеристик вспышек в любой форме дает «веский аргумент» как раз в пользу гипотезы быстрых электронов, а не против нее, как это считает Гершберг.

Кстати, никаких двух версий гипотезы быстрых электронов, как это пишется в [5], не было и нет. Просто одни и те же быстрые электроны генерируют оптические вспышки разными механизмами, в зависимости от полного количества самих электронов. Если их количество невелико (слабые вспышки), срабатывает обратный комптон-эффект, когда же оно велико (сильные вспышки), преобладает тормозное излучение. Кроме того, в первом случае должно наблюдаться новое явление — «отрицательная» вспышка в инфракрасных лучах (1—2 мкм), а во втором случае вспышка в инфракрасных лучах должна быть вполне «положительной». И вот здесь Гершберг почему-то подает результаты инфракрасных наблюдений двух вспышек EV Lac [10] в явно искаженной и неверной интерпретации. Обе эти вспышки очень мощные — одна из них даже с амплигудой, превышающей 5<sup>тн</sup>. Для таких случаев гипотеза быстрых электронов предсказывает вполне «положительную» вспышку в инфракрасной области, а зарегистрированные амплитуды этих «положительных» вспышек оказались в полном соответствии с тем, что следует из этой гипотезы [11]. Гипотеза быстрых электронов предсказывает отрицательную инфракрасную вспышку только в области, длиннее 10 000 А. Между тем наблюдения [10] и [12] относятся к области с максимумом пропускания на 8050 А. то есть существенно короче 1 мкм. Эти наблюдения просто не имеют никакого отношения к предсказуемой инфракрасной вспышке.

Что касается предвелышечного спада блеска звезды, то как раз недавно появились новые наблюдательные данные, которые, по мнению самих наблюдателей [13], находятся в соответствии с гипотезой быстрых электронов.

Гипотеза быстрых электронов предсказывает возможность рентгеновского излучения во время вспышки звезды. В [5] отмечается, что зарегистрированные в немногих пока случаях вспышек рентгеновские потоки оказались на порядок меньше теоретически ожидаемых по этой гипотезе величин. Но при этом автор [5] почему-то умалчивает о тсх важных оговорках и замечаниях, которые были сделаны в [14] и где был дан развернутый анализ этих наблюдений.

Прежде всего, гипотеза быстрых электронов предсказывает существенно меньшую продолжительность для рентгеновских вспышек; она должна быть на порядок меньше продолжительности оптических вспышек. Наблюдения полностью подтверждают это предсказание: продолжительность рентгеновской вспышки UV Cet (8.1.1975) оказалась 48 с при продолжительности оптической вспышки в 8 мин.

Далее, гипотеза быстрых электронов предсказывает очень высокие мановенные интенсивности рентгеновской вспышки в момент ее максимума, причем сама продолжительность максимума — это важно отметчть должна быть крайне мала, порядка 0.1—0.01 с. Совершенно ясно, что такие, хотя и очень интенсивные, но и очень острые максимумы не могут быть зафиксированы при постоянной времени регистрирующей аппаратуры, равной 15 с (время накопления) [15—17]. Возможно по той же причине и не были зафиксированы с помощью OSO-3 непродолжительные рентгеновские вспышки (всплески) в области более жестких воли. По поводу же спектра рентгеновских вспышек в [14] вполне четко было сказано, что, во-первых, качественно наблюдаемый спектр ничуть не противоречит гипотезе быстрых электронов, во-вторых, в принципе рентгеновскую вспышку YZ CMi можно интерпретировать и в рамках теплового тормозного излучения высокоэнергетических электронов при условии, однако, что эффективная температура электронного газа будет в 5—10 раз выше эффективной температуры при самых мощных рентгеновских вспышках Солнца, и что, в-третьих, окончательный выбор между этими альтернативами можно будет сделать после появления данных о рентгеновских вспышках звезд в области 1—2 А и короче.

Таково фактическое положение дел с рентгеновскими вспышками. Делать из всего этого поспешный вывод о несостоятельности гипотезы быстрых электронов, как видим, нет никаких оснований.

Что касается «частных ошибок» по выражению Гершберга, к тому же многочисленных, якобы допущенных автором гипотезы быстрых электронов, то в этом вопросе также трудно считать нашего критика беспристрастным. Расчет излучения, например, в бальмеровских линиях действительно проводится в [4] в приближении оптически тонкого слоя, но делается это с определенной целью — для нахождения порядка величины электронной концентрации в хромосфере, для установления нижней границы продолжительности свечения хромосферы и пр., -- но разве следует из этого, что автор придерживается точки зрения о полной прозрачности хромосферы в линиях? Как раз наоборот, в разделах 12 и 13, например, приводятся веские аргументы, подкрепленные схемой на рис. 7, в пользу полной непрозрачности хромосферы вспыхивающих эвезд в линиях. А приведенный в разделе 22 профиль La-линии относится как раз к случаю оптической толщи хромосферы порядка 10<sup>4</sup> в этой линии. Далее, пятнистая структура хромосферы отнюдь не мешает тому, чтобы можно было говорить о средних значениях основных параметров хромосферы. Зарождение вспышки. да, имеет локальный характер, но после появления быстрых электронов вспышка охватывает практически всю звезду. Это верно, что нами использованы эквивалентные ширины эмиссионных линии, измеренных во время сильных вспышек, но это сделано с целью нахождения электронной концентрации хромосферы как раз во время вспышек. К тому же знание точного значения эквивалентной ширины не так важно, поскольку она входит под квадратный корень. Так же можно показать несостоятельность и просто спекулятивность остальных «критических» замечаний, приведенных в [5].

По поводу развитой нами теории хромосфер вспыхивающих звезд не будет излишним привести здесь одну выдержку из недавней статьи Мочнаки и Шоммера [18], посвященной результатам и анализу прецизионных спектрофотометрических наблюдений вспышек: «Гурзадян [4] рассматривает модель хромосферы, облучаемой от источника, расположенного выше хромосферы... Его модель объясняет медленное затухание эмиссионных линий металлов, возбуждаемых электронными соударениями, в отличие от водородных линий, возникших путем рекомбинаций. Наши наблюдения подтверждают состоятельность этой модели, предусматривающей затухание в течение продолжительного времени, отсутствие больших смещений в скоростях между линиями поглощения и эмиссионными линиями, и отсутствие сильных магнитных полей».

В заключение нам хочется отметить следующее. Гипотеза быстрых электронов рассматривает наблюдаемое фотонное излучение вспышек как результат вторичный: первичным является само появление быстрых электронов. Болометрическая светимость вспышки, в виде кинетической энергии быстрых электронов, превышает энергию оптической вспышки на много порядков. Гершбергу это не нравится. Но кем, когда и как было показано, что наблюдаемая, скажем, в оптических лучах картина вспышки является именно первичной? И почему при поисках источников энергии вспышки мы должны исходить из требования соблюдать баланс только с лучистой энергией? Почему, на основании каких фактов или соображений мы должны допускать, что наши наблюдательные средства делают непосредственно доступными все формы проявления вспышки?

Было бы более логичным и последовательным, как нам кажется, допустить возможность вспышки в иной, в энергетическом отношении более высокой форме, вытекающей к тому же из более общих и всеобъемлющих сообржений, связанных с формированием и эволюцией звезд и источников их энерговыделения. Гипотеза быстрых электронов подходит к проблеме как раз с этой позиции.

Явлению звездных вспышек присущ ряд редких, но наиболее экстремальных форм и свойств: факты более чем 2500-кратного увеличения блеска звезды во время вспышки; случаи более чем десятикратного (!) повышения блеска звезды за 1 с во время иных вспышек; необычайно большие для тел размерами со звезду потоки радиоизлучения и пр. И если для ординарных вспышек еще можно «подобрать» нужные параметры в рамках, скажем, гипотезы «горячего газа» или «магнитной аннигиляции», то такой «подбор» становится просто невозможным для провоцирования вспышек с перечисленными выше экстраординарными свойствами. Между тем, гипотеза быстрых электронов оказалась в состоянии охватить без всякой «натяжки» как обычные, так и эти редкие, но крайне харакгерные формы и свойства этого феномена.

Что касается утверждения о том [5], что концелция быстрых электронов требует коренного пересмотра современных представлений о внутреннем строении звезд, то можно спросить: действительно ли наши представления о внутреннем строении звезд являются полными, а тем более окончательными в пределах известных нам законов физики? А вообще-то слово «коренное», к тому же с неким оттенком сверхъестественности, в данном случае является произвольным и ничем не обоснованным: не надо забывать, что вспышечная активность, охватывающая небольшой период жизни звезды, не была предсказана ни одной из существующих ныне теорий внутреннего строения звезд.

Гершберга волнуют также вопросы приоритетного характера: идея, мол, использования ультрарелятивистских электронов для объяснения звездных вспышек не нова и была высказана 25 лет тому назад Гордоном [19]. Однако достаточно сказать, что теория звездной вспышки, базированная на ультрарелятивистских электронах энергии ~ 10<sup>6</sup> эВ и на испускаемом ими синхротронном излучении не существует и поныне. Далее, гипотеза быстрых электронов вовлекает в теорию — и вообще впервые в астрофизику — только низкоэнергетические электроны с ~ 10<sup>6</sup> эВ (отсюда и их название «быстрые электроны», четко оговоренное в [1]. стр. 48). Это по крайней мере на три порядка меньше энергии указанных ультрарелятивистских электронов. Эта колоссальная разница важна не только с энергетической точки зрения, она означает прежде всего существенно разные механизмы генерации самих электронов, а именно, P-распад в случае ~ 10<sup>6</sup> эВ н ускорение в магнитных полях в случае ~ 10<sup>6</sup> эВ, то есть разница, которая уже затрагивает саму космогонию обсуждаемого явления.

Как мы видим, гипотеза быстрых электронов не имеет решительно ничего общего с тем, что приведено в [19,] всего-навсего на одной грети страницы умозрительного текста.

Конечно, не все в концепции быстрых электронов представляется ясным и понятным до конца, она нуждается в дальнейшей разработке. При этом любая критика, объективная и здоровая, свободная от предвзятой тенденциозности, может оказаться полезной и стимулирующей. Что касается «критических замечаний» Гершберга, то они, как мы видели, далеки от того, чтобы претендовать на такую цель.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

# REPLY TO GERSHBERG'S "CRITICAL COMMENTS"

### G. A. GURZADYAN

The preconception and failure of the objections advanced by Gershberg against the fast electron hypothesis are shown.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Гурзадян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
- 2. T. J. Moffett, Ap. J. Suppl. ser., 29, 1, 1974.
- 3. S. Cristaldi, M. Rodono, Частное сообщение, 1975.
- 4. Г. А. Гурзадян, Astrophys. Space Sci., 52, 51, 1977.
- 5. Р. Е. Гершберг, Астрофизика, 16, 375, 1980.
- 6. Г. А. Гурвадян, Ар. Ј., 1980 (в печати).
- 7. S. Cristaldi, M. Redono, Proc. IAU Symp. No. 67, 1975. Moscow, 1974.
- 8. T. J. Moffett, M. N., 164, 11, 1973.
- 9. П. Ф. Чугайнов, (частное сообщение), 1979.
- 10. Н. Н. Килячков, В. С. Шевченко, Письма АЖ, 4, 224, 1978.
- 11. Г. А. Гурзадян, Astrophys. Space Sci., 62, 35, 53, 1979.
- 12. В. В. Бруевич, В. И. Бурнашев, В. П. Гринин, Н. Н. Килячков, В. П. Котышев, Н. И. Шаховская, В. С. Шевченко, Изв. Крымской обс., 61, 1979.
- M. Rodono, M. Pucillo, G. Sedmak, G. A. de Biase, Astron. Astrophys. 76, 242, 1979.
- 14. Г. А. Гурзадян, Astrophys. Space Sci., 48, 313, 1977.
- J. Heise, A. C. Brinkman, J. Schrijver, R. Mewe, E. Cronenschild, A. den Boggende, J. Grindlay, Ap. J. Lett., 202, L73, 1975.
- 16. V. Tsikoudi, H. Hudson, Astron. Astrophys., 44, 273, 1975.
- 17. J. T. Karpen, C. J. Crannell, R. W. Hobbs et al., Ap. J., 216, 479, 1977.
- 18. S. W. Mochnaki, R. A. Schommer, Ap. J., Lett., 231, L77, 1979.

19. И. М. Гордон, ДАН СССР, 97, 621, 1954.

От редакции. Помещая критическую статью Р. Е. Гершберга и ответ Г. А. Гурзадяна, редакция считает дальнейшую дискуссию по этому вопросу на страницах журнала «Астрофизика» нецелесообразной. Редакция будет охотно печатать статьи, содержащие новые наблюдения, их анализ, а также достаточно обоснованные теоретические расчеты, относящиеся и природе эвездных вспышек.

# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.855

краткие сообщения

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДИМЫХ СЖАТИЙ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Со времени выделения сейфертовских галактик в качестве особого класса [1] внимание наблюдателей привлекли два обстоятельства, связанные с этими объектами.

Прежде всего все классические сейфертовские галактики являются спиралями. Как показал Адамс [2], это не случайность, присущая голько ярким галактикам. Морфологическое исследование 80 сейфертовских галактик свидетельствует, что во всех случаях, когда классификация проводится достаточно надежно, эти галактики относятся к классу спиральных.

Вторая особенность классических сейфертовских галактик заключается в том, что большинство из них видны практически плашмя. Этот факт иллюстрируется рис. 16, где представлена гистограмма распределения видимого отношения полуосей b/a для 7 ярчайших сейфертовских галактик согласно данным [3]. Как известно, если галактики считать бесконечно тонкими дисками, то при изотропном распределении нормалей к плоскостям дисков мы должны были бы ожидать равномерного распределения отношения видимых полуосей (рис. 1а, пунктир). При отличном от нуля отношении истинных полуосей (b/a)<sub>0</sub> в рассматриваемом случае должны быть полнее представлены сравнительно малые значения видимого стношения b/a (рис. 1а, сплошная линия). Таким образом, среди ярчайших сейфертовских галактик преобладают галактики с относительно небольшим углом наклона к картинной плоскости.

Для выяснения реальности указанной тенденции необходимо иметь оригинальные крупномасштабные фотографии известных в настоящее вре-

## краткие сообщения



Рис. 1. Распределения видимых сжатий а) изотропно ориентированных дисков с истинным отошением полуосей  $(b/a)_0=0,2$  (сплошная линия) и  $(b/a)_0=0$  (пунктер); б) классических сейфертовских галактик; в) сейфертовских галактик согласно данным UGCG; г) сейфертовских галактик согласно данным MCG; д) сейфертовских галактик согласно нашим измерениям; е) нормальных спиральных галактик по данным UGCG; ж) нормальных спиральных галактик по данным MCG.

мя сейфертовских галактик, а также ряда нормальных спиральных галактик. Тем не менее, в качестве первого шага полезно рассмотреть этог вопрос, используя карты Паломарского обзора неба (POSS). Недостатки такой процедуры известны [4]; некоторым основанием для нее может служить то обстоятельство, что наши измерения ряда галактик неплохо согласуются с данными Адамса [2] (рис. 2). Основной целью настоящего рассмотрения явилась подготовка данных к выяснению возможной связи между углом наклона и шириной эмиссионных линий в спектрах сейфертовских галактик.



Рис. 2. Сопоставление измерений Адамса (b/a), и наших измерений (b/a), видимых сжатий галактик.

Использованная в данной заметке выборка включает 129 сейфертовских галактик северного неба ( $\delta \ge -15^\circ$ ), большая часть которых входит в список [5]. Для 44 из них, содержащихся в каталоге UGCG [6], и для 70 галактик, содержащихся в MCG [7], имеются измерения осей на картах POSS. Распределения видимого отношения полуосей этих галактик приводятся на рис. 1в, г. Наши измерения указанного отношения на картах POSS для 124 сейфертовских галактик представлены на рис. 1д.

Поскольку явных отличий морфологических характеристик сейфертовских галактик и других спиральных галактик не обнаружено, полученные выше распределения необходимо сопоставить с аналогичным распределением для нормальных спиральных галактик с использованием того же наблюдательного материала. Мы сделали две контрольные выборки нормальных спиральных галактик из каталога UGCG, удовлетворяющих единственному условию: распределение видимых величин для них должно быть таким же, как и для сейфертовских галактик. Распределения b/a для обеих выборок, включающих 205 и 217 галактик, оказались близкими.

#### КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Результаты для первой из них приведены на рис. 1е. Далее для одной из них было построено распределение видимых сжатий на основе данных MCG. Полученные для этой выборки результаты представлены на рис. 1ж. Как видно из рисунка, эти распределения можно считать извлеченными из одной совокупности (с уровнем значимости P = 0.60 по критерию  $\chi^2$ ). На причинах, обусловливающих отличие распределений от равномерного, мы не будем останавливаться (см. [4]).

Сопоставление приведенных на рис. 1 распределений видимых сжатий нормальных спиральных и сейфертовских галактик показывает существенное различие между ними, значимость которого по критерию  $\chi^2$  составляет P < 0.001. Следует отметить, что распределения сжатий сейфертовских галактик классов Sy1 и Sy2 оказались одинаковыми с уровнем значимости P = 0.80.

Таким образом, предварительное рассмотрение вопроса свидетельствует о реальности тенденции сейфертовских галактик иметь преимущественно малые значения угла наклона к картинной плоскости. Верочтная причина этой тенденции заключается в особенностях наблюдений, приводящих к выделению данной галактики в качестве сейфертовской. Несомненно. видимость галактики с ребра не способствует обнаружению в ней яркого звездообразного ядра. Следует отметить, что недооценка числа сильно наклоненных к картинной плоскости сейфертовских галактик уменьшает общий фактор селекции [5, 8], в значительной мере влияющий на оценку пространственной плотности сейфертовских галактик.

The distribution of apparent flattening among Seyfert galaxies. A comparision of apparent axial ratios of normal spirals and Seyfert galaxies witnesses a tendency of the latter to have small tilt angles on the tangent plane in relation to the celestial sphere.

1 октября 1979 Южная станция ГАИШ В. Т. ДОРОШЕНКО В. Ю. ТЕРЕБИЖ

### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. C. Seyfert, Ap. J., 97, 28, 1943.
- 2. Th. F. Adams, Ap. J., Suppl. ser., 33, 19, 1977.
- 3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Publ. Dep. of Astr. Univ. of Texas, ser. II, vol. 2, No. 7, 1968.
- 4. Ж. де Вокулёр, в сб. «Строение звездных систем», ред. П. Н. Холопов, М., 1962, стр. 351.
- 5. В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 16, 45, 1980.
- 6. P. Nilson, Urpsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
- 7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. 1—4, Изд. МГУ, 1962—1968.
- 8. J. Huchra, W. L. W. Sargent, Ap. J., 186, 433, 1973.

# CONTENTS

THE GALAXIES WITH UV-CONTINUUM OF SEYFERT TYPE ACCORDING TO THE OBSERVATIONS ON THE BTA	
V. L. Afanasev, V. A. Lipovetskij, B. E. Markarian, J. A. Stepanian	193
EMISSION LINE DISTINCTIONS IN THE SPECTRA OF FOUR TYPE 1	
SEYFERT GALAXIES V. N. Popov, E. Ye. Khashiklan	207
SURVEY OF MASS-TO-LUMINOSITY RATIOS FOR 440 BINARY GALAXIES	
I. D. Karachentsev	217
SLOW FLARES IN THE STELLAR AGGREGATES. II E. S. Parsamian	231
PHYSICAL CONDITIONS IN EMISSION REGIONS AND MECHANISMS OF	
ACTIVITY OF T TAURI TYPE STARS	243
AN INTERPRETATION OF THE POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF THE	
TWO BIPOLAR REFLECTION NEBULAE · · · M. V. Voshchinnikov	257
ARE HIGH-VELOCITY HI CLOUDS GALACTIC OBJECTS?	
Yu. A. Shchekinov	265
THE MODULATION INSTABILITY OF SPIRAL DENSITY WAVES	
Y. I. Korchagin, P. I. Korchagin	273
THE INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH THE FIELD OF RO-	
TATION MAGNETIC DIPOLE IN THE PRESENCE OF ELECTROMAG-	
NETIC RADIATION · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	285
METASTABLE FORMATIONS OF NUCLEAR MATTER	-
L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian	305
THE COLLAPSE OF LOW-MASS STARS	0.01
M. M. Basko, M. A. Kudzsky, Z. F. Seidov	321
BLACK HOLE FORMATION IN AN EARLY UNIVERSE	207
IV. A. Zabolin, P. D. Waselskiy	037
GREEN'S FUNCTION OF THE OPTICALLY THICK SLABE H. F. Pikidjian	321
THE FIELD OF RADIATION IN A PLANE ATMOSPHERE WITH ANISO-	
IKOPIC SCATTERING. THE SEPARATION OF ANGULAR VARIABLES	363
CDITICAL COMMENTS ON C. A. CHDZADIAN'S DADEDS ON FLADE STARS	505
R. E. Gershberg	375
DEDLY TO DEPSTIBERC'S "CRITICAL COMMENTS" G. A. Guezadian	383
	000
NOTES	

THE DISTRIBUTION OF APPARENT FLATTENING AMONG SEYFERT GALAXIES V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh 393