ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

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

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524.45Плеяды:524.337.7:520.84

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ. 1. ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В СКОПЛЕНИИ ПЛЕЯДЫ

Л. В. МИРЗОЯН, В. В. АМБАРЯН, А. Т. ГАРИБДЖАНЯН

Поступила 22 июня 1990

Выполнены спектральные наблюдения 17 вспыхивающих звезд скопления Плеяды. В спектрах 14 из них наблюдаются эмиссионные линии водорода и ионизированного кальция, а также сильные молекулярные полосы, в частности TiO. Остальные 3 звезды, по-видимому, не являются вспыхивающими. В этих спектрах измерены спектральные индексы TiO, с помощью которых определены цвета $R-I$, спектральные классы и светимости всех исследованных вспыхивающих звезд. Сходство параметров звезд (общий вид спектров, спектральные индексы TiO, показатель цвета $R-I$, спектральный класс светимость) и корреляций между ними рассмотрено как новое свидетельство общей физической природы вспыхивающих звезд в звездных скоплениях и ассоциациях и вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца. Обращено внимание на тот важный факт, что из 34 звезд скопления Плеяды, исследованных Штауффером, как не достигших главной последовательности (pre—main—sequence stars), на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, 27 являются известными вспыхивающими, по данным на 1982 г., что подтверждает эволюционный статус вспыхивающих звезд.

1. *Введение.* Красные карликовые звезды, входящие в состав звездных ассоциаций и скоплений, находятся на ранних стадиях эволюции. Для звезд типа Т Тельца это стало очевидным после открытия звездных ассоциаций: они составляют характерное население этих очагов звездообразования в Галактике [1]. Несколько более «старыми» являются вспыхивающие звезды, обнаруженные в ассоциациях и скоплениях, которые представляют эволюционную стадию красных карликовых звезд, следующую за стадией типа Т Тельца [2—4].

В звездных ассоциациях вспыхивающие звезды встречаются вместе со звездами типа Т Тельца, а в скоплениях — без них. Причем, непосредственная связь вспыхивающих звезд со звездами типа Т Тельца проявляется в том, что многие звезды последнего типа иногда показывают нормальные вспышки — обладают вспышечной активностью [5, 6].

Эволюционный статус вспыхивающих звезд был окончательно установлен в 1968 г. Амбарцумяном [3], на примере вспыхивающих звезд скопления Плеяды. В это время в области этого скопления была известна всего 61 вспыхивающая звезда [2]. Несмотря на немногочисленность, статистическое исследование этой выборки вспыхивающих звезд показало, что в скоплении Плеяды все или почти все звезды низких светимостей должны быть вспыхивающими. Такое обилие вспыхивающих звезд в этом скоплении должно быть естественным следствием того факта, что они представляют определенную стадию эволюции красных карликовых звезд.

Это принципиальное, с точки зрения эволюции красных карликовых звезд, предсказание было блестяще подтверждено дальнейшими фотографическими наблюдениями с помощью широкоугольных телескопов. Так, например, каталог вспыхивающих звезд области скопления Плеяды, составленный Аро, Чавира и Гонсалес [7] в 1982 г., содержит 519 вспыхивающих звезд. В последние годы число известных вспыхивающих звезд в этой области возросло до ~ 550 [8], а их полное число оценивается почти в два раза больше. При этом, среди них число вспыхивающих звезд галактического поля не может превышать 10% [9].

В пользу эволюционного статуса вспыхивающих звезд свидетельствуют и аналогичные данные, относящиеся к другим исследованным звездным скоплениям и ассоциациям (см., например, [10]).

Благодаря тому, что красные карликовые звезды представляют ранние стадии эволюции звезд, стало возможным исследование эволюционной последовательности стадий, проходимых карликовыми звездами во время их эволюции, непосредственно на основе их астрофизических наблюдений, без каких-либо теоретических предположений.

Эволюционным статусом звезд типов Т Тельца и вспыхивающих обусловлен интерес к этим молодым объектам.

В настоящей статье приводятся первые результаты спектральных наблюдений некоторых вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды, где открыто наибольшее число вспыхивающих звезд. Его близость позволяет получить спектры абсолютно сравнительно слабых вспыхивающих звезд.

2. *Наблюдения.* Спектральные наблюдения вспыхивающих звезд Плеяд были выполнены на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории (САО) АН СССР в 1987—89 гг. Из-за крайне ограниченного времени наблюдений число наблюденных звезд также было небольшое.

Был использован телевизионный 1000-канальный спектрофотометр-сканер со спектрографом СП-124 [11]. Применялась дифракционная решетка В1 (600 штрихов/мм) с эффективным разрешением около 5A.

Построение дисперсионных кривых осуществлялось с помощью спектральной лампы с He-Ne-Ar наполнением. Учет неоднородностей чувствительности фотокатода был обеспечен использованием равномерной непрерывной засветки фотокатода. Для стандартизации спектров исследуемых звезд в каждую ночь вместе с ними были наблюдены звезды-стандарты с известным распределением энергии в спектре [12].

Наблюдательный материал, использованный в настоящей работе, представлен в табл. 1. Визуальная звездная величина V для всех звезд измерена фотоэлектрически [13, 14], кроме самых слабых ВЗП 49, 73, 243 и 465, для которых она определена фотографическим методом [15].

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ПЛЕЯД

Звезда (ВЗП [7])	V	Дата наблюдения	Спектральный диапазон (A)
36	17.17	28.12.1989	4700—6600
49	18.3	30.12.1989	4700—6600
70	17.07	18.10.1988	5000—6850
73	18.0	28.12.1989	4700—6600
79	17.60	15.10.1988	5000—6850
„	„	17.10.1988	3520—5370
124	17.67	15.10.1988	5000—6850
„	„	17.10.1988	3520—5370
135	17.93	16.10.1988	5000—6850
„	„	17.10.1988	3520—5370
184	17.72	28.12.1989	4700—6600
191	16.17	18.10.1988	5000—6850
243	18.5	26.12.1989	4700—6600
263	16.91	18.10.1988	3640—6850
275N	14.98	14.12.1987	3300—6700
275S		14.12.1987	3300—6700
313	17.02	16.10.1988	5000—6850
„	„	17.10.1988	3520—5370
394	17.94	16.10.1988	5000—6850
„	„	17.10.1988	3520—5370
441	16.92	01.01.1990	4700—6600
465	18.4	27.12.1989	4700—6600

Примечание. Звезда ВЗП 275 является двойной, с компонентами примерно одинакового блеска. Визуальная звездная величина $V = 14.98$ относится к системе в целом [14].

Предварительная обработка полученных спектров (учет фона неба, исправление неоднородностей чувствительности фотокатода, построение дисперсионных кривых и линеаризация шкалы длин волн) была выполнена в САО АН СССР с помощью системы сбора и обработки данных, созданной на базе измерительно-вычислительного комплекса с ЭВМ СМ-4, на специализированном языке программирования СИПРАН [16]. Дальнейшая обработка спектров (исправление за спектральную чувствительность системы, фильтрация с помощью гауссианы, вычисление различных физических параметров и т. д.) была осуществлена в Бюракане с помощью системы обработки астрономических изображений АДА [17].

3. *Общие замечания.* Спектры вспыхивающих звезд, полученные нами, покрывают видимую область спектра, большей частью 3500—6800 А. Были получены спектры всего 17 вспыхивающих звезд из каталога Аро и сотрудников [7]. В спектрах 14 вспыхивающих звезд бросаются в глаза интенсивные эмиссионные линии бальмеровской серии водорода и H и K ионизированного кальция (последняя слита с линией H_8), а также сильные полосы молекул TiO, CaH, MgH и других.

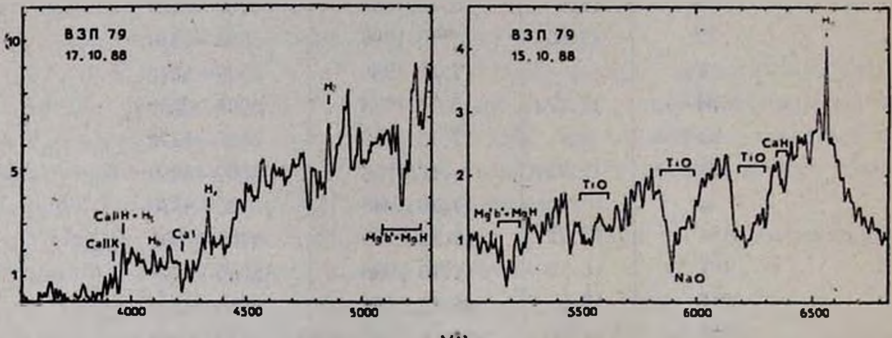

Рис. 1. Запись спектра звезды ВЗП 79. В синей части (слева) интенсивности нормированы к длине волны 4255 А, а в красной части — к длине волны 5556 А.

На рис. 1 и 2 приведены записи спектров двух из них, которые иллюстрируют сказанное и дают общее представление о полученных спектрах.

В спектре звезды ВЗП 243 (рис. 3) эмиссионные линии не наблюдаются, однако имеются не сильные молекулярные полосы. А в спектрах звезд ВЗП 70 и ВЗП 191 не присутствуют ни эмиссионные линии, ни молекулярные полосы. Не исключено, что эти три звезды не являются вспыхивающими (согласно каталогу Аро и др. [7] у них было зарегистрировано только по одной вспышке). Звезды ВЗП 70, 191 и 243 исключены из дальнейшего обсуждения.

По общему виду спектры вспыхивающих звезд области Плеяд, полученные нами, очень похожи на спектры звезд типа UV Кита окрестностей

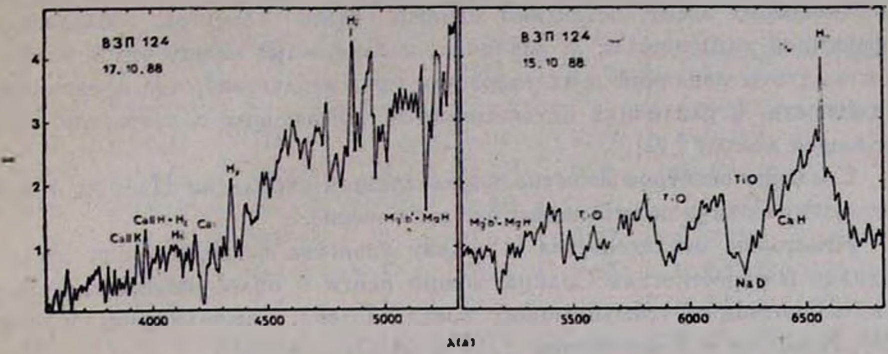

Рис. 2. Запись спектра звезды ВЗП 124. Нормирование аналогично рис. 1.

Солнца (см., например, записи спектров этих звезд в работе Петтерсена и Хаули [18]).

В этой связи следует отметить, что рассмотрение наблюдательных характеристик (кривые блеска вспышек, цвета вспышечного излучения,

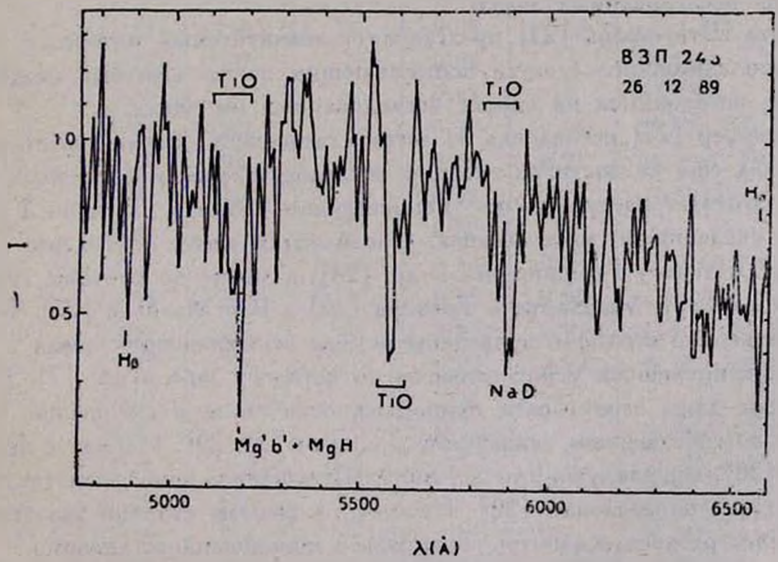

Рис. 3. Запись спектра звезды ВЗП 243. Спектр даже отдаленно не напоминает спектры вспыхивающих звезд, полученные нами. В частности, H_α в поглощении.

спектральный класс в спокойном состоянии, энергетические спектры, средняя частота вспышек и т. д.) вспыхивающих звезд в звездных скоплениях.

и ассоциациях, с одной стороны, и вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, с другой, показало, что обе эти «разновидности» вспыхивающих звезд составляют единый класс объектов, обладающих вспышечной активностью. А различия, наблюдаемые между ними, являются следствием различий в их возрастах (фаз эволюции), что проявляется, в частности, в различиях их светимостей, убывающих с возрастом вспыхивающей звезды [19].

Сходство спектров вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды и в окрестностях Солнца подтверждает это заключение.

Некоторые свидетельства в пользу сходства вспыхивающих звезд в Плеядах и окрестностях Солнца можно найти в более ранних спектральных наблюдениях вспыхивающих звезд Плеяд, выполненных Ириарте [20], Крафтом и Гринстейном [21] и МакКарти [22].

Более детальное фотометрическое и спектральное исследование 27 известных вспыхивающих звезд скопления Плеяды было выполнено Штауффером [23]. В спектрах большинства из них (16) обнаружена H_α-эмиссия. Измерены эквивалентные ширины этой эмиссионной линии. Определены спектральные индексы молекулярной полосы TiO около 6100 A. С их помощью вычислены показатели цвета $R—I$ и выполнена спектральная классификация исследованных звезд.

Работа Штауффера [23] представляет значительный интерес с точки зрения эволюционного статуса вспыхивающих звезд. Поэтому несколько подробнее остановимся на списке исследованных им звезд.

Штауффер [23] исследовал 34 звезды скопления Плеяды, которые, по его мнению, еще не достигли главной последовательности (*pre-main—sequence stars*), на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. В табл. 2 представлены сведения об этих звездах. Обозначения звезд приведены, в основном, по каталогу Герцшпрунга и др. [24], а также по работам Амбарцумяна и др. [25], МакКарти и Тренора [26] и Ван Маанена [27]. В третьем и четвертом столбцах приведены номера вспыхивающих звезд и число зарегистрированных у них вспышек по каталогу Аро и др. [7]. В пятом столбце даны вероятности принадлежности звезд к скоплению, определенные по собственным движениям Джонсом [28, 29]. Наряду с вероятностями [28], фигурирующими в работе Штауффера, приведены также их более поздние определения [29]. Наконец, в шестом столбце указано наличие в спектре звезды эмиссий водорода и ионизованного кальция.

Табл. 2 показывает, что из 34 исследованных звезд 27 (80%) входят в каталог Аро и др. [7], то есть являются известными вспыхивающими звездами. Из них только у 4 звезд вспышки наблюдались по одному разу. Остальные вспыхивающие звезды во вспышках наблюдались многократно.

Из 7 звезд, отсутствующих в каталоге вспыхивающих звезд Плеяд [7], у 3 звезд (H II 189, 1110 и 2966) Крафт и Гринстейн [21] наблюда-

Таблица 2

ЗВЕЗДЫ ПЛЕЯД, ИССЛЕДОВАННЫЕ ШТАУФФЕРОМ [23], КАК НЕ ДОСТИГШИЕ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

HII	V	ВЗП [7]	k [7]	P [28]	P [29]	Наличие эмиссии
133	14.32	118	4	0.91	0.93	CaII [21]
146	14.55	121	5	0.79	0.95	H, CaII [21]
189	14.00	—	—	0.91	—	CaII [21]
191	14.53	127	2	0.89	0.97	CaII [21]
357	13.32	158	8	0.99	0.93	H [22, 23], CaII [21]
451*	13.44	168	1	0.99	—	H [23], CaII [21]
624	15.27	188	4	0.76	—	H [21, 23], CaII [21]
793	14.31	201	3	0.96	0.97	
799	13.70	—	—	0.96	—	
1061	14.23	224	6	0.95	0.82	
1110	13.32	—	—	0.99	—	CaII [21]
1173	15.13	237	1	0.65	0.92	H [23]
1286*	15.34	251	3	0.31	0.90	H [23]
1305	13.65	255	2	0.97	0.97	
1306*	13.45	256	11	0.99	0.84	
1321*	15.27	257	8	0.84	—	H [30]
1348*	12.75	—	—	0.93	—	H [23]
1355*	14.07	262	1	0.77	0.96	H [22, 23], CaII [21]
1653	13.49	300	6	0.99	0.71	H, CaII [21]
2016	13.61	344	2	0.98	—	CaII [21]
2082	13.97	—	—	0.00	—	
2208	14.46	359	9	0.28	0.97	H, CaII [21]
2244	12.63	369	1	0.96	0.97	CaII [20]
2601*	14.96	390	9	0.83	0.97	H [21, 23], CaII [21]
2602*	15.49	391	3	0.52	0.88	H [21, 23], CaII [21]
2741	12.69	—	—	0.90	—	
2966	14.90	—	—	0.81	—	H [23], CaII [21]
B23	17.02	313	8	—	—	H [23]
B 201	16.92	441	5	—	—	H [23]
B 214	17.54	394	1	—	—	H [23]
MT 41	15.43	123	2	0.59	0.93	H [23]
MT 61	15.27	199	5	0.67	0.82	H [23]
VM 46	16.01	324	4	0.39	—	H [23]
3063	13.60	431	3	0.18	0.98	

Примечание. Звездочкой отмечены вероятные двойные [14, 23]. Обозначения звезд приведены согласно следующим работам: HII [24], B [25], MT [26] и VM[27].

ли эмиссию Ca II, а у одной из них (H II 2966) Штауффер [23] наблюдал также H_α-эмиссию.

Имея в виду, что в этом скоплении все или почти все звезды низких светимостей должны быть вспыхивающими [3], причем у около половины из них вспышечная активность еще не обнаружена [8], можно полагать, что и остальные звезды списка Штауффера [23] являются вспыхивающими.

Таким образом, из 34 звезд скопления Плеяды, исследованных Штауффером [23], как не достигших главной последовательности, на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, большинство (четыре пятых) оказались вспыхивающими, а остальные (одна пятая часть) вероятно также являются вспыхивающими. Этот примечательный факт можно рассматривать как новое подтверждение эволюционного статуса вспыхивающих звезд.

4. *Спектральные индексы.* Для исследования спектров красных карликовых звезд эффективными оказались спектральные индексы, определяемые из измерений молекулярных полос. Они довольно точно характеризуют такие важные параметры звезды, как спектральный класс и светимость.

Речь идет о спектральных индексах TiO, CaH, NaI'D' и Mg'b'+ + MgH, введенных Штауффером [23, 31] и Штауффером и Гартманном [32].

Спектральные индексы молекулярных полос окиси титана (TiO) определяются как отношения интегральных потоков излучения у дна соответствующей полосы и в соседнем «непрерывном спектре» (псевдоконтинууме). Для молекулярных полос TiO около длин волн 5400, 5900, 6100 и 6500 А спектральные индексы равны, соответственно, [31]:

$$D_{54} = (f_{54} - f_{55})/(f_{54} + f_{55}), \qquad D_{59} = (f_{61} - f_{59})/(f_{61} + f_{59}),$$

$$D_{61} = (f_{61} - f_{62})/(f_{61} + f_{62}) \text{ и } D_{65} = (f_{65} - f_{62})/(f_{65} + f_{62}),$$

где

$$f_{54} = \int\limits_{5380}^{5430} f_\lambda \, d\lambda, \quad f_{55} = \int\limits_{5480}^{5530} f_\lambda \, d\lambda, \quad f_{59} = 0.5 \cdot \left[\int\limits_{5860}^{5877} f_\lambda \, d\lambda + \int\limits_{5911}^{5930} f_\lambda \, d\lambda \right],$$

$$f_{61} = \int\limits_{6075}^{6125} f_\lambda \, d\lambda, \quad f_{62} = \int\limits_{6200}^{6270} f_\lambda \, d\lambda \text{ и } f_{65} = \int\limits_{6505}^{6552} f_\lambda \, d\lambda$$

соответствующие потоки, а индексы указывают на длины волн в 10^2 А.

Наши определения спектральных индексов TiO представлены в табл. 3. В третьем столбце этой таблицы приводится также число наблюденных вспышек звезды. Оно показывает, что кроме звезды ВЗП 394 у остальных вспыхивающих звезд было зарегистрировано больше одной вспышки, то есть их вспышечная природа не подлежит сомнению. У тесной двойной звезды ВЗП 275 зарегистрированные вспышки относятся к обоим компонентам.

Таблица 3

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИНДЕКСЫ TiO, ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБЛАСТИ ПЛЕЯД

Звезда (ВЗП)	V	k	Спектральный индекс			
			D54	D59	D61	D65
36	17.17	9	0.251	0.625	0.205	0.202
49	18.28	4	0.232	0.605	0.185	0.258
73	17.99	5	0.193	0.616	0.160	0.231
79	17.60	5	0.223	0.663	0.154	0.258
124	17.67	4	0.289	0.652	0.206	0.381
135	17.93	2	0.223	0.615	0.187	0.279
184	17.72	3	0.159	0.638	0.138	0.244
263	16.91	8	0.237	0.570	0.088	0.210
275N	15.73	66	0.223	0.610	0.207	0.189
275S	15.73		0.205	0.556	0.173	0.108
313	17.09	8	0.247	0.591	0.166	0.257
394	17.54	1	0.231	0.611	0.159	0.257
441	17.90	5	0.281	0.634	0.276	0.398
465	18.35	3	0.205	0.267	0.212	0.334

Примечание. Для двойной звезды ВЗП 275 число k относится к системе в целом.

Спектральные индексы TiO являются чувствительными индикаторами поверхностной температуры звезды-красного карлика, и мы, следуя примеру Штауффера [23, 31], эти индексы использовали для определения показателей цвета $R—I$ и спектральных классов исследуемых вспыхивающих звезд Плеяд.

Мы определили также спектральные индексы CaH, NaI'D' и Mg'b'+MgH, которые обычно рассматриваются как чувствительные индикаторы ускорения силы тяжести звезды (см., например, [32]). Их можно использовать и для грубой оценки светимостей звезд. Однако, как показало наше исследование, они значительно хуже коррелируют со светимостью звезды, чем спектральные индексы TiO (см. дальше). В связи с этим мы не приводим здесь наши определения этих спектральных индексов.

Для определения светимостей исследуемых звезд мы использовали спектральные индексы TiO.

5. *Показатели цвета R—I и спектральные классы.* Еще в 1974 г. в работе Джоя и Абта [33] была обнаружена зависимость между показателем цвета *R—I* и спектральным классом красных карликовых звезд. Это обстоятельство Штауффером [23] было использовано для спектральной классификации исследованных им звезд — красных карликов в Плеядах.

Сами показатели цвета *R—I* с достаточной точностью определяются спектральными индексами TiO. Пример зависимости *R—I* от одного из спектральных индексов D 54 для красных карликов окрестностей Солнца, с эмиссионными линиями в спектрах, по данным Штауффера и Гартманна [32], графически представлен на рис. 4. Имеются основания допустить, что большинство этих звезд, если не все, являются вспыхивающими (см., например, [34]).

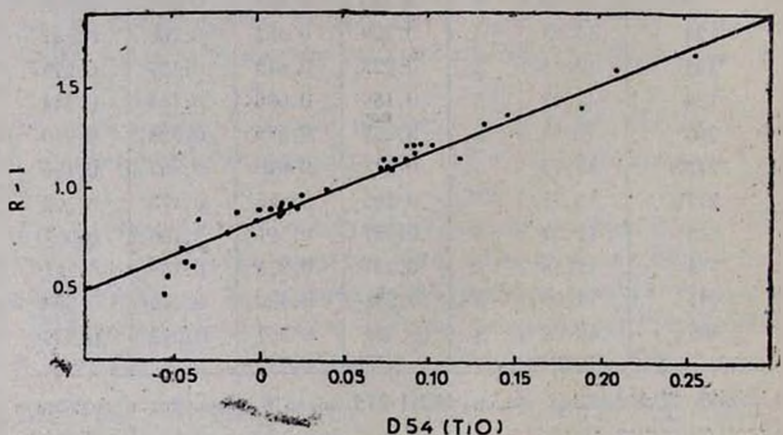

Рис. 4. Зависимость показателя цвета *R—I* от спектрального индекса D54 (TiO) для красных карликов окрестностей Солнца, с эмиссионными линиями в спектрах, по данным Штауффера и Гартманна [32].

Определенные нами спектральные индексы TiO несколько отличаются от штауфферовских. Поэтому для дальнейшего использования с помощью зависимости (*R—I*, спектральный индекс TiO) последняя была калибрована на основе наших немногочисленных данных о вспыхивающих звездах типа UV Кита. Эта процедура была повторена для всех четырех спектральных индексов TiO. Затем по величинам *R—I*, средним для четырех индексов, были определены спектральные классы исследуемых вспыхивающих звезд Плеяд.

Различия в показателях цвета $R-I$ и спектральных классах, определенные по разным спектральным индексам TiO, небольшие: около 0.05 и один спектральный подкласс (см. также [23]).

В табл. 4 приводятся средние показатели цвета $R-I$ и спектральные классы исследованных нами вспыхивающих звезд. Как и следовало ожидать, все они принадлежат спектральному классу M.

Таблица 4

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА $R-I$ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБЛАСТИ ПЛЕЯД

Звезда (ВЗП)	$R-I$ (средний)	Спектральный класс (средний)
36	1.36	M4.5
49	1.32	M4.3
73	1.28	M4.1
79	1.35	M4.5
124	1.44	M4.9
135	1.33	M4.4
184	1.28	M4.1
263	1.20	M3.8
275N	1.30	M4.2
275S	1.19	M3.7
313	1.29	M4.2
394	1.30	M4.2
441	1.48	M5.1
465	1.37	M4.6

Полученный результат подтверждает вывод Штауффера [23] о том, что спектральные индексы TiO являются чувствительными индикаторами поверхностной температуры красных карликовых звезд.

6. *Светимости.* Спектральные индексы TiO являются также индикаторами светимости красных карликовых звезд.

Петтерсен и Хаули [18] показали, что существует тесная зависимость между спектральными индексами TiO и светимостью вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца. Правда, метод определения этих индексов у этих авторов несколько иной. Однако спектральные индексы TiO вспыхивающих звезд, определенные методом Штауффера [31], также весьма чувствительны к их светимостям.

Этот вывод наглядно иллюстрируется рис. 5, где представлена зависимость между абсолютной визуальной величиной звезды M_v и одним из ее спектральных индексов D 65. Эта зависимость также построена по данным Штауффера и Гартманна [32] для эмиссионных карликов окрестностей Солнца. Абсолютные визуальные величины звезд заимствованы из каталога близлежащих звезд Глизе [35].

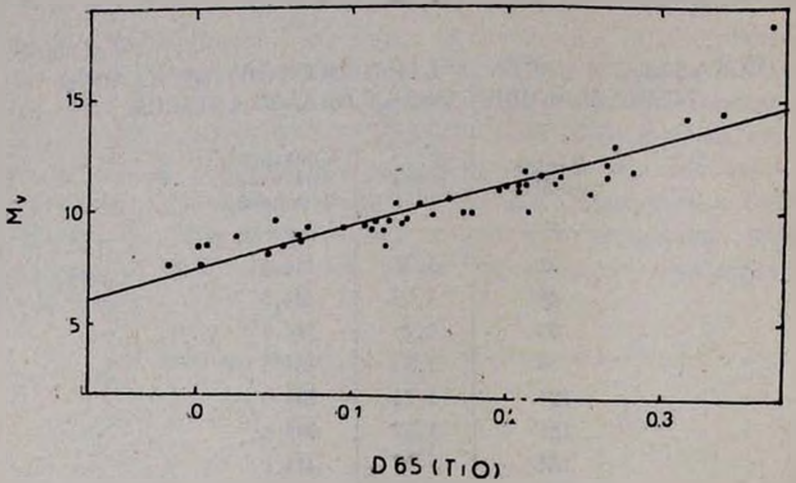

Рис. 5. Зависимость абсолютной визуальной величины от спектрального индекса D 65 (TiO) для красных карликов окрестностей Солнца, с эмиссионными линиями в спектрах. Абсолютные визуальные величины заимствованы из Каталога близлежащих звезд Глизе [35], а спектральные индексы — из работы Штауффера и Гартманна [32].

Такая же прямолинейная зависимость наблюдается и для других спектральных индексов TiO. На том же статистическом материале аналогичные прямолинейные зависимости между абсолютной визуальной величиной и спектральным индексом звезд были построены и для индексов CaH, NaI'D' и Mg'b' + MgH. Отклонения от полученных зависимостей в этих случаях существенно больше.

Это наглядно видно при сравнении корреляционных коэффициентов для соответствующих зависимостей:

(D54, M_V) - 0.96,	(CaH, M_V) - 0.69,
(D59, M_V) - 0.85,	(NaI'D', M_V) - 0.13,
(D61, M_V) - 0.91,	(Mg'b' + MgH, M_V) - 0.29.
(D65, M_V) - 0.91.	

Оно показывает, что спектральные индексы TiO несравненно лучше характеризуют светимость звезд, чем индексы CaH, NaI'D' и Mg'b'+MgH. Корреляционные коэффициенты зависимостей светимости звезд от последних двух индексов небольшие, а для спектрального индекса CaH значительно меньше, чем в случаях спектральных индексов TiO. Естественно, что мы для определения светимостей исследованных звезд использовали спектральные индексы TiO.

Исходя из физической общности вспыхивающих звезд в звездных скоплениях и ассоциациях и вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца [19], мы сочли вполне обоснованным использование зависимостей, типа зависимости, представленной на рис. 5, для определения светимостей вспыхивающих звезд Плеяд с помощью их спектральных индексов TiO.

В табл. 5 даются абсолютные визуальные величины исследованных вспыхивающих Плеяд, определенные при следующих двух предположениях:

1. Для них справедливы зависимости типа рис. 5 (средняя абсолютная величина, определенная по всем спектральным индексам TiO).

2. Все исследованные звезды являются членами скопления Плеяды (находятся на расстоянии этой системы: $m—M = 5.54$, $A_v = 0.12$ [36]).

В последнем столбце табл. 5 приводятся разности ΔM_v этих двух величин. Рассмотрение этого столбца показывает, что разница между абсолютными визуальными величинами, определенными двумя независимыми методами, превышает одну звездную величину лишь для двойной звезды ВЗП 275, оба компонента которой являются вспыхивающими. Для всех остальных звезд эта разница не превышает 0.8, и можно думать, что все они являются физическими членами скопления Плеяды.

Эти результаты можно рассматривать в пользу нашего предположения, сделанного при оценке абсолютных визуальных величин вспыхивающих звезд Плеяд по их спектральным индексам TiO, о том, что для них справедливы зависимости светимости от этих индексов, полученные для вспыхивающих звезд окрестностей Солнца.

В случае звезды ВЗП 275 не исключена возможность, что она не является членом этой системы. Правда, ее собственное движение близко к собственному движению центра скопления, и, согласно исследованию Джонса [29], вероятность того, что ВЗП 275 является членом Плеяд, равна 0.93. Вопрос этот нуждается в дальнейшем исследовании.

Табл. 5 свидетельствует о том, что спектральные индексы TiO чувствительны не только к температуре (спектральному классу) звезды, но и к ее светимости. Поэтому она дает основание использовать спектральные индексы TiO вспыхивающих звезд для оценки их светимостей.

Для нашей выборки вспыхивающих звезд интервал значений светимостей весьма ограниченный, однако спектральные наблюдения показывают, что интервал, где имет место прямолинейная зависимость между светимостями и спектральными индексами TiO, в действительности довольно широкий (см., например, рис. 5).

Таблица 5

АБСОЛЮТНЫЕ ВИЗУАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБЛАСТИ ПЛЕЯД

Звезда (ВЗП)	M_n		ΔM_V
	(средняя)	$m-M=$ $=5.54$	
36	12.3	11.5	0.8
49	12.1	12.6	−0.5
73	11.7	12.3	−0.6
79	12.0	11.9	0.1
124	12.7	12.0	0.7
135	12.1	12.3	−0.2
184	11.6	12.1	−0.5
263	11.5	11.2	0.3
275N	11.9	10.1	1.8
275S	11.4	10.1	1.3
313	12.0	11.4	0.6
394	11.9	11.9	0.0
441	13.0	12.2	0.8
465	12.3	12.7	−0.4

Примечание. В случае двойной звезды ВЗП 275 абсолютные визуальные величины компонентов вычислены в предположении, что они имеют одинаковый видимый блеск ($V = 15.73$), следующий из интегрального видимого блеска двойной (14.98) [14]).

7. *Заключение.* Получены спектры 17 известных вспыхивающих звезд скопления Плеяды, большинство из них впервые.

В спектрах 14 вспыхивающих звезд наблюдаются интенсивные эмиссионные линии водорода и ионизированного кальция и сильные молекулярные полосы, в частности TiO. В спектрах 3 звезд (ВЗП 70, 191 и 243) не наблюдаются ни эмиссионные линии, ни достаточно сильные молекулярные полосы. Возможно, что они в действительности не являются вспыхивающими звездами (у всех трех звезд вспышки были зарегистрированы только по одному разу [7]).

Измерены спектральные индексы TiO в спектрах исследованных вспыхивающих звезд, которые использованы для определения показателей цвета $R-I$, спектральных классов и светимостей этих звезд.

Полученные данные свидетельствуют, что спектральные индексы TiO являются индикаторами как температуры, так и светимости красных карликов.

Сходство параметров звезд (общий вид спектров, спектральные индексы, показатели цвета $R—I$, спектральные классы, светимости) и корреляций между ними можно рассматривать как новое свидетельство общей физической природы вспыхивающих звезд в звездных скоплениях и ассоциациях и звезд типа UV Кита окрестностей Солнца.

Авторы признательны Н. В. Борисову за помощь в спектральных наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL OBSERVATIONS OF RED DWARFS. I. FLARE STARS IN THE PLEIADES CLUSTER

L. V. MIRZOYAN, V. V. HAMBARIAN, A. T. GARIBJANIAN

Spectral observations of 17 flare stars of the Pleiades cluster are carried out. Emission lines of the hydrogen and ionized calcium, as well as strong molecular bands, in particular those of the TiO, are observed in the spectra of 14 stars. The other 3 stars are probably not flare ones. The TiO spectral indices were measured in these spectra. By means of these indices R—I colours, spectral classes and luminosities were determined for all studied flare stars. Similarity of star parameters (general shape of spectra, spectral indices, R—I colour, spectral class, luminosity) and of correlations between them is considered as a new evidence in favour of the common physical nature of flare stars in clusters and associations and the UV Ceti type flare stars of solar vicinity. Attention is paid on the significant fact, that of 34 stars in the Pleiades cluster, studied by Stauffer as pre-main-sequence stars 27 are known as flare stars according to the 1982 data, which confirms the evolutionary status of flare stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
2. *G. Haro, E. Chavira*, Vistas in Astronomy, 8, 89, 1966.
3. *В. А. Амбарцумян*, Звезды, туманности, галактики, ред. В. В. Соболев, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
4. *V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan*, New Directions and New Frontiers in Variable Star Research, IAU Colloquium № 15, Veröff. Bamberg, 9, № 100, 98, 1971.
5. *G. Haro*, The Galaxy and the Magellanic Clouds, eds. F. J. Kerr, A. W. Rodgers, Australian Acad. Sci., Canberra, 1964, p. 30.

6. *L. Rosino*, Low-luminosity Stars, ed. S. S. Kumar, Gordon and Breach, New-York—London—Paris, 1969, p. 181.
7. *G. Haro, F. Chavira, G. Gonzalez*, Bol. Inst. Tonantzintla, 3, No. 1, 3, 1982.
8. *Л. В. Мирзоян, Г. В. Оганян*, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 68.
9. *Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. А. Мирзоян*, Астрофизика, 29, 531, 1988.
10. *L. V. Mirzoyan*, Vistas in Astronomy, 27, 77, 1984.
11. *С. В. Драбек, И. М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова*, Астрофиз. исслед. (Изв. Спец. астрофиз. обсерв.), 22, 64, 1985.
12. *J. V. Bares, D. S. Hayes*, IRS Standard Star Manual, Kitt Peak National Observ., 1984.
13. *J. R. Stauffer*, Astron. J., 87, 1507, 1982.
14. *J. R. Stauffer*, Astrophys. J., 280, 189, 1984.
15. *О. С. Чавушян, А. Т. Гарибджанян*, Астрофизика, 11, 565, 1975.
16. *Н. Н. Сомов*, *Астрофиз. исслед.* (Изв. Спец. астрофиз. обсерв.), 22, 73, 1985.
17. *С. В. Зарацян, Т. Ю. Магакян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 57, 80, 1985.
18. *B. R. Pettersen, S. L. Hawley*, Astron. and Astrophys., 217, 187, 1989.
19. *Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян*, Астрофизика, 28, 375, 1988.
20. *B. Iriarte*, Bol. Inst. Tonantzintla, 1, 209, 1975.
21. *R. F. Kraft, J. L. Greinstein*, Low-luminosity Stars, ed. S. S. Kumar, Gordon and Breach, New-York—London—Paris, 1969, p. 65.
22. *M. F. McCarthy*, Low-luminosity Stars, ed. S. S. Kumar, Gordon and Breach, New-York—London—Paris, 1969, p. 83.
23. *J. R. Stauffer*, Astron. J., 85, 1341, 1980.
24. *E. Hertzsprung*, Ann. Leiden Observ., 19, Part 1A, 1947.
25. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова*, Астрофизика, 6, 7, 1970.
26. *M. McCarthy, P. Treanor*, Ric. Astron. Specola Vaticana, 7 (12), 367, 1968.
27. *A. van Maanen*, Astrophys. J., 102, 26, 1945.
28. *B. F. Jones*, Astrophys. J. Lett., 171, L57, 1972.
29. *B. F. Jones*, Astron. J., 86, 290, 1981.
30. *Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян* (не опубликовано).
31. *J. R. Stauffer*, Astron. J., 87, 899, 1982.
32. *J. R. Stauffer, L. W. Hartmann*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 61, 531, 1986.
33. *A. H. Joy, H. A. Abt*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 28, 1, 1974.
34. *Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян*, Астрофизика, 29, 46, 1988.
35. *W. Gliese*, Catalogue of Nearby Stars, Veröff. Astron. Rechen—Institut, Heidelberg, No. 22, 1969
36. *D. L. Crawford, C. L. Perry*, Astron. J., 81, 419, 1976.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524.523:520.27

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛАВНЫХ ЛИНИЯХ МОЛЕКУЛЫ ОН. II. НЕЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫ

И. В. ГОСАЧИНСКИЙ, Р. А. КАНДАЛЯН, Ф. С. НАЗАРЕТЯН, В. А. САНАМЯН, Н. А. ЮДАЕВА

Поступила 27 ноября 1989

Принята к печати 12 апреля 1990

Приведены результаты наблюдений 30 незвездных мазерных источников на частотах 1665 и 1667 МГц, выполненных с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с апреля 1982 г. по декабрь 1988 г. Результаты наблюдений 11 источников обсуждаются более подробно, а для остальных 19 объектов оценены верхние пределы потока излучения.

1. *Введение.* Сразу после обнаружения мазерного излучения гидроксила от компактных областей H II стало известно, что оно является переменным во времени. Мазеры ОН, ассоциирующиеся с компактными H II областями, в основном излучают в главных линиях на частотах 1665 и 1667 МГц. Дальнейшие исследования показали, что эти мазерные источники имеют отношение к ранним стадиям звездной эволюции, а мазеры, связанные с холодными звездами спектральных классов М3—М8,— к поздним. Мазеры ОН в областях звездообразования отличаются также и тем, что являются более мощными, быстропеременными, в ряде случаев проявляют вспышечную активность.

В данной работе приводятся результаты наблюдений в главных линиях 30 незвездных мазерных источников ОН. Наблюдения проводились с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с апреля 1982 г. по декабрь 1988 г. по той же методике, что и в случае наблюдения звездных мазеров [1]. До сих пор исследования переменности излучения незвездных мазеров ОН охватывали промежуток времени до двух-трех лет (см., например, [2]) и не всегда выполнялись на основе однородного наблюдательного материала. В этих отношениях выборка наших наблюдений более предпочтительна.

Таблица 1

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ НЕЗВЕЗДНЫХ МАЗЕРОВ

Источник	Полоса обзора (км/с)	Максимальная плотность потока (Ян) 1665 МГц	1667 МГц	Дата наблюдения
1	2	3		4
W3 (OH)	−156÷+60	132.3	6.1	(1665)−(22−26).12.1982, 11.08.1983, (31−3).09.1984, (5−8).02.1987, 9.09.1988 (1667)−11.09.1988
Ori A	−100÷+118	13.5	<0.9	(1665)−8.06.1984, (31−4).02.1985, 11.05.1988, 11.09.1988, (19, 21, 23, 25) 12.1988 (1667)−15.05.1988, 14.09.1988, 22.12.1988
NGC 6334	−122÷+94	30.3	26.3	(1665)−(12−13).11.1986, (9.10).07.1987, 8.05.1988 (13, 15).09.1988, 25.12.1988 (1667)−(15, 16).11.1986, 11.07.1987, 14.09.1988.
OH 351.77−0,54	−112÷+107	187.7	36.8	(1665)−(18, 20, 24, 26).02.1985, (13−15).06.1985, (4, 8).07.1987, (16, 17).05.1988, 10.09.1988, 24.12.1988 (1667)−(25, 26).03.1985, (25, 26).11.1986, 7.07.1987, (17, 18).09.1988, 26.12.1988. (1667)−(25, 26).03.1985, (25, 26).11.1986, 7.07.1987, (17, 18).09.1988. 26.12.1988.
Sgr B2	−45÷+171	38.4	28.0*	(1665)−(4−7).05.1983, 14.05.1988, 11.09.1988, 20.12.1988. (1667)−15.05.1988, 12.09.1988.
W 33 A B	−50÷+166	18.2 8.5	12.0 3.4	(1665)−(10, 12, 15).05.1983, (20, 22).06.1983, 11.08.1983, (22, 23).09.1983, 7.12.1984, 29.01.1985, 3.03.1985, (3, 7).07.1987, 6.05.1988, 9.09.1988, 22.12.1988. (1667)−27.01.1985, (9, 11).07.1987, 7.05.1988, 10.09.1978, 23.12.1988

Таблица 1 (окончание)

1	2	3		4
G 34.3+0.1	−50÷+166	9.7		(1665)—(23—25).03.1985
W 49	−93÷+123	113.6	73.5	(1665)—(4—7).05.1983, (22, 23). 09.1983, (11—13).12.1984, 26.02.1985, (12—14).11.1986, (3—6).02.1987, (3—4).07.1987, 6.05.1988, (9, 10).09.1988, 22. 12.1988, (1667)—(26—30).01.1985, 15.11.1986, 7.07.1987, 7.05.1988, (13, 14).09.1988, 23.12.1988,
W 51	−45÷+171	53.0	9.3*	(1665)—(15—16).04.1983, (11—13).05.1983, (5—7).05.1984, 14.12.1984, (23—26).03.1985, 6.07.1987, 8.05.1988, 11.09.1988, 24.12.1988 (1667)—10.08.1983, (13—15).05.1983, 15.05.1988, 12.09.1988, 25.12.1988.
ON—2	−116÷+100	8.7	<1.4	(1665)—(29—4, 7).05.1983, 15. 02.1985, (24—26).03.1985, 9.07. 1987, 25.12.1988. (1667)—11.07.1987
GGD 37	−119÷+97	6-5	3.9	(1665)—(1—3).09.1984, (7—10) 04.1988, 10.09.1988. (1667)—(10, 11).06.1986, 11. 09.1988

* Линия наблюдается в поглощении.

Таблица 2

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ БЕЗ ЗАМЕТНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТАХ 1665 И 1667 МГц

Источник	Полоса обзора (км/с)	Дата наблюдения
1	2	3
HH7—11 (A)	−119÷+97	(1665)—(6—8)·12.1984, 13.09.1988, 23.12.1988, (1667)—(10—13).12.1984, (14—15).09.1988, 25.12.1988
RNO 40	−108÷+108	(1665)—14.02.1985
RNO 43	−108÷+108	(1665)—28.02.1985, (1, 2).03.1985.

Таблица 2 (окончание)

1	2	3
HH 12	—108÷+108	(1665)—(28, 29).01.1985, (1—3).02.1985. (1667)—4.02.1985, (28—3).03.1985.
S 252	— 91÷+125	(1665)—30.12.1984, 4.02.1985, (26, 27).03. 1985, 12.06.1985, (22, 24).01.1986, (3, 4). 07.1987, 15.09.1988, (16, 20).12.1988 (1667)—24.12.1988
HH 39	—108÷+108	(1665)—(31—2).02.1985
S 255	— 91÷+125	(1665)—18.12.1984, 14.02.1985, (28—3). 03.1985, 22.12.1988 (1667)—23.12.1988
S 269	— 91÷+125	(1665)—15.11.1986, 25.12.1988, (1667)—17.11.1986.
S 27	—105÷+111	(1665)—10.09.1988. (1667)—12.09.1988.
G 353.27+0.64	—160÷+56	(1665)—3.02.1985, (9, 11).03.1985. (1667)—(26, 27).01.1985
G 352.62—1.06	—112÷+104	(1665)—29.01.1985, (5, 6, 23).03.1985. (1667)—(4, 7).03.1985
W 31 (2)	—109÷+107	(1665)—(16—18).05.1984, (23, 25).03.1985 (1667)—(22, 23, 30).05.1984
ON—1	— 95÷+121	(1665)—(12—14).11.1986 (1667)—(15. 16).11.1986
CRL	—133÷+83	(1665)—(25—28).04.1984, (3, 5).06.1984, 20.12.1988 (1667)—22.12.1988
W 75 N	— 96÷+120	(1665)—(28, 30).04.1982, 23.11.1982
W 75 S	— 92÷+126	(1665)—(14—16).04.1983, (11—13).05.1983
S 122	—114÷+102	(1665)—8.05.1988 (1667)—9.05.1988
NGC 7538 IR	—168÷+48	(1665)—(22—26).12.1982
HHL 19	—108÷+108	(1665)—18.02.1985

В работе более подробно будут обсуждаться результаты тех мазерных источников, для которых были получены профили радиолиний OH в разные периоды наблюдений.

2. *Результаты наблюдений.* Список исследованных объектов приведен в табл. 1 и 2. Указаны названия источников, диапазон исследованных лучевых скоростей, максимальное значение плотности потока на частотах 1665, 1667 МГц, зарегистрированное в источниках за время наших наблюдений, и дата. В табл. 1 и 2 источники представлены в порядке возрастания прямого восхождения. В табл. 2 приведен список источников, плот-

ность потока которых в указанные даты наблюдений была ниже порога обнаружения радиотелескопа на частотах 1665 и 1667 МГц ($\sim$ 1.2 Ян).

W3 (OH). В период с декабря 1982 г. по сентябрь 1988 г. нами проведены 5 и 1 цикл наблюдений на частотах 1665 и 1667 МГц соответственно. Во всех профилях доминируется деталь на лучевой скорости—45 км/с. Минимальное значение плотности потока 42.2 Ян было зарегистрировано в октябре 1984 г. По отношению к этому значению, потоки в ноябре 1982 г. и сентябре 1988 г. были соответственно в 2.3 и 3 раза больше. На рис.1 приведена кривая блеска детали—45км/с.

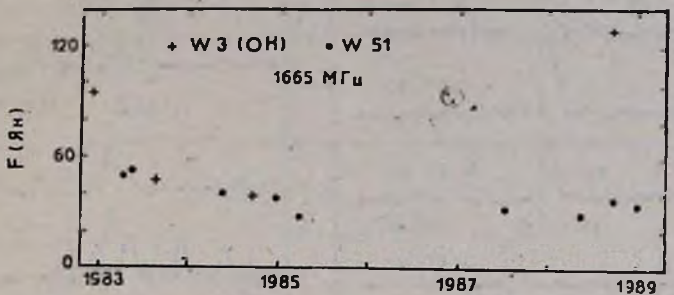

Рис. 1. Кривые блеска источника W3 (OH) ($V_{LSR}=-45$ км/с) и W 51 ($V_{LSR}=$ $= 60$ км/с).

Ori A. В отличие от мощного излучения этого источника в линии водяного пара [3], его излучение в линии гидроксила является довольно слабым. Профили линии на частоте 1665 МГц, полученные в период с июня 1984 г. по декабрь 1988 г., представлены на рис. 2. Основные детали сосредоточены вокруг лучевых скоростей 10 и 21 км/с. Если в промежутке 8.06.1984—3.02.1985 г. излучение этих деталей практически не менялось, то в декабре 1988 г. оно в среднем увеличилось в 1.8 и 1.6 раза, на 17 и 21 км/с соответственно. Отметим, что в работе [2] Ori A классифицировался как возможно переменный источник.

NGC 6334. Результаты наших наблюдений этого источника определяются суммарным вкладом двух компонентов NGC 6334, N и S, которые не разрешаются диаграммой направленности РАТАН-600 на волне 18 см. Для этого комплекса OH-мазеров нами проводились 5 и 3 цикла наблюдений на частотах 1665, 1667 МГц соответственно.

Однако радиоизлучение было обнаружено только в июле 1987 г., что свидетельствует о сильной переменности источника.

OH351.77—0.54. Этот источник является одним из мощных мазеров OH [4]. Основная деталь излучения наблюдается на лучевой скорости

—1 км/с и является переменной [4, 5]. В профиле радиолиний на 1665 и 1667 МГц имеются также слабые детали на скоростях —4 и —23 км/с.

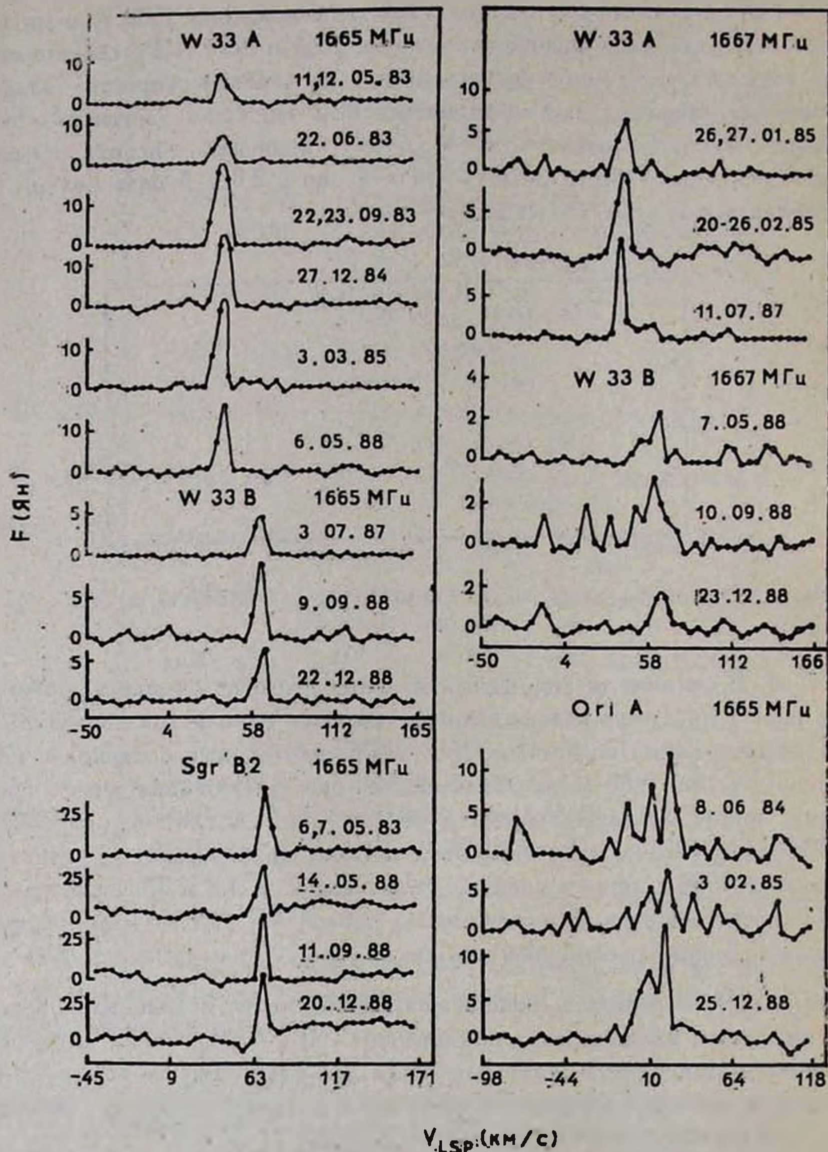

Рис. 2. Профили радиолиний OH на частотах 1665 и 1667 МГц источников Ori A, Sgr B2, W 33A, B.

Нами проведено 6 и 5 циклов наблюдений на 1665, 1667 МГц соответственно в период с февраля 1985 г. по декабрь 1988 г.

Отметим, что на частоте 1667 МГц в профиле в основном доминирует деталь на —1 км/с. Однако в ноябре 1986 г. в профиле источника доминирует деталь на —23 км/с, интенсивность которой возросла почти в 5 раз по сравнению с ее интенсивностью, полученной в марте 1985 г., в то время как излучение на —1 км/с практически исчезло. В дальнейшем в спектре снова преобладает излучение на —1 км/с. В остальные даты наблюдений вид профилей идентичен. На рис. 3 приведены кривые блеска детали —1 км/с на частотах 1665 и 1667 МГц, откуда следует, что излучение мазера на 1665 МГц сильнее, чем на 1667 МГц. Кроме этого, ход кривых не коррелирован между собой, что, вероятно, является следствием определенной независимости процессов накачки этих переходов. Отметим также, что переменность излучения на частоте 1667 МГц проявляется сильнее, чем на частоте 1665 МГц.

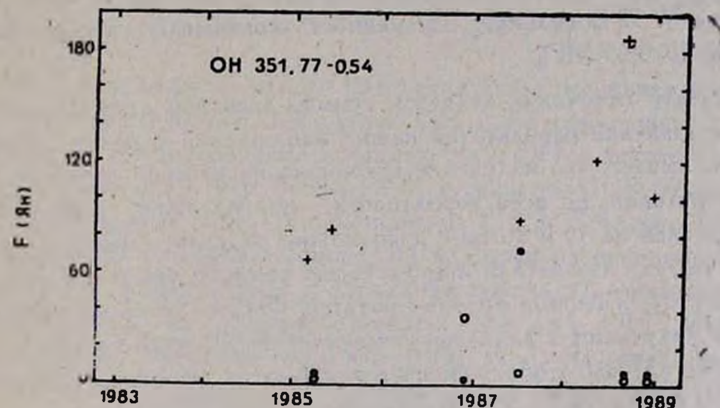

Рис. 3. Кривая блеска источника OH 351.77—0.54. (+) —переход на 1665 МГц, V_{LSR} = —1 км/с; (●) — переход на 1667 МГц, V_{LSR} = —1 км/с; (○) — переход на 1667 МГц, V_{LSR} = —23 км/с.

Sgr B2. Из-за сравнительно низкого разрешения радиотелескопа по скоплению, группа источников Sgr B2 N, *M*, S одновременно попадает в диаграмму направленности радиотелескопа. Однако, согласно [6], основные детали профиля Sgr B2 на частоте 1665 МГц в диапазоне лучевых скоростей $+63 \div +70$ км/с принадлежат группе источников Sgr B2 S. Поэтому, приведенные на рис. 2 профили, полученные нами в период с мая 1983 г. по декабрь 1988 г., по всей вероятности, принадлежат именно этой группе. Видно, что в промежутке май-декабрь 1988 г. плотность потока детали +68 км/с увеличилась примерно на 30%. Линия 1667 МГц на той же лучевой скорости наблюдается в поглощении.

Этот источник одновременно с наблюдениями в линии OH наблюдался также в линии водяного пара, и в ноябре 1986 г. были зарегистрированы вспышки излучения на лучевых скоростях 56.2 и 65.6 км/с [7].

W 33 A, B. Источник состоит из двух центров излучения OH: A и B. Вопросы переменности излучения в линии OH исследовались в работах [2, 8, 9]. В частности, согласно [8, 9], W 33 A на частоте 1665 МГц показывает переменность на лучевых скоростях 36.5 и 39.7 км/с, в то время как, согласно [2], этот источник не является переменным.

На рис. 2 представлены профили радиолиний W 33 A, B на 1665 и 1667 МГц. Нетрудно убедиться, что источники A и B на этих частотах показывают сильную переменность. Иногда излучение отдельной детали профиля исчезает вовсе. Так, например, сильное излучение W 33 A детали на 39 км/с перехода 1667 МГц, начиная с мая 1988 г., отсутствует, а для перехода 1665 МГц излучение отсутствует 3.07.1987, 9.09.88, 22.12.88. В случае источника W 33 B сильную переменность показывают детали на 53 и 63 км/с перехода 1665 МГц.

W 49. Спектр источника является суммой спектров двух компонентов, N и S. Сопоставление результатов наших наблюдений с результатами работы [6] показывает, что излучение источника на лучевой скорости 4 км/с для обоих переходов, по всей вероятности, принадлежит компоненту N. Излучение деталей на 15 и 20 км/с невозможно разделить между компонентами N и S, так как эти детали присутствуют как в N, так и в S компоненте. Согласно [10], в период апрель—октябрь 1982 г. не была обнаружена переменность излучения в диапазоне скоростей 0÷25 км/с на частоте 1665 МГц. В работе [2] была обнаружена переменность детали 22 км/с на частоте 1665 МГц и деталей 13.2, 16.9, 21.2 км/с на 1667 МГц.

Из кривых блеска W 49 (рис. 4) следует: во-первых, на частоте 1667 МГц излучение детали 4 км/с сильнее, чем на 20 км/с, в то время как на 1665 МГц излучение 4 км/с слабее, чем на 15 км/с; во-вторых, переменность деталей на обеих частотах не коррелирована. Следует также отметить, что если в линии водяного пара переменность излучения W 49 часто носит вспышечный характер [3, 11], то в радиолиниях OH переменность более спокойная.

W 51. Переменность излучения этого объекта исследовалась в работах [2, 12]. В частности, были обнаружены переменности деталей 57.8, 59.3 км/с на частоте 1665 МГц. В указанных работах излучение линии 1667 МГц не было обнаружено, в случае же наших измерений этот переход наблюдается в поглощении. На рис. 1 приведена кривая блеска детали 58 км/с, откуда видно, что источник в среднем показывает слабую переменность в указанный период наблюдений.

ON—2. Излучение этого источника на частоте 1665 МГц нами обнаружено только в декабре 1988 г., а в остальные даты наблюдений оно было ниже порога обнаружения радиотелескопа.

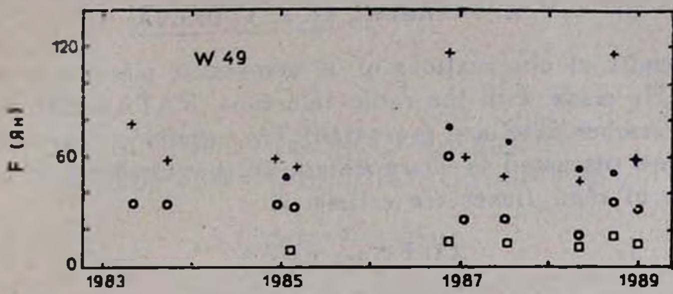

Рис. 4. Кривая блеска источника W49.(○) — переход на 1665 МГц, V_{LSR} = = 4км/с; (+) — переход на 1665 МГц, V_{LSR} = 15 км/с: (●) — переход на 1667 МГц; V_{LSR} = 4 км/с; (□) — переход на 1667 МГц, V_{LSR} = 20 км/с.

GGD 37. Свойства мазерного излучения этого источника в линиях гидроксила мало исследованы. Излучение ОН было обнаружено в 1978 г. [13], а результаты наблюдений в линиях H_2O, ОН и других молекул приводились в работах [3, 14]. Вспышечная активность GGD 37 в линии H_2O исследовалась в ряде работ (см., например, [15]). Согласно [16, 17], мазерное излучение в главных линиях ОН является переменным. Более того, в конце 1984 г. и начале 1985 г. была обнаружена вспышка излучения перехода 1665 МГц на лучевой скорости —8.9 км/с [16]. Максимальная плотность потока излучения вспышки достигла 25 Ян, после чего начался медленный спад излучения. К сожалению, наши наблюдения не охватывают период вспышки источника. Сопоставление этих результатов свидетельствует, что, по всей вероятности, послевспышечный период продолжается по крайней мере до октября 1988 г.

Как отмечалось в [1], обсуждению результатов одновременных наблюдений мазерных источников в линиях молекул H_2O и ОН будет посвящена отдельная статья.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

THE RESULTS OF OBSERVATIONS OF MASER EMISSION IN THE MAIN LINES OF OH MOLECULE. II. NON-STELLAR MASERS

I. V. GOSACHINSKI, R. A. KANDALIAN, F. S. NAZARETIAN, V. A. SANAMIAN, N. A. YUDAEVA

The results of observations of 30 non-stellar maser sources at 1665 and 1667 MHz made with the radio telescope RATAN-600 from April 1982 till December 1988 are presented. The results of observations for 11 sources are discussed in more detail, for the remaining 19 objects the upper limits of their fluxes are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева,* Астрофизика, 32, 357, 1990.
2. *W. T. Sullivan III, J. H. Kerstholt,* Astron. and Astrophys., 51, 427, 1976.
3. *Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева,* Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 24, 85, 1987.
4. *J. L. Caswell, R. F. Haynes,* IAU Circ., № 3509, 1980.
5. *J. L. Caswell, R. F. Haynes,* Aust. J. Phys., 36, 361, 1983.
6. *R. A. Gaume, R. L. Mutel,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 65, 193, 1987.
7. *И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, Н. А. Юдаева,* Астрофизика, 30, 121, 1989.
8. *B. E. Turner,* Astrophys. J., 157, 103, 1969.
9. *B. J. Robinson, W. M. Goss, R. N. Manchester,* Aust. J. Phys., 23, 363, 1970.
10. *В. Е. Велихов, А. В. Шевченко,* Преп. № 837 ИКИ АН СССР, 1983.
11. *Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева,* Астрофизика, 19, 830, 1983.
12. *J. Ellder, O. E. H. Rydbeck, A. Sume,* Onsala Space Observ. Rep., № 117, 1973.
13. *Н. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, О. Ф. Франкелен,* Письма в Астрон. ж., 5, 517, 1979.
14. *L. F. Rodrigues, J. M. Moran, P. T. P. Ho, E. W. Gottlieb,* Astrophys. J., 235, 845, 1980.
15. *R. Mattila, M. Toriseva, T. Liljestrom, R. Aettila, L. Malkamäki,* Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 73, 209, 1988.
16. *R. J. Cohen, G. C. Brebner,* Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 216, 51p, 1985.
17. *Е. Е. Лехт, Н. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, Р. Л. Сороченко.* Астрон. ж., 59, 276, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524.338.5—355

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НОВЫХ ЭМИССИОННЫХ ОБЪЕКТОВ

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 19 июля 1990
Принята к печати 15 августа 1990

Приводятся результаты спектральных наблюдений найденных в Бюраканской обсерватории двух тесных систем типа Трапеции, содержащих звезды типа Т Тельца, четырех звезд, связанных с кометарными туманностями и объектами Хербига—Аро, а также трех объектов Хербига—Аро. Спектры всех исследованных объектов содержат эмиссионные линии, эквивалентные ширины эмиссионных линий со временем испытывают сильные изменения.

1. *Введение.* В настоящей статье в основном приводятся результаты наблюдений, проводившихся нами на 6-м телескопе САО АН СССР по программе «Исследование найденных в Бюракане объектов Хербига—Аро и тесных систем типа Трапеции, содержащих звезды типа Т Тельца». Данные нескольких лет наблюдений двух тесных групп типа Трапеции показывают, что эти группы состоят из звезд типа Т Тельца, спектры которых переменны. Нами получены спектры еще нескольких звезд, связанных с кометарными туманностями и объектами Хербига—Аро, а также спектры нескольких объектов Хербига—Аро.

2. *Тесные системы типа Трапеции.* Как известно, кратные системы типа Трапеции являются молодыми нестационарными образованиями. Такие системы, а особенно те, которые содержат звезды малых масс или объекты Хербига—Аро, являются нестационарными, а эволюционная связь компонентов систем бесспорна. В [1] были приведены результаты поисков на картах Паломарского атласа систем типа Трапеции, состоящих из звезд малых масс и низкой светимости. Было просмотрено большинство областей Млечного Пути, содержащих темные облака. При выборе кратных систем были наложены следующие ограничения.

1. Все расстояния между компонентами системы должны быть величинами одного порядка.

2. Разница между звездными величинами компонентов системы не должна превосходить 2^m.

3. Системы должны проектироваться на темные облака.

Эти ограничения дают возможность с большой вероятностью утверждать, что найденные системы являются физическими. Были обнаружены 11 систем типа Трапеции и 1 цепочка. В данной статье приводятся данные о наблюдениях спектров звезд одной системы типа Трапеции, состоящей из 4 звезд, и цепочки, состоящей из 8 звезд. Все звезды этих систем слабые, $V \sim 17^m \div 19^m$.

Таблица 1

СПЕКТРЫ ЗВЕЗД СИСТЕМЫ № 10

Звезда	Эмиссионные линии	Экспоз. с	Дата
a	H_α	1114	11 июня 1986 г.
b	H_α 153 A, λ 6300 7.1A	1092	" " "
"	H_α 100 A, λ 6300 8.1A		
c	H_α 28 A, λ 6930 4.8A	1130	14 " 1985 г.
"	H_α 12A	1050	11 " 1986 г.
"	H_α 38A	1108	" " "
e	H_α 5.1A	1214	" " "
"	H_α 53A, λ 6930 3A, λ 5900 5.5A	1127	14 " 1985 .
"	H_α 81A, λ 6194 4.3A,	629	10 " 1986 г.
"	H_α 60A	1224	14 " 1985 г.
"	H_α 38A, λ 6300 5.1A	861	10 " 1986 г.

Система № 10 [1] ($\alpha_{1950} = 20^h56^m\!.5$, $\delta_{1950} = 43°42'$). Система расположена в темном облаке между туманностями Северная Америка и Пеликан (см. рис. 1a), состоит из восьми звезд (спектр восьмой звезды *h* из-за ее слабости получить не удалось). Данные о спектрах звезд помещены в табл. 1. Как видно из таблицы, спектры всех семи звезд содержат эмиссионные линии. Чтобы удостовериться, что эмиссионные линии имеют звездную природу, мы получили также спектры областей между звездами g и f, а также g и e. Каких-либо эмиссионных линий в этих спектрах не обнаружено, то есть эмиссия у звезд цепочки имеет звездную природу.

Из-за слабости звезд ($V > 18^m\!.5$) и отсутствия хороших изображений при наблюдениях, линий поглощения на спектрах различить не удалось, поэтому определить спектральный класс звезд по спектрам не пред-

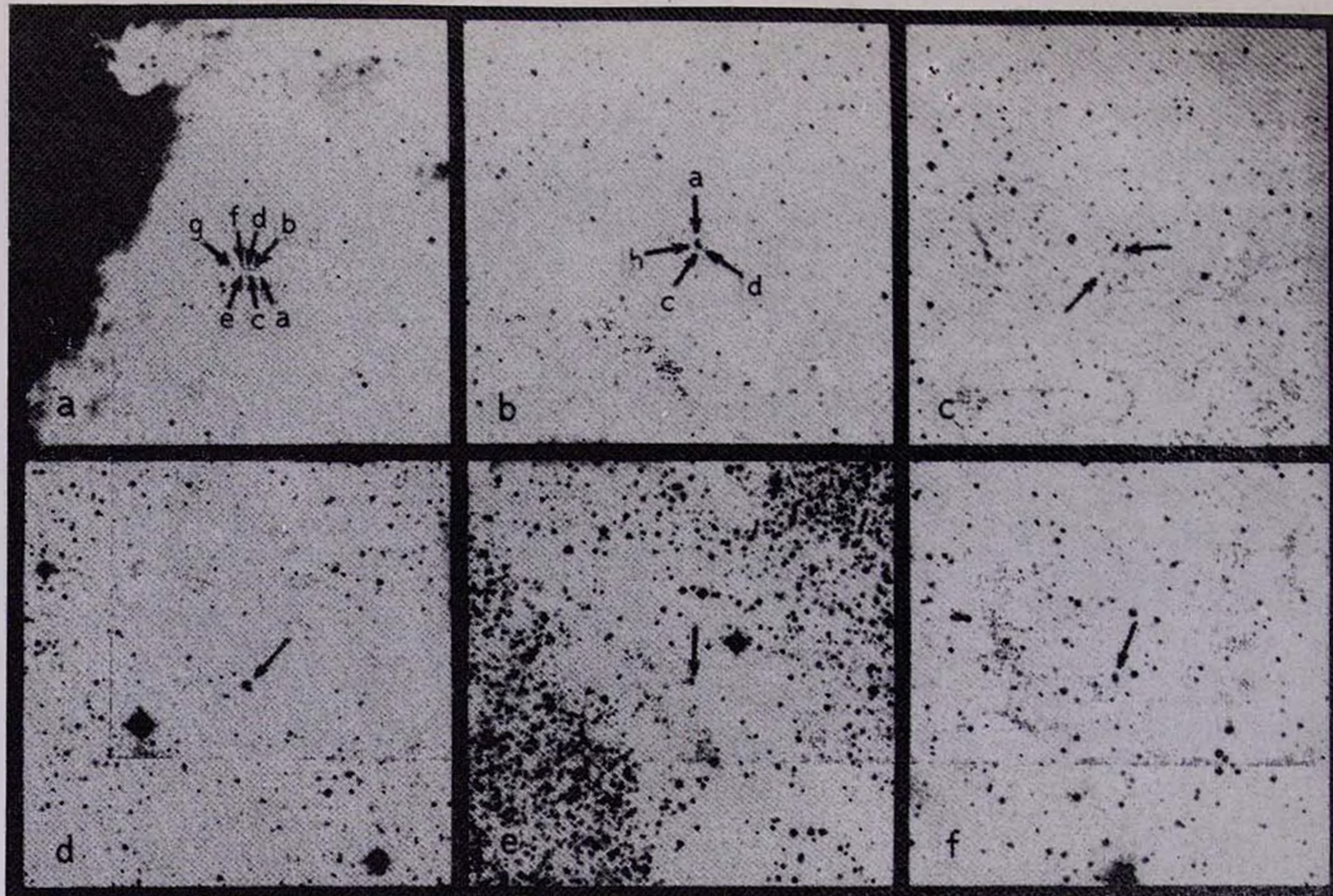

Рис. 1. Репродукция с карт Паломарского атласа, север вверху, восток слева. a. Система типа Трапеции № 10. b. Система типа Трапеции № 8. c. Группа объектов HHL 65. d. Звезда с кометарной туманностью GM 1—49. e. Объект HHL 59. f. Объект HHL 55.

Рис. 2. Изображения группы объектов HHL 65, полученные на 2.6-м телескопе БАО с помощью французской аппаратуры Colibri в узкополосных фильтрах H_{α}(a) и λ 6717 (b). Север сверху, восток справа.

К ст. А. Л. Гюльбудагяна.

ставляется возможным. В [2] получен спектр звезды *b*, он оценен как класса К7—М0, а так как все звезды цепочки на красных и синих картах Паломарского атласа имеют примерно одинаковые разности цвета, то спектры остальных звезд цепочки тоже можно оценить как класса К—М (при условии, что спектры всех этих звезд испытывают одинаковое поглощение).

Как видно из таблицы, для звезд *b*, *c*, *f* и *g* получено по два спектра. Эквивалентные ширины эмиссионных линий у каждой из этих звезд со временем испытывают значительные изменения.

Таблица 2

СПЕКТРЫ ЗВЕЗД СИСТЕМЫ № 8

Звезда	Эмиссион. линии	Абсорбц. линии	Экспоз.	Дата
a	H_α 0.7 A, λ 6300 3A, λ 6935 2A	H_α 1.6A, λ 6868 3A	600c	10 июля 1982 г.
„	H_α, λ 6935 1A	H_α 4.7A, λ 6868 1.6A	1002	10 июня 1986 г.
b	H_α 1.2 A, λ 5874 0.7A, λ 6586 1.2A, λ 6830 1A	H_α 0.9A, λ 5893 5A, λ 6170 1.6A,	600	12 июля 1982 г.
„	H_α 0.7A. λ 6830 3.6A	λ 5888 8A, λ 6168 2A.	1147	10 июня 1986 г.
c	λ 5874 0.2A.	H_α 8.3A, λ 5892 1.2A	480	10 июля 1986 г.
„	λ 6865 3.1A	H_α 7.4A,	805	10 июня 1986 г.
„	H_α 2A, λ 5875 1.5A, λ 6938 0.9A	H_α 5A	600	10 июля 1982 г.
„		H_α 1.8A	1006	10 июня 1986 г.

Система № 8 [1]. ($\alpha_{1950}=18^h16^m5$, $\delta_{1950}=-21°02'$). Система состоит из четырех звезд и расположена на краю темного облака LDN 0291 (см. рис. 1b). В этом облаке расположены также объекты Хербига—Аро GGD 27, 28 и звезда с кометарной туманностью GM 1—75. Недалеко от системы расположен инфракрасный источник IRAS 18165—2104 ($F_{100}=33$ Ян). Этот источник имеет инфракрасные цвета, типичные для молодого звездного объекта, погруженного в темное облако [3]. Этот объект может быть связан с исследуемой системой.

В табл. 2 помещены данные о спектрах четырех звезд системы. Как видно из таблицы, у всех звезд есть эмиссионные линии, причем эквивалентные ширины линий со временем заметно меняются.

Попытаемся оценить спектральные классы этих звезд. В [2] приводится способ оценки спектральных классов звезд по низкодисперсионным спектрам. Наличие линии поглощения H_α у звезд a, c и d свидетельствует о том, что их класс не позднее G. В спектре звезды b есть линия поглощения λ 5893 (λ5890, 96 Na I); следовательно, согласно [2], звезда b класса K. У звезды c присутствует сильная линия поглощения H_α и слабая на λ 5893, то есть она класса позднего G или раннего K.

Таким образом получается, что звезды системы № 8 имеют более ранние спектральные классы, чем звезды системы № 10.

3. *Звезды, связанные с объектами Хербига—Аро или кометарными туманностями.* Многие звезды, связанные с кометарными туманностями и/или объектами Хербига—Аро, являются типа T Тельца или A_e/B_e Хербига, то есть они представляют немалый самостоятельный интерес.

1). *Звезда, связанная с группой объектов Хербига—Аро HHL 65* ($\alpha_{1950} = 20^h52^m.5$, $\delta_{1950} = 66°59'$). На картах Паломарского атласа система находится в области без заметного поглощения (см. рис. 1c). Группа объектов Хербига—Аро (Х-А) состоит из трех сгущений, погруженных в более разреженную среду, вся группа слабой перемычкой связана со звездой a.

Из-за неблагоприятных погодных условий спектр этой группы объектов Х-А на 6-м телескопе нам получить не удалось. На 2.6-м телескопе БАО с помощью французской аппаратуры Colibri были получены изображения этой группы в узкополосных фильтрах H_α и λ 6717. Оба эти изображения очень яркие, что указывает на наличие сильной эмиссии на 6563 A и 6717 A [S II], а это типично для объектов Х-А (см. рис. 2). На 6-м телескопе нам удалось получить спектр звезды a. Есть небольшие эмиссии в линии поглощения H_α и в линии λ 6300 [O I]. Следуя критерию [2], спектр этой звезды не позднее G.

2). *Звезда V 350 Cep.* Эта звезда находится в окружении объектов Х-А и звезд с кометарными туманностями. Она испытала подъем блеска на $\sim 4^m$ [4], и в течение последних десяти лет заметных изменений блеска у нее не наблюдалось. У V350 Cep типичный спектр звезды типа T Тельца [5], Полученные нами спектры (см. табл. 3) свидетельствуют о наличии многих эмиссионных линий, а также о сильной переменности этих линий*.

3). Звезда, связанная с кометарной туманностью в виде запятой GM 1—49 ($\alpha_{1950}=18^h21^m6$, $\delta_{1950}=-1°05'$). Звезда расположена на краю

---

* Согласно сообщению Коэна [6], эквивалентная ширина эмиссионной линии H_α у V 350 Cep была 55 A 12 августа 1977 г. и 33 A 12 ноября того же года. Наши данные попадают в промежуток времени между этими наблюдениями Коэна и хорошо согласуются с ними — 60 A 15 октября 1977 г. и 56 A 17 октября 1977 г., то есть уменьшение эквивалентной ширины произошло после 15 октября.

темного облака LDN 0539 (см. рис. 1d). Спектр этой звезды по нашей просьбе получен Р. Мундтом на 2.2-м телескопе в Ла Силла, дисперсия 50 А/мм, детектор — ПЗС матрица. Спектр охватывает область 6050 —

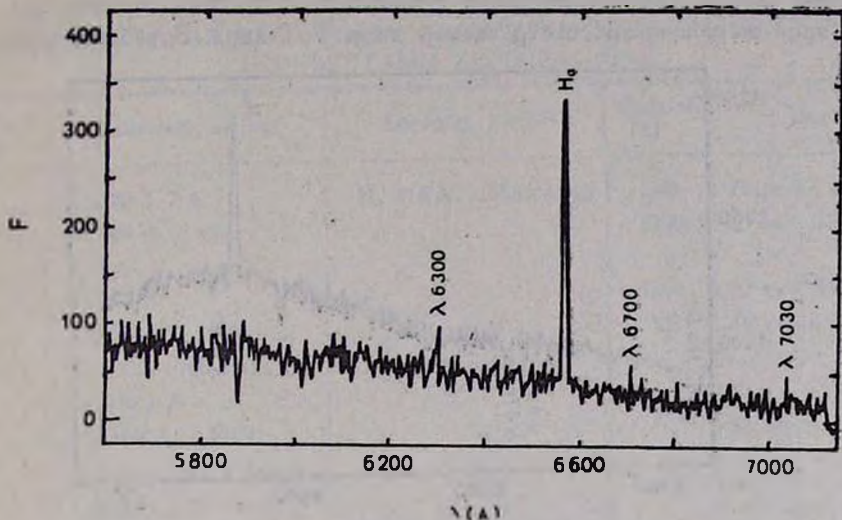

Рис. 3. Спектр звезды V 350 Сер, 14 июня 1985 г. По оси ординат отложен поток в относительных единицах, а по оси абсцисс — длина волны в ангстремах.

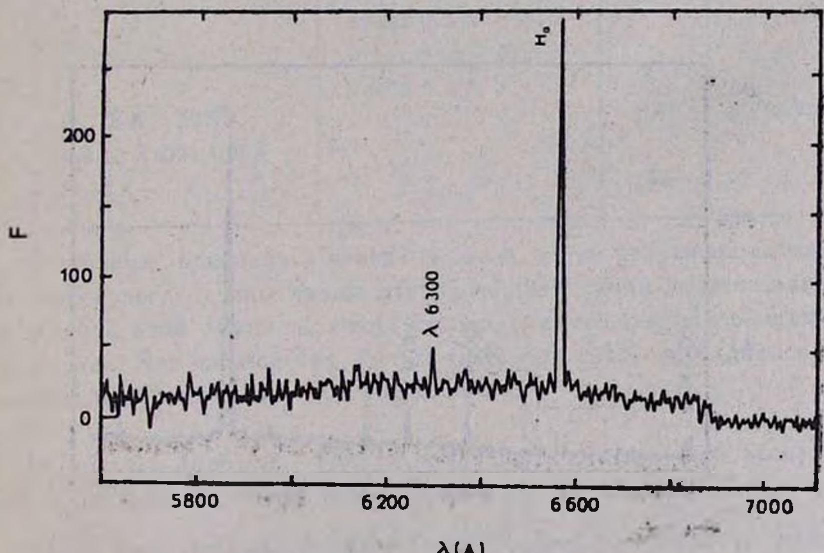

Рис. 4. Спектр звезды b из системы № 10, 11 июня 1986 г. По оси абсцисс отложена длина волны в ангстремах, а по оси ординат — поток в относительных единицах.

6600 А. В этой области наблюдаются многие линии поглощения и одна линия излучения — H_α средней интенсивности.

4). *Звезда PV Сер, связанная с кометарной туманностью GM 1—29.* Как сама звезда, так и кометарная туманность переменны, причем звезда имеет ярко выраженный спектр звезды типа Т Тельца. В таблице приво-

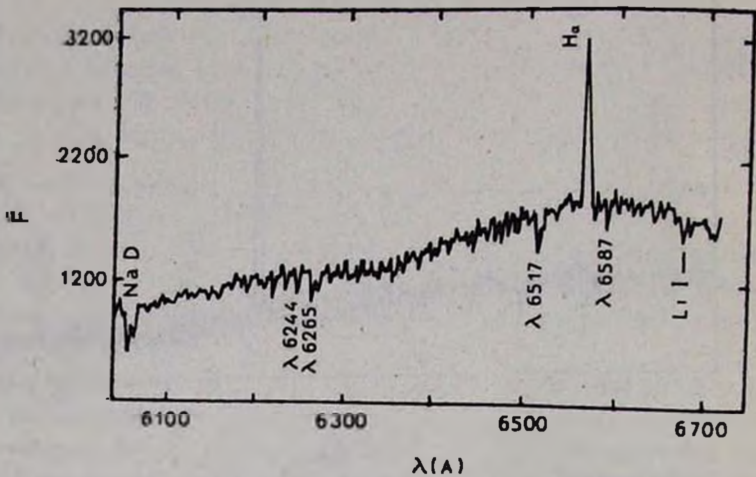

Рис. 5. Спектр звезды с кометарной туманностью GM 1—49, 1988 г. По оси абсцисс отложена длина волны в ангстремах, по оси ординат — поток в относительных единицах.

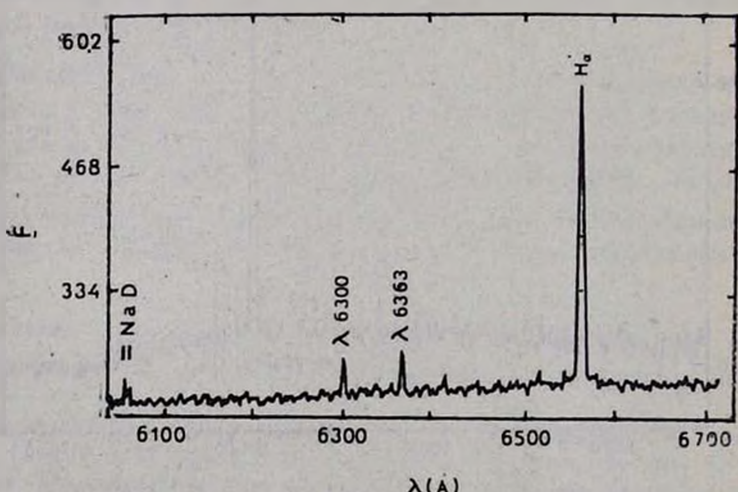

Рис. 6. Спектр объекта Хербига—Аро HHL59, 1988 г. По оси абсцисс отложена длина волны в ангстремах, а по оси ординат — поток в относительных единицах.

дятся данные о двух спектрах звезды PV Сер, полученных в Алма-Ате в 1977 г.

Таблица 3

СПЕКТРЫ ЗВЕЗД, СВЯЗАННЫХ С КОМЕТАРНЫМИ ТУМАННОСТЯМИ И ОБЪЕКТАМИ ХЕРБИГА—АРО

Звезда	Эмиссион. линии	Абсорбц. линии	Экспоз. (с)	Дата
1	λ 6300 1.7 А	H_α 4.8 А, λ 6384 1.4А	1319	11 июня 1986 г.
2	H_α 60 А, λ 6363 8.3 А		1200	15 окт. 1977 г.
„	H_α 56 А		1200	17 окт. 1977 г.
„	H_α 73 А, λ 6300 4.9 А, λ 6700 8А, λ 7030 4 А		732	14 июня 1985 г.
„	H_α 120 А, λ 6300 3.6 А, λ 6363 2.8 А, λ 6250 3.2 А		992	11 июня 1986 г.
3	H_α 4.2 А,	λ 6063 1.1 А, λ 6066 0.8 А, λ 6192 0.2 А, λ 6220 0.3 А, λ 6234 0.3 А, λ 6244 0.4 А, λ 6265 0.4 А, λ 6517 0.5 А, λ 6587 03 А, λ 6675 0.2 А		1988 г.
4	H_α 18 А, λ 6717 0.6 А, λ 6731 0.2 А		1200	8 октября 1977 г.
„	H_α 9 А		2400	16 „ „

В таблицах приводятся названия звезд, затем указываются наблюдаемые линии, после длины волны центра каждой линии указана эквивалентная ширина этой линии, в конце строки указывается экспозиция и дата наблюдений. Все наблюдения на 6-м телескопе САО проводились с помощью сканнера, дисперсия спектров 50 А/мм.

4.*Объекты Хербига—Аро.* Кроме уже упомянутого выше объекта HHL 65, в данной статье рассмотрены еще два объекта Х-А.

1). *Объект HHL 59* ($\alpha_{1950} = 17^h55^m5$, $\delta_{1950} = -26°07'$). Этот объект расположен в большом темном облаке LDN 0133 (см. рис. 1е). Спектр объекта по нашей просьбе получен Р. Мундтом на 2.2-м телескопе в Ла Силла, дисперсия 50 А/мм, детектор — ПЗС матрица. Спектр охватывает область 6050—6600 А. В этой области наблюдаются линии, типичные для объектов Х-А: $\lambda\lambda$ 6300, 63 [O I], H_α, а непрерывный спектр очень слаб, что типично для объектов Х-А. Рядом с HHL 59 расположен инфракрасный источник IRAS 17554—2606 ($F_{100} < 310$ Ян, переменность 19%). Инфракрасные цвета этого источника типичны для звезды типа Т Тельца [1], то есть это, видимо, звезда типа Т Тельца, погруженная в темное облако. Не исключено, что инфракрасный источник и объект HHL 59 генетически связаны.

2). *Объект HHL 55* ($\alpha_{1950} = 16^h22^m.5$, $\delta_{1950} = -9°38'$). Этот объект расположен в темном облаке (см. рис. 1f). На двух спектрах, полученных 12 июля 1983 г. на 6-м телескопе САО (сканнер, экспозиция 12^m), видны четкие эмиссионные линии H_α и λ 6717 [S II].

В заключение можно сказать, что все исследованные в данной работе звезды имеют эмиссионные спектры, причем эмиссионные линии в этих спектрах сильно переменны. Все эти звезды, а также исследованные объекты Х-А представляют несомненный интерес для дальнейших исследований.

Автор выражает благодарность сотрудникам САО АН СССР за помощь при наблюдениях, Р. Мундту за получение спектров двух интересных объектов и академику В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес в работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF NEW EMISSION OBJECTS

A. L. GYULBUDAGHIAN

The results of spectral observations of non-stable objects discovered at the Byurakan observatory, namely: two Trapezium-like tight systems (consisting of T Tauri type stars); four stars, connected with the cometary nebulae and Herbig-Haro objects; and three Herbig-Haro objects are given. The spectra of all these objects contain emission lines, the equivalent widths of which vary strongly.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Л. Гюльбудагян, Р. Шварц, Ф. С. Назаретян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 1989 (в печати).
2. *M. Cohen, L. Kuhi*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 743, 1979.
3. *J. Wouterloot, C. Walmsley*, Astron. and Astrophys., 168, 237, 1986.
4. *А. Л. Гюльбудагян, Р. А. Саркисян*, Астрон. циркуляр, № 972, 1977.
5. *А. Л. Гюльбудагян, Ю. И. Глушков, Э. К. Денисюк*, Astrophys. J. Lett., 224, L 137, 1978.
6. *M. Cohen*, Частное сообщение. 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 52—355—6

К ВОПРОСУ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

В. Н. МИНАСЯН, Г. В. ТУРЯН

Поступила 20 марта 1990
Принята к печати 28 июня 1990

В работе предложен новый подход для объяснения избыточного излучения астрофизических объектов по сравнению с планковским спектром. Теоретически предсказано, что энергия световых квантов, начиная с некоторой характерной частоты, зависит не только от частоты, но и от температуры теплового излучения, что находится в хорошем количественном согласии с экспериментом. Получено новое спектральное распределение энергии теплового излучения, объясняющее данные астрофизических наблюдений относительно избыточного излучения.

1. *Введение.* При исследовании непрерывного излучения астрофизических объектов давно наблюдается одна общая закономерность: у многих из них в коротковолновой части спектра имеется избыточное излучение по сравнению с планковским спектром абсолютно черного тела. Для его объяснения теоретиками предлагались разные физические механизмы, как правило, нетеплового характера, которые в основном приводят к удовлетворительным результатам, хотя количественного согласия не всегда удается достичь [1—3].

Однако явление избыточного излучения, по-видимому, можно объяснить при помощи теплового механизма. Из вышеупомянутой литературы известно, что избыточное излучение возникает обычно, начиная с некоторой характерной частоты фотона, поэтому можно предполагать, что энергия световых квантов теплового излучения равна $h\nu$ (h — постоянная Планка; ν — частота теплового излучения) только до некоторой характерной частоты ν_0. Заметим, что конкретные эксперименты, связанные с зависимостью энергии световых квантов от их частоты для всего частотного интервала, по крайней мере неизвестны. Однако такой пробел могут восполнить эксперименты [4, 5], проведенные при низких температурах и относящиеся к определению зависимости энергии элементарных тепловых возбуждений в жидком гелии от волнового вектора [6] (см. рис. 1). При этом необходимо предполагать, что энергия элементарных тепловых возбуждений (квантов звука) в жидком гелии квантуется таким же образом, как энергия световых квантов теплового излучения. Это, в свою очередь, позволяет получить новое спектральное распределение энергии теплового

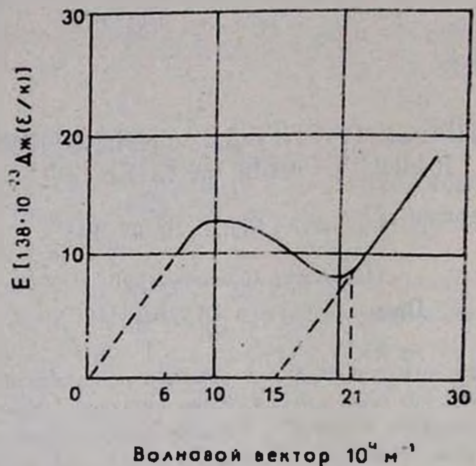

Рис. 1. Зависимость энергии ε/k от величины волнового вектора q элементарных тепловых возбуждений в жидком гелии при температуре 1.12° K.

излучения, которое количественно хорошо согласуется с экспериментальными данными, относящимися к избыточному излучению. При этом фактически энергия световых квантов, начиная с некоторой характерной частоты, зависит не только от частоты теплового излучения, но и от ее температуры.

2. *Модель теплового излучения* представляет из себя бозе-газ, состоящий из невзаимодействующих фотонов с энергиями ε_s, находящихся в состоянии s. В рассматриваемом газе число фотонов в s-ом квантовом состоянии представляется в виде:

$$\bar{n}_s = [\exp(\varepsilon_s/kT) - 1]^{-1}, \qquad (1)$$

где T—абсолютная температура газа; k—постоянная Больцмана.

Число фотонов, принадлежащих интервалу частот $[\nu_s, \nu_s + d\nu_s]$, равно

$$= \bar{n}_s g, \qquad (2)$$

где g_s—полное число квантовых состояний фотонов с частотами в интервале между ν_s и $\nu_s + d\nu_s$:

$$g_s = 8\pi V \nu_s d\nu^s/c^3, \qquad (3)$$

где V — полный объем, в котором заключено излучение; c — скорость света в пустоте.

Имея вид полной энергии теплового излучения

$$V \int_0^\infty U_\nu \, d\nu = \sum_s N_s \varepsilon_s, \qquad (4)$$

для спектральной плотности распределения энергии, с учетом выражений (1)—(4), находим (индекс s опущен)

$$U_\nu = 8\pi \nu^2 \varepsilon / c^3 \, [\exp(\varepsilon/kT) - 1]. \qquad (5)$$

Постановка задачи требует определить конкретную зависимость энергии световых квантов от частоты теплового излучения. Для этого сравним соотношение (5) с термодинамическим законом Вина, который утверждает, что

$$U_\nu = \nu^3 F(\nu/T), \qquad (6)$$

где $F(\nu/T)$ — функция, зависящая только от отношения ν/T.

Тогда энергия фотона равна

$$\varepsilon = \nu f(\nu/T). \qquad (7)$$

где $f(\nu/T)$ — некоторая функция, зависящая только от отношения ν/T. Таким образом, из теории следует, что энергия световых квантов может зависеть как от частоты, так и от температуры теплового излучения.

Энергию фотона представим в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} h\nu \quad , & \nu \leqslant \nu_0, \\ \nu f(\nu/T), & \nu_0 \leqslant \nu \leqslant \nu_1, \\ h\nu + JT, & \nu \geqslant \nu_1, \end{cases} \qquad (8)$$

здесь J — пока неизвестная постоянная; ν_0 — характерная частота фотона, ограничивающая область квантов с энергиями $h\nu$; ν_1—характерная частота фотона, с которого начинается область квантов с энергиями $h\nu + JT$. При этом следует иметь в виду, что

$$\begin{aligned} \nu_0 &= \tau T, \\ \nu_1 &= g T, \end{aligned} \qquad (9)$$

где τ и g — также пока неизвестные постоянные.

Для нахождения постоянных J, τ и g обратимся к экспериментам по рассеянию нейтронов, выполненным Ярнелем и др. [4] и Хеншоу и Вудсом [5]. Медленные нейтроны рождают и поглощают элементарные тепловые возбуждения в жидком гелии. Измеряя энергии и отклонения рассеянных нейтронов, непосредственно из эксперимента получена кривая (рис. 1) зависимости энергии квазичастицы от волнового вектора [6].

Следует иметь в виду, что элементарные тепловые возбуждения ведут себя как некоторые квазичастицы, движущиеся в занимаемом объеме. Теперь предположим: 1) Эти квазичастицы, как фононы в твердом теле, могут быть отождествлены с атомами решетки кристалла и их энергия квантуется таким же образом, как энергия фотона теплового излучения. 2) Скорости этих квазичастиц одинаковы и соответствующим образом усреднены по поляризациям, частотам и направлениям. 3) Тело, состоящее из этих квазичастиц, является идеальной и термодинамически равновесной системой. При этом число частиц в теле не сохраняется. 4) Частицы тела подчиняются статистике Бозе. С учетом этих допущений, для энергии квазичастицы получим вид, представленный формулой (8).

Из рис. 1 следует, что в области волновых векторов от $q=0$ до $q_0=6\cdot 10^9$ м$^{-1}$ прямая линия, выходящая из начала координат, является фононной ветвью [6, 8]. В этой области энергия квазичастицы равна $h\nu$ (ν — частота квазичастицы). Начиная с $q_1=21\cdot 10^9$ м$^{-1}$ ветвь графика параллельна ветви фононного спектра, поэтому при $q\geqslant q_1$ энергия квазичастиц равна $h\nu+JT_0$ (T_0 — абсолютная температура жидкого гелия, равная $T_0=1.12°$ К) и, в свою очередь, подчиняется соотношению (7). Таким образом, предположение, представленное формулой (8), согласуется с экспериментальной кривой. Чтобы найти постоянную J, продолжим ветвь графика при $q\geqslant q_1$ до ее пересечения с осью абсцисс. Она пересекается с ней в точке $q'=15\cdot 10^9$ м$^{-1}$. При этом имеем следующее уравнение:

$$h\nu'+J\,T_0=0, \tag{10}$$

где ν' — частота квазичастицы, равная $q'v/2\pi$ (v — скорость квазичастицы, причем $v=273$ м/с и $T_0=1.12\,K$). При $J=\alpha\cdot k$, из уравнения (10) находим, что $\alpha=-27.96$; $J=-3.85\cdot 10^{-22}$ Дж/К.

Теперь найдем постоянные τ и g. Для этого воспользуемся значениями q_0 и q_1, которые связаны с постоянными τ и g следующими выражениями:

$$\tau=q_0v/2\pi\ T_0=2.33\cdot 10^{11}\ \text{с}^{-1}\ \text{К}^{-1},$$

$$g=q_1v/2\pi\ T_0=8.15\cdot 10^{11}\ \text{с}^{-1}\ \text{К}^{-1}.$$

Конечно, наши вычисления и полученные результаты определены при низких температурах. Однако это обстоятельство не нарушает области правомерности теории и при высоких температурах, поскольку постоянные, входящие в формулы (8) и (9), не зависят от частоты и температуры теплового излучения. Таким образом, спектральная плотность распределения энергии теплового излучения принимает следующий вид:

$$U_\nu = \begin{cases} 8\pi h \nu^3/c^3 [\exp(h\nu/kT) - 1], & \nu \leqslant \tau T, \\ \nu^3 F(\nu/T), & \tau T < \nu \leqslant gT, \\ 8\pi \nu^2 (h\nu + JT)/c^3 [\exp\{(h\nu + JT)/kT\} - 1], & \nu \geqslant gT. \end{cases} \tag{11}$$

На рис. 2 представлен новый профиль зависимости спектральной плотности распределения энергии U_λ от длин волн теплового излучения λ. Значения спектральных распределений энергий $U_\lambda = c\, U_\nu/\lambda^2$ от длин волн при

$$\lambda_0 = M/T, \tag{12}$$

где M — постоянная, равная $M = c/\tau = 1.28 \cdot 10^{-3}$ м·К; при

$$\lambda_1 = D/T, \tag{13}$$

где D—постоянная, равная $D = c/g = 0.37 \cdot 10^{-3}$ м·К; при

$$\lambda_B = B/T, \tag{14}$$

где B—постоянная ВИНА, относятся как $U_{\lambda_0}/U_{\lambda_B} = 0.11$; $U_{\lambda_1}/U_{\lambda_B} = 17.27$.

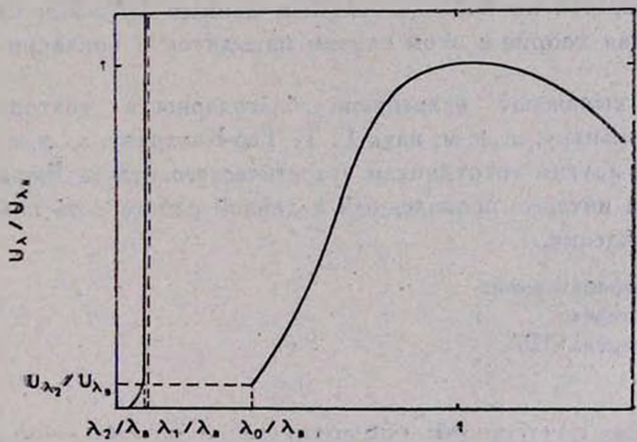

Рис. 2. Зависимость спектральной плотности распределения энергии излучения от длин волн.

Чтобы найти область длин волн, в которой заключено избыточное тепловое излучение, нужно решить следующее уравнение: $U_{\lambda_2} = U_{\lambda_0}$ при $\lambda_2 < \lambda_1$ (рис. 2), то есть

$$(x + \alpha)\, x^4/[\exp(x + \alpha) - 1] = 2.44, \tag{15}$$

где $x = hc/k\lambda_2 \cdot T$; $\alpha = -27.96$. Решая (15) относительно x, получим $x = 45.2$. При этом

$$\lambda_2 = \widehat{K}/T, \tag{16}$$

где $\widehat{K}$ — постоянная, равная $\widehat{K} = hc/45.2\,k = 0.32 \cdot 10^{-3}$ м·К.

В заключение отметим, что при низких температурах черного тела спектр избыточного излучения лежит в ИК-области. Однако в астрофизических задачах часто имеют дело с объектами, у которых температура $T \sim 10^3 \div 10^5$ К. У таких объектов спектр избыточного излучения уже лежит в УФ-области. Такая картина находится в согласии с астрофизическими наблюдательными данными. Действительно, к примеру, обратимся к распределению энергии в непрерывном спектре AG Дракона, которое в [2] представлено в виде зависимости $\Delta \lg I$, $1/\lambda$ по 34 наблюдениям этой звезды, сведенным в четыре серии по времени. Здесь $\Delta \lg I = \lg I$ (AG Дракона) — $\lg I$ (HD 145258), а $1/\lambda$ — волновое число. Наблюдаемое отклонение от прямолинейной зависимости указывает на наличие УФ-избытка. При этом спектрофотометрическая температура 3300 — — 4400 К, согласно теоретическим вычислениям, соответствует УФ-области в пределах $2.58 < 1/\lambda < 13.75$. Для сравнения этого результата отметим, что по наблюдательным данным $1/\lambda > 2.5$. Отсюда видно, что данная теория в этом случае находится в согласии с наблюдениями.

Авторы выражают искреннюю благодарность доктору ф.-м. наук М. А. Мнацаканяну, к. ф.-м. наук Г. Т. Тер-Казаряну, к. ф.-м. наук Э. Х. Даниеляну и другим сотрудникам теоретического отдела Бюраканской обсерватории за интерес, проявленный к данной работе и за полезные замечания и обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
ТЕТРА-корпорация, США

ON THE STUDY OF DISTRIBUTION IN CONTINUOUS SPECTRUM

V. N. MINASYAN, G. V. TOURYAN,

The new approach for the explanation of the excess radiation of astrophysical objects with respect to the Planck's spectrum has been suggested. A theoretical prediction has been made, according to which the energy of light quanta beginning with some characteristic frequency depends not only on frequency but also on thermal radiation temperature. A new spectral distribution of energy thermal radiation has been obtained which is in good agreement with the astrophysical observations on excess radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, Изд. АН СССР, т. 2, 1960.
2. *Л. В. Мирзоян*, в сб. «Нестационарные звезды», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1957.
3. *М. Е. Перельман*, Астрофизика, 17, 383, 1981.
4. *J. L. Yarnell, G. P. Arnold, P. J. Bend, E. C. Kerr*, Phys. Rev., 113, 1379, 1959.
5. *D. G. Henshaw, A. D. B. Woods*, Phys. Rev., 121, 1266, 1961.
6. *Ч. Киттель*, Статистическая термодинамика, Наука, М., 1977.
7. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1976.
8. *Л. Д. Ландау*, Собрание трудов, Наука, М., 1969.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524.312.3

МОЛОДЫЕ ОЧАГИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В О-АССОЦИАЦИЯХ. I.

А. В. ОСКАНЯН

Поступила 26 марта 1990
Принята к печати 13 августа 1990

Проведено сравнение размеров ИК-кратных систем типа Трапеции и оптических кратных систем типа Трапеции. Статистический анализ показал, что размеры рассмотренных ансамблей существенно не отличаются друг от друга. Данный результат имеет значение для понимания эволюции кратных систем типа Трапеции, поскольку ИК-стадия предшествует оптической стадии. Предполагается, что некоторые комплексы ИК-источников такие, как W 3—IR, RCW 38—IR, RCW 57—IR и NGC 1976 — Ori KL, являются протоскоплениями открытых скоплений типа ОС с двумя и более кратными системами типа Трапеции.

1. *Введение.* Молодые очаги звездообразования (МОЗ) — ультракомпактные и компактные области H II, компактные ИК-источники, мазерные источники OH первого типа и мазерные источники H_2O связаны с ранними стадиями эволюции новообразованных О-звезд и встречаются в О-ассоциациях. Продолжительность жизни МОЗ оценивается в 10^4—15^5 лет (см., например, [1]). Продолжительность же жизни О-звезд на главной последовательности оценивается в 10^6—10^7 лет [2, 3], а О-ассоциаций в среднем в $1.5 \cdot 10^7$ лет (см., например, [4, 5]). Именно с относительной непродолжительностью стадии МОЗ связывается и их малочисленность в О-ассоциациях [6].

Поскольку по нашим данным заметная доля О-ассоциаций содержит МОЗ, то следует считать, что в каждой О-ассоциации, особенно на ранних стадиях их развития, рождаются МОЗ, с частотой, обеспечивающей их более или менее постоянное присутствие на ранних стадиях существования О-ассоциаций.

Особый интерес представляют входящие в состав некоторых МОЗ кратные системы типа Трапеции, наблюдаемые в основном в ближнем ИК-диапазоне. В отличие от кратных систем типа Трапеции, наблюдаемых в оптическом диапазоне, в дальнейшем изложении мы будем называть их

«ИК-кратными» (ИКК). По современным представлениям компактные ИК-источники являются новообразованными звездами, окруженными непрозрачными пылевыми оболочками. На более поздних стадиях эволюции пылевые оболочки рассеиваются и центральные звезды становятся наблюдаемыми в оптическом диапазоне. С этим эволюционным переходом связан следующий вопрос: происходит ли существенное изменение размеров кратных систем при переходе из ИК-стадии в оптическую? Например, в работе [7] приводится следующий результат диссертации С. А. Бейхмана. Среднее расстояние между звездным объектом и ближайшими двумя соседями для всех членов скопления равно 0.17 ± 0.04 пк для 14 ИКК-систем и $0.12 \pm \pm 0.01$ пк для 13 кратных систем типа Трапеции. Приведенный результат указывает на то, что при переходе из ИК-стадии в оптическую не происходит существенного изменения размеров кратных систем.

2. *Цель работы.* Проведено статистическое исследование размеров ограниченного количества ИКК-систем и кратных систем типа Трапеции, входящих в О-ассоциации. Поскольку нам неизвестен список ИКК-систем, использованных С. А. Бейхманом в его диссертации, то не исключено, что некоторые из рассмотренных им систем находятся на больших расстояниях от Солнца и поэтому их компоненты не разрешаются полностью на составные части. Следовательно, то, что принимается за кратную систему одиночных источников, может оказаться скоплением кратных систем. Не исключено, что последнее может привести к определенной наблюдательной селекции в сторону увеличения размеров систем. Поэтому нами рассмотрены только те ИКК-системы, которые находятся на небольших расстояниях от Солнца и компоненты которых являются одиночными звездами.

3. *Использованный материал.* Список ИКК-систем, входящих в состав рассматриваемых О-ассоциаций, и их координаты приведены в табл. 1. В список включена также кратная система W 3 (OH), наблюдаемая, насколько нам известно, только в радиодиапазоне.

Ряд причин заставил нас не включить в указанный список источники W3, RCW 38—IR, RCW 57—IR и ρ Oph. Считается, что W3 — IRS 5 является кратной системой [20], очень молодым звездным скоплением, линейные размеры которого сравнимы с размерами туманности KL в Орионе [11]. Кроме того, возможно, что каждая из конденсаций W3—IRS 1, W3—IRS 3, W3—IRS 4 и W3D содержит несколько О-звезд [10]. Следует отметить, что на южную часть комплекса W3 проектируется кратная система, обнаруженная на длине волны 9200 Å [21] и совпадающая с пиком радиоизлучения, наблюдаемым на частоте 1.4 ГГц [22]. ИК-источник RCW 38—IRS 2 является либо сильно покрасневшей звездой спектрального класса O4, либо группой звезд [23]. По-видимому, природа источников, входящих в комплексы RCW 38—IR и RCW 57—IR, такая же, что и у W3, поскольку их светимости на длине волны 20 μm, вычисленные на основе потоков, приведенных в [10, 23], одинакового порядка (10^8—10^9 Ян кпк^2). Во всех вышеуказанных случаях, по-видимому, имеем дело со скоплениями ИКК-систем, а не с одиночными ИКК-системами. ИК-источники, входящие в состав комплекса ρ Oph [24], удалены друг от друга на расстояния $\simeq$1пк. В данном случае, вероятно, имеем дело с относительно широким скоплением.

Таблица 1

СПИСОК ИКК-СИСТЕМ В МОЗ

Название	α_{1950}	δ_{1950}	Литература
1	2	3	4
W3 (OH)			[8, 9,10]
A+	$2^h23^m16.50^s \pm 0.05^s$	$+61°38'57.7'' \pm 0.4''$	
B	23 17.20 0.07	39 01.4 0.5	
C	23 17.25 0.07	38 52.9 0.5	
D	23 17.87 0.07	38 45.8 0.5	
E	23 15.10 0.07	38 51.9 0.5	
F	23 13.0 0.3	38 42 1	
G	23 12.5 0.5	38 15 2	
Ori KL			[11, 12]
BN+	5 32 46.69±0.03	−5 24 16.6±0.5	
IRc2	32 47.03 0.05	24 23.2 0.7	
IRc3	32 46.51 0.05	24 23.9 0.7	
IRc4	32 46.78 0.05	24 28.0 0.7	
IRc5	32 46.70 0.05	24 33.0 0.7	
IRc6	32 46.70 0.05	24 20.2 0.7	
IRc7	32 46.85 0.05	24 24.0 0.7	
IRc8	32 47.26 0.05	24 28.6 0.7	
IRc9	32 46.40 0.05	23 52.7 0.7	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4
OMC 2			[13, 14]
IRs1*	5 32 57 ±0.1	−5 12 17±1	
IRs2*	32 58.7 0.1	11 17 1	
IRs3+	32 59.1 0.1	12 10 1	
IRs4*	32 59.5 0.1	11 32 1	
IRs5*	33 00.1 0.1	12 08 1	
NGC 2071			[8, 15, 16]
IRs1+	5 44 30.6±0.2	0 20 42±1	
IRs2	44 31.2 0.2	20 48 2	
IRs3	44 30.6 0.2	20 48 2	
IRs4	44 31.2 0.2	20 54 3	
S140			[8, 17—19]
IRs1+	22 17 41.2±0.2	+63 03 44±1	
IRs2	17 41.1 0.2	04 02 1	
IRs3	17 42.7 0.2	03 47 1	
NW	17 41.4 0.4	03 51 3	
SE	17 42.6 0.4	03 40 3	
Cep A			[8, 17]
A1+*	22 54 19.2	+61 45 44±0.5	
A2*	54 19.0	45 48 0.5	
A3*	54 19.6	45 54 0.5	

Примечания к таблице. + — главная звезда; * — координаты объектов любезно предоставлены В. С. Аведисовой. Ошибки измерения координат для объектов OMC2—IRs1, IRs2, IRs4 и IRs5 приравнены к ошибкам измерения координат объекта OMC2 Rs3, а для объекта Cep A—A3 приравнены к объекту Cep A—A1.

На основе данных, опубликованных в ряде работ [25—32], составлен список кратных систем типа Трапеции, которые, вероятно, входят в состав рассмотренных О-ассоциаций. В табл. 2 приведены угловые расстояния (D_1'', D_2'', D_3''), образуемые главными звездами и тремя наиболее близкими к ним звездами. Для вычисления среднеквадратичных ошибок использованы веса, приведенные в [33]. В случае ИКК-систем угловые расстояния и среднеквадратичные ошибки вычислены на основе данных, приведенных в табл. 1.

Таблица 2

УГЛОВЫЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ И ИКК-СИСТЕМ

Ассоциация	Кратная система	D_1''		D_2''		D_3''	
Sgr OB 1	ADS 10991	5.8″	±0.35″	10.7″	±0.02″		
Sgr OB 4	ADS 11193	12.2	0.20	17.9	0.06		
Cyg OB 3	ADS 13312	2.0	0.03			42.5″	±0.05″
	ADS 13374	6.7	0.15	9.0	0.50	11.4	0.10
	ADS 13376	8.9	0.24	11.0	0.27	20.3	0.16
	ADS 13368			12.5	0.98		
Cyg OB 1	ADS 13626	4.0	0.14	9.1	0.02	18.7	0.16
	ADS 13292			10.7	0.30	12.1	0.15
Lac OB 1	ADS 16095	22.4	0.04	48.5	0.24		
Cep OB 2	ADS 15184			11.8	0.04	19.9	0.05
	S 140—IR	7.1	3.12	10.3	1.76	10.6	0.93
Cep OB 3	Cep A	4.2	0.67	10.6	0.67		
Cas OB 4	ADS 307	9.6	0.12				
Cas OB 6	ADS 1877	14.8	0.27				
	ADS 1920	10.3	0.05				
	ADS 2161	2.2	0.04				
	W3 (OH)	6.2	0.45	7.2	0.48	11.5	0.41
	ADS 2165	0.3	0.03	11.1	0.40	20.2	0.05
Cam OB 1	ADS 2783	8.6	0.06	12.2	0.37		
Per OB 2	ADS 2843	12.7	0.10	32.8	0.10	91.0	0.52
Ori OB 1	ADS 4186	4.1	0.10			8.7	0.03
	KL	3.6	0.86	7.8	0.86	7.8	0.86
	OMC2	15.1	2.09	32.1	2.08	38.5	1.43
	NGC 2071—IR	6.0	2.24	10.8	3.74	15.0	3.59
Mon OB 1	ADS 5322	2.9	0.05	16.6	0.02	41.0	0.23
Mon OB 2	ADS 5165	3.1	0.22	6.7	0.23	12.5	0.06
Vel OB 1	ADS 5977			8.2	0.14	14.4	0.10

4. *Расстояния между компонентами кратных систем типа Трапеции.* В качестве величин, характеризующих размеры кратной системы типа Трапеции, использованы значения расстояний «главная звезда кратной системы — три ближайшие к ней звезды». В табл. 3 приведены линейные расстояния между главной звездой кратной системы и тремя ближайшими к ней компонентами (D_1, D_2, D_3) и среднеквадратичные ошибки.

Таблица 3

ЛИНЕЙНЫЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ И ИКК-СИСТЕМ

Кратная система	D_1 (10^{-2} пк)		D_2 (10^{-2} пк)		D_3 (10^{-2} пк)	
ADS 10991	4.37	±0.26	8.08	±0.02		
ADS 11193	12.95	0.21	18.43	0.06		
ADS 13312	2.25	0.03			47.42	±0.06
ADS 13374	7.50	0.17	10.05	0.58	12.72	0.11
ADS 13376	9.91	0.27	12.22	0.30	22.67	0.18
ADS 13368			13.92	1.09		
ADS 13626	3.30	0.12	7.46	0.02	15.43	0.13
ADS 13292			8.83	0.25	9.96	0.12
ADS 16095	6.51	0.01	14.09	0.07		
ADS 15184			4.01	0.01	6.77	0.02
S 140—IR	2.42	1.06	3.50	0.60	3.61	0.31
Cep A	1.98	0.31	4.94	0.31		
ADS 307	12.36	0.15				
ADS 1877	17.26	0.31				
ADS 1920	11.95	0.06				
ADS 2161	2.51	0.05				
ADS 2165	0.31	0.03	12.96	0.47	23.50	0.06
W3 (OH)	7.22	0.52	8.36	0.56	13.42	0.48
ADS 2783	3.75	0.03	5.33	0.16		
ADS 2843	2.46	0.02	6.36	0.02	17.64	0.10
ADS 4186	1.00	0.02			2.12	0.01
Ori KL	0.87	0.21	1.88	0.21	1.89	0.21
OMC2	3.65	0.51	7.79	0.50	9.32	0.35
NGC 2071-IR	1.45	0.54	2.62	0.91	3.64	0.87
ADS 5322	1.01	0.02	5.76	0.01	14.22	0.08
ADS 5165	2.10	0.15	4.57	0.16	8.48	0.04
ADS 5977			5.78	0.10	10.12	0.07

Кратные системы, приведенные в табл. 3, разделены на две группы, в которые входят соответственно ИКК-системы и кратные системы типа Трапеции. Для каждой группы объектов вычислены средневзвешенные значения линейных расстояний главная звезда — три ближайших компонента ($\bar{D}_1$, $\bar{D}_2$, $\bar{D}_3$) и их среднеквадратичные отклонения (табл. 4).

Сравнение соответствующих средних значений расстояний между компонентами ИКК-систем и кратных систем типа Трапеции показывает, что размеры этих систем являются величинами одного порядка. Следовательно, при переходе из ИК-стадии в оптическую вряд ли происходит расширение кратных систем типа Трапеции.

Таблица 4

СРЕДНЕЕ РАССТОЯНИЕ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ И ИКК СИСТЕМ И ИХ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ ОТНОШЕНИЯ

Система	$\bar{D}_1$ (10^{-2} пк)	$\bar{D}_2$ (10^{-2} пк)	$\bar{D}_3$ (10^{-2} пк)
ИКК	1.96 ± 0.79	3.72 ± 1.02	4.68 ± 1.93
Трапеций	4.11 ± 0.67	5.74 ± 0.53	5.04 ± 2.18

5. *Возможные протоскопления открытых скоплений, не содержащих газовые туманности и имеющих в качестве своих ядер несколько кратных систем типа Трапеции.* Б. Е. Маркарян [27] обратил внимание на то, что О-скопления типа сп (ассоциирующиеся со светящимися газовыми туманностями) содержат только по одной кратной системе типа Трапеции, в то время как О-скопления типа ос (не ассоциирующиеся со светящимися газовыми туманностями) в ряде случаев содержат по две, иногда и по три кратные системы типа Трапеции, а в некоторых случаях цепочки. По-видимому, некоторые из известных ИК-комплексов являются протоскоплениями будущих ос скоплений с несколькими кратными системами типа Трапеции. Мы имеем в виду комплексы W3—IR, RCW 38—IR и RCW 57—IR, которые, как уже отмечалось, вероятно, являются скоплениями ИКК-систем. Кроме того, мы имеем в виду ИКК-систему Ori KL, которая проектируется рядом с Трапецией Ориона и, по-видимому, вместе с ней образует будущее двухъядерное ос-скопление.

6. *Основные выводы:*

а) Эволюция кратных систем типа Трапеции из ИК-стадии в оптическую не сопровождается увеличением их размеров.

b) Некоторые из ИК-комплексов, W 3 — IR, Ori KL и другие, вероятно, являются протоскоплениями ос-скоплений с несколькими кратными системами типа Трапеции.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

THE REGIONS OF ACTIVE STAR FORMATION IN O-ASSOCIATIONS. I

A. V. OSKANYAN

Sizes of IR Trapezium type systems and optical Trapezium type systems have been compared. Statistical analysis show that there are not essential differences between the dimensions of the considered ensembles. The given result may be significant to understand the evolution of Trapezium type systems, because the IR source phase precedes the optical phase. It is suggested that some IR source—complexes as W3—IR, RCW 38—IR, RCW 57—IR and NGC 1976—Ori KL are protoclusters of oc type clusters with two or more Trapezium type systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. P. Israel, Ph. D. Thesis*, Univ. Leiden, chapter VII, 1976.
2. *J. Schraml, P. G. Mezger*, Astrophys. J., 156, 269, 1969.
3. *L. F. Smith, P. Biermann, P. G. Mezger*, Astron. and Astrophys., 66, 65, 1978.
4. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН СССР, Сер. физ., 14, 15, 1950.
5. *A. Blaauw*, Annu. Rev. Astron. and Astrophys., 2, 213, 1964.
6. *H. J. Habing, F. P. Israel*, Annu. Rev. Astron. and Astrophys., 17, 345, 1979.
7. *C. G. Wynn—Williams*, Annu. Rev. Astron. and Astrophys., 20, 587, 1982.
8. *M. Simon, M. Felli, L. Cassar, J. Fischer, M. Massi*, Astrophys. J., 266, 623, 1983.
9. *R. H. Harten*, Astron. and Astrophys., 46, 109, 1976.
10. *C. G. Wynn—Williams, E. E. Becklin, G. Neugebauer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 160, 1, 1972.
11. *R. Genzel, D. Downes, J. M. Moran, K. J. Johnston, J. H. Spencer, R. C. Walker, A. Haschick, L. I. Matveyenko, L. R. Kogan, V. I. Kostenko, B. Rönnäng, O. E. H. Rydbeck, I. G. Moiseev*, Astron. and Astrophys., 66, 13, 1978.
12. *D. Downes, R. Genzel, E. E. Becklin, C. G. Wynn—Williams*, Astrophys. J., 244, 869, 1981.
13. *R. Genzel, D. Downes*, Astron. and Astrophys., 72, 234, 1979.
14. *I. Gatley, E. E. Becklin, K. Matthews, G. Neugebauer, M. V. Penston, N. Scoville*, Astrophys. J., 191, L121, 1974.
15. *J. Bally, R. Predmore*, Astrophys. J., 265, 778, 1983.
16. *S. E. Persson, T. R. Geballe, T. Simon, C. J. Lonsdale, F. Baas*, Astrophys. J., 251, L85, 1981.
17. *C. A. Beichman, E. E. Becklin, C. G. Wynn—Williams*, Astrophys. J., 232, L47, 1979.
18. *J. A. Hackwell, G. L. Grasdalen, R. D. Gehrz*, Astrophys. J., 252, 250, 1982.
19. *H. L. Dinerstein, D. F. Lester, D. M. Rank*, Astrophys. J., 227, L39, 1979.
20. *M. W. Werner, E. E. Becklin, I. Gatley, G. Neugebauer, K. Sellgren, H. A. Thronson, Jr., D. A. Harper, R. Loewenstein, S. H. Moseley*, Astrophys. J., 242, 601, 1980.

21. *M. Beetz, H. Elsässer, C. Poulakos, R. Weinberger*, Astron. and Astrophys., 50, 41, 1976.
22. *W. T. Sullivan, III, D. Downes*, Astron. and Astrophys., 29, 369, 1973.
23. *J. A. Frogel, S. E. Persson*, Astrophys. J., 192, 351, 1974.
24. *E. Falgarone, W. Gilmore*, Astron. and Astrophys., 95, 32, 1981.
25. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 9, 3, 1951.
26. *S. Sharpless*, Astrophys. J., 119, 334, 1954.
27. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 5, 3, 1950.
28. *В. А. Амбарцумян, Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 2, 3, 1949.
29. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 11, 3, 1953.
30. *В. А. Амбарцумян*, Докл. АН АрмССР, 10, 205, 1949.
31. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. 2, ред. В. В. Соболев, Ереван, 1960, стр. 69.
32. *В. А. Амбарцумян*, Докл. АН АрмССР, 16, 73, 1953.
33. *R. G. Aitken*, New General Catalogue of Double Stars Within 120° of The North Pole, vol. I, II, Carnegie Inst. Washington, 1932.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 | АВГУСТ, 1990 | ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6—335.7

МЕХАНИЗМЫ ТОРМОЖЕНИЯ И ВНУТРЕННЯЯ ТЕМПЕРАТУРА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН, А. Д. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 23 февраля 1990
Принята к печати 7 июня 1990

Совместно рассмотрены механизмы торможения, обусловленные магнитодипольным излучением нормальных стволов сверхтекучих нейтронных вихрей и движением протонных вихрей в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд. Определены внутренние и поверхностные температуры для двух моделей нейтронных звезд и сравнены с наблюдениями. Показано, что пульсары могут эволюционировать по двум различным эволюционным трекам. Показано также, что отсутствие наблюдаемых пульсаров в определенной области диаграммы $p—10^7\,(p\dot{p})^{1/2}$ — результат нестабильности нейтронных звезд с центральной плотностью выше критической.

1. *Введение.* Один из основных наблюдательных фактов исследования пульсаров — систематическое увеличение их периода вращения p и соответственно уменьшение угловой скорости вращения. Это происходит из-за потерь энергии вращения и момента количества движения в процессе эволюции звезды. Величина потерь кинетической энергии вращения для типичных пульсаров порядка 10^{32} эрг с$^{-1}$. Отметим, что полная радиосветимость пульсаров изменяется в пределах $10^{26}—10^{30}$ эрг с$^{-1}$ и составляет пренебрежительно малую часть энергии, диссипируемой нейтронной звездой. Статистический анализ пульсаров [1—4] показывает, что наблюдаемое распределение их параметров можно адекватно объяснить в предположении, что на различных этапах эволюции доминируют различные механизмы торможения звезды.

В настоящей работе совместно рассмотрены механизмы торможения, ранее предложенные авторами [3, 4] для объяснения потерь вращательной энергии нейтронных звезд и неимпульсного теплового излучения пульсаров в мягком рентгеновском диапазоне [5]. Для двух моделей нейтронных звезд с уравнением состояния Бете-Джонсона V и разными центральными плотностями определены внутренние и поверхностные температуры. Проведено сравнение последних с имеющимися наблюдательными данными. Прослежена эволюция нейтронных звезд в рамках совместного действия предложенных механизмов. Показано, что эволюция пульсаров может идти по двум различным эволюционным трекам, которые для больших периодов сходятся. Также показано, что на диаграмме p—D, где p—период пульсара, а $D = 10^7 (p\dot{p})^{1/2}$, существует область, где пульсары не могут существовать, что хорошо согласуется с наблюдательным распределением параметров p и D. Последнее связано с нестабильностью нейтронных звезд с центральной плотностью, превышающей критическую.

2. *Механизмы торможения.* Прежде всего просуммируем основные результаты предыдущих работ [3, 4], необходимые для дальнейшего.

а) Механизм магнитодипольного излучения стволов нейтронных вихрей (МДИСВ) предполагает излучение нормальных нейтронов, обладающих аномальным магнитным моментом при вращении в стволах нейтронных вихрей, которые находятся в сильных локальных магнитных полях [3]. Эти поля порядка 10^{14} Гс создаются токами увлечения протонов нейтронами [6, 7]. Согласно механизму МДИСВ мощность диссипации энергии:

$$W_m = 1.93 \cdot 10^{31} \frac{\Delta^2_{Мэв}}{\lambda^4_{11}} \gamma R_6^3 \, p^{-1} = K_m \, p^{-1}, \qquad (1)$$

где λ_{11} — глубина проникновения магнитного поля в единицах 10^{-11} см, R_6 — радиус сверхтекучего ядра нейтронной звезды в единицах 10^6см и $\Delta = 1.6 \cdot 10^{-6} \, \Delta_{Мэв}$ — значение энергетической щели сверхтекучей нейтронной жидкости. Здесь $\gamma = 1 - (R_{06}/R_6)^2$, где $R_{06} = 10^{-6} R_0$—радиус внутреннего ядра звезды, состоящего из смеси нормальных элементарных частиц. Фактор γ позволяет учитывать тот факт, что при исчезновении сверхтекучести одного из компонентов нейтронно-протонной жидкости рассматриваемые нами механизмы перестают действовать. Этот механизм приводит к зависимости $\dot{p} \sim p^2$, и следовательно показатель торможения $n = 0$.

б) Следующие механизмы торможения основаны на движении протонных вихрей в сверхтекучем ядре нейтронной звезды [4]. В результате движения протонных вихрей в их сердцевинах возникает электрическое поле, в котором происходит столкновительная диссипация электронов на нормальных протонах. Мощность диссипации энергии:

$$W_{BS} = 1.43 \cdot 10^{58} \, T_8^2 \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2 \gamma \, R_6^5 = K_{BS} \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2, \qquad (2)$$

где $T_8 = 10^{-8} \, T$ — внутренняя температура ядра нейтронной звезды. Другой механизм — результат неоднородности параметра порядка в вихре [4], мощность диссипации энергии которого равна

$$W_{TH} = 4.2 \cdot 10^{57} \left(\frac{\dot{P}}{P}\right)^2 \gamma R_6^5 = K_{TH}\left(\frac{\dot{P}}{P}\right)^2. \tag{3}$$

Согласно этим механизмам $\dot{P} \sim P^{-1}$ и показатель торможения $n=3$.

3. *Внутренняя температура нейтронных звезд.* После рождения во взрыве сверхновой нейтронная звезда, имеющая начальную температуру порядка 10^{11} К, быстро ($t \sim 10^3$ лет) остывает до температур порядка $5 \cdot 10^8$ К. При таких и более низких температурах существенны механизмы остывания посредством излучения фотонов и тормозного излучения нейтронных пар электронов на ядрах коры. Обозначая интенсивность фотонного и нейтринного излучения соответственно через L_γ и L_ν, можем записать:

$$W_m + W_{BS} + W_{TH} = L_\nu + L_\gamma. \tag{4}$$

Это уравнение позволяет определить внутреннюю температуру нейтронной звезды.

Следуя работе [8],

$$dL_\nu = 2.1 \cdot 10^{20} \left(\overline{\frac{Z^2}{A}}\right) \frac{M_{cr}}{M} \frac{\rho}{\rho_0} T_9^6 4\pi r^2 dr, \tag{5}$$

где M_{cr}/M — отношение массы коры к полной массе звезды, $(\overline{Z^2/A})$ — усредненное по плотности коры значение Z^2/A, Z — число протонов, A — массовое число ядер, $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$ — плотность ядерной материи, $T = 10^{-9}\ T_9$ — температура ядра звезды. С большой точностью можно принять $(\overline{Z^2/A}) = 1$.

Для интенсивности фотонного излучения, в предположении, что нейтронная звезда с эффективной поверхностной температурой T_R излучает по закону излучения черного тела, имеем

$$L_\gamma = 4\pi\sigma R_p^2 T_R^4, \tag{6}$$

где R_p — радиус звезды.

Для решения уравнения (4) необходимо знать температурный профиль внутри нейтронной звезды. Задача определения распределения температуры рассматривалась многими авторами (например, [9, 10]). Имея в виду распределение температур внутри нейтронной звезды, ее можно разделить на две области: ядро звезды, которое изотермично из-за высокой теплопроводности вырожденного вещества, и коры, в которой имеется градиент температуры. Непрозрачность коры имеет тензорный вид и перенос энергии анизотропен, вследствие чего полярные области поверхности звезды более нагреты. Так как поверхность полярных шапок в два раза больше экваториальной области [10], можно использовать формулу связи между температурой изотермического ядра T и температурой поверхности звезды T_R, полученную для полярных шапок:

$$T(x_e) = 0.63 \cdot 10^8 \, T_{R6}^2 \, \frac{R_{p6}}{M_{33}} \left[\ln(1 + x_e^2)\right]^{1/2}, \tag{7}$$

где R_{p6}—*радиус звезды*, $M_{33} = 10^{-33} M$—масса звезды. Для получения температуры ядра необходимо взять $x_e = 230$ (что соответствует плотности $8 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$). Подставляя (7) в (6), получаем уравнение для определения внутренней температуры нейтронных звезд.

4. *Замедление вращения нейтронной звезды.* При помощи описанных выше механизмов энерговыделения, вращательная энергия звезды диссипирует в тепловую энергию в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. Это приводит к определенному темпу $\dot{p}$ увеличения периода звезды, который определяется полной мощностью энерговыделения $W_{пол}$,

$$- I \, \Omega \, \dot{\Omega} = W_{пол}, \tag{8}$$

где I — момент инерции нейтронной звезды и $p = 2\pi/\Omega$. Подставляя сюда $W_{пол}$, вводя параметр $D = 10^7 (p \dot{p})^{1/2}$ и обозначая $y = D^2$, получим

$$a y^2 - 4\pi^2 I y + K_m p^3 = 0, \tag{9}$$

где

$$a = \dot{K}_{BS} + K_{TH}. \tag{10}$$

Если выбрать модель нейтронной звезды, т. е. задать уравнение состояния сверхплотного вырожденного вещества звезды и задать центральную плотность ρ_c, то будут определены такие важные интегральные характеристики звезды, как масса и радиус ядра, толщина и масса оболочек (коры), момент инерции звезды и толщина сверхтекучего слоя. Как известно из теории строения нейтронных звезд, внутренняя температура и ее распределение, а также структура и движение вихрей почти не влияют на вышеуказанные характеристики нейтронных звезд. Следовательно, если предположить, что замедление пульсаров сопровождается только изменением внутренней температуры и движением вихрей, то естественно, что во время эволюции звезды $\rho_c = \mathrm{const}$. Итак, если выбрана модель, то уравнения (4) и (8) определят внутреннюю температуру T и параметр D в зависимости от периода p, т. е. эволюцию пульсара.

Сначала исследуем решение уравнения (8) относительно D. Это уравнение квадратично относительно y, и его решение имеет вид:

$$y = y_0\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{p^3}{p_{max}^3}}\right), \tag{11}$$

где $p_{max}^3 = (2\pi^2\, 10^{-14}\, I/K_m)\, y_0$, $y_0 = 2\pi^2\, 10^{-14}\, I/a$.

Как видно из решения (11), возможны два пути эволюционного развития пульсаров. Легко заметить, что оба решения y при $p \to 0$ стремятся к нулю. Действительно, при $p/p_{max} \ll 1$ решение со знаком минус имеет вид

$$y = \frac{K_m}{4\pi^2\, I}\, p^3, \tag{12}$$

а со знаком плюс соответственно

$$y = 2y_0. \tag{13}$$

Для первого решения очевидно, что при $p \to 0$ и $y \to 0$. Как увидим ниже, y_0 обратно пропорционально температуре ядра и, так как при $p \to 0$ температура стремится к бесконечности, $y_0 \to 0$.

Таким образом, в начале эволюции пульсары имеют малые значения периодов и y. Как показывает решение (11), оба решения при $p \to p_{max}$ совпадают и $y = y_0$.

Для совокупности наблюдаемых пульсаров из вышесказанного вытекает, что для заданного значения ρ_c и с близкими значениями периода p могут быть два пульсара с разными значениями y, соответствующими разным решениям (11). Следовательно, количество пульсаров только с близкими значениями p может быть любым конечным числом, так как для стабильных нейтронных звезд ρ_c может принимать непрерывные значения в интервале 10^{14} г см$^{-3} \leqslant \rho_c < 10^{16}$ г см$^{-3}$. Легко убедиться в правильности такого вывода из рис. 1, где приведены наблюдательные значения p и D для 358 пульсаров. Довольно большое количество пульсаров находится на линиях, параллельных оси ординат.

5. *Выбор модели.* Для численного решения системы уравнений (4) и (11) необходимо выбрать конкретную модель нейтронной звезды. Далее будут рассмотрены две модели, модель A и модель B, основанные на одинаковых уравнениях состояния [11, 12] (модель Бете-Джонсона V), но имеющих различные центральные плотности: $\rho_c = 1.413\cdot 10^{15}$г см$^{-3}$ и $\rho_c = 3\cdot 10^{15}$г см$^{-3}$. Согласно работе [13] для модели A ($\rho_c = 1.413\cdot 10^{15}$г см$^{-3}$) имеем: $M = 1.425\, M_\odot$, $R_p = 10.678$ км, $R = 9.526$ км, $I = 1.183 \times 10^{45}$г см^2, а для модели B ($\rho_c = 3\cdot 10^{15}$г см$^{-3}$): $M = 1.649\, M_\odot$, $R_p = 9.597$ км, $R = 8.909$ км, $I = 1.222\cdot 10^{45}$г см^2. Для микроскопических параметров в модели A приняты значения: $\lambda_{11} = 1$, $\xi/\lambda = 0.1$, $n_p = 10^{37}$ см$^{-3}$, $\Delta_{Mev} = 0.1$. Здесь ξ — длина когерентности сверхпроводящей

протонной жидкости, n_p — плотность протонов в сверхтекучем ядре звезды. В модели B все микропараметры те же, кроме как $\lambda_{11} = 2.1$. Нам также необходимо определить фактор γ для моделей A и B. Для этого необходимо определить плотность, при которой исчезает энергетическая щель одного или обоих компонентов нейтронно-протонной жидкости и начинается внутреннее ядро, состоящее из смеси нормальных частиц. В сверхтекучем ядре нейтронной звезды нейтроны образуют анизотропные $^3P_2$-пары. При плотностях порядка $2.8 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$ возникает протонная сверхпроводимость—протоны образуют изотропные $^1S_0$—пары.

Расчеты энергетических щелей нейтронной и протонной жидкостей количественно различаются у различных авторов, так как значения щели экспоненциально зависят от потенциала ядерного взаимодействия. Однако сопоставление расчетов различных авторов приводит к заключению, что с ростом плотности сначала исчезает протонная сверхпроводимость [14]. Следуя работе [15], мы примем, что протонная энергетическая щель исчезает при плотности $\rho \sim 9.2 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$ и далее начинается внутреннее ядро. Тогда из профиля плотности для моделей А и В имеем соответственно $R_0 = 7.166$ км и $R_0 = 6.481$ км и $\gamma_A = 0.353$, $\gamma_B = 0.576$.

Подставляя значения микро-и макропараметров в формулы (1)—(3) и (5)—(7), для модели А имеем:

$$W_m = 9.6 \cdot 10^{31}\, p^{-1}, \quad W_{BS} = 6.8 \cdot 10^{58} \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2 T_8^2, \quad W_{TH} = 1.9 \cdot 10^{57} \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2,$$

$$L_\nu = 4.5 \cdot 10^{30}\, T_8^6, \quad L_\gamma = 4.55 \cdot 10^{32}\, T_8^4,$$

для модели B:

$$W_m = 2.4 \cdot 10^{30}\, p^{-1}, \quad W_{BS} = 2.8 \cdot 10^{58} \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2 T_8^2, \quad W_{TH} = 8.32 \cdot 10^{56} \left(\frac{\dot{p}}{p}\right)^2,$$

$$L_\nu = 1.42 \cdot 10^{30}\, T_8^6, \quad L_\gamma = 5.41 \cdot 10^{32}\, T_8^4.$$

Вводя параметр $D = 10^7 (p \dot{p})^{1/2}$ и обозначая $T_8^2 = x$, уравнение (4) для моделей A и B соответственно запишется в виде

$$x^3 + \left(101 - 1.5\left(\frac{D}{p}\right)^4\right) x - \left(21.3\, p^{-1} + 0.042\left(\frac{D}{p}\right)^4\right) = 0, \tag{14}$$

$$x^3 + \left(381 - 1.97\left(\frac{D}{p}\right)^4\right) x - \left(1.7\, p^{-1} + 0.0586\left(\frac{D}{p}\right)^4\right) = 0. \tag{15}$$

Эти уравнения определяют внутреннюю температуру нейтронных звезд.

6. *Результаты.* Численно решая уравнения (14) и (15) и проверяя одновременное удовлетворение уравнения (11) для наблюдаемых значений p и D, находим внутренние температуры и ряд важных физических характеристик для моделей А и В. Результаты этих вычислений приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Наименование пульсара PSR	P	D	W_{33}	$L_{T_{88}}$	T_8	T_{R_6}
1	2	3	4	5	6	7
1855+09	0.0053	0.0002	179.1045	62.4637	3.7051	1.6746
1620—26	0.0110	0.0009	86.7208	44.5094	3.1276	1.5386
1913+16	0.0590	0.0073	16.2712	14.7339	1.7995	1.1670
1541—52	0.1786	0.0330	5.3752	5.3014	1.0794	0.9038
2123—67	0.3258	0.0858	2.9468	2.9333	0.8029	0.7795
2048—72	0.3413	0.0818	2.8129	2.8011	0.7846	0.7706
1604—00	0.4218	0.1136	2.2761	2.2695	0.7062	0.7311
1718—32	0.4772	0.1828	2.0124	2.0076	0.6642	0.7090
0904—74	0.5496	0.1595	1.7469	1.7435	0.6190	0.6845
1911+11	0.6010	0.1986	1.5976	1.5949	0.5920	0.6694
1717—29	0.6204	0.2227	1.5453	1.5453	0.5827	0.6641
2028+22	0.6305	0.2360	1.5230	1.5206	0.5781	0.6615
1540—06	0.7091	0.2500	1.3541	1.3523	0.6451	0.6423
1927+13	0.7600	0.2782	1.2635	1.2619	0.5266	0.6313
1747—46	0.7424	0.3101	1.2937	1.2921	0.5329	0.6351
2053+21	0.8152	0.3304	1.1781	1.1768	0.5085	0.6204
0149—16	0.8327	0.3290	1.1533	1.1521	0.5031	0.6171
2000+40	0.9051	0.3973	1.0613	1.0602	0.4827	0.6044
1943—29	0.9594	0.4038	1.0011	1.0002	0.4688	0.5957
0855—61	0.9625	0.4018	0.9979	0.9969	0.4681	0.5952
0903—42	0.9652	0.4268	0.9952	0.9943	0.4674	0.6948
1940—12	0.9724	0.4016	0.9877	0.9868	0.4657	0.5937

1	2	3	4	5	6	7
1923+04	1.0741	0.5145	0.8945	0.8938	0.4432	0.5792
2110+27	1.2029	0.5616	0.7987	0.7981	0.4188	0.5630
1620—08	1.2764	0.6188	0.7258	0.7522	0.4066	0.5547
0226+70	1.4668	0.6761	0.6550	0.6545	0.3729	0.5358
2151—56	1.3737	0.7623	0.7000	0.6995	0.3321	0.6447
2327—20	1.6436	0.8727	0.5849	0.5845	0.3584	0.6208
2241+69	1.6645	0.8960	0.5776	0.5772	0.3561	0.5192
0059+65	1.6792	0.9993	0.5730	0.5726	0.3547	0.5181
1454—51	1.7483	0.9616	0.5500	0.5496	0.3475	0.5129
1910+20	2.2330	1.5079	0.4316	0.4314	0.3079	0.4827
1524—39	2.4176	2.1471	0.4020	0.4017	0.2971	0.4742
0525+21	3.7455	3.8734	0.2629	0.2628	0.2403	0.4265
0154+61	2.3517	6.6700	8.0722	7.7975	1.3091	0.9954

Таблица 2

Наименование пульсара PSR	P	D	W_{30}	$L_{\gamma\infty}$	$T_{я}$	T_{R_s}
0331+45	0.2692	0.0140	8.959	8.959	0.1287	0.3548
1831—00	0.5209	0.0289	4.630	4.630	0.0925	0.3008
1918+26	0.7850	0.0520	3.072	3.072	0.0753	0.2715
0105+68	1.0711	0.0724	2.251	2.251	0.0645	0.2512
0153+39	1.8117	0.1458	1.331	1.331	0.0496	0.2203
1828—60	1.8894	0.2259	1.276	1.276	0.0486	0.2160
0320+39	3.0321	0.4639	0.795	0.795	0.0383	0.1937

В табл. 1, соответствующей модели А, пульсары представлены группами, имеющими приблизительно одинаковые D в порядке возрастания p (I и II колонки таблицы). Как видно из последних двух столбцов таблицы, где представлены температуры ядра и поверхности пульсаров, в каждой группе с ростом периода p, температуры монотонно падают: для ядра от значений порядка $4 \cdot 10^8$ K до $3 \cdot 10^7$ K, а для поверхности $1.6 \cdot 10^6$ K до $5 \cdot 10^5$ K. В III и IV столбцах таблицы представлены полная энергия

$W_{пол}$, выделяемая в ядре, и интенсивность фотонного излучения от поверхности пульсаров. Для каждой группы пульсаров с ростом периода интенсивность энерговыделения и фотонного излучения падают. За исключением пульсаров с очень короткими периодами (первые три строки таблицы), для которых доминирует нейтринное излучение, полная энергия, выделяемая в ядре, уносится фотонным излучением. Полное энерговыделение в звезде меняется от 10^{33} эрг $с^{-1}$ до 10^{31} эрг $с^{-1}$.

В табл. 2 приведены те же характеристики для модели В. Периоды для этой модели лежат в пределах от 0.26 с до 3.03 с. Эта модель характеризуется низкими температурами ядра и поверхности звезды, и энергия, выделяемая в ядре, уносится исключительно фотонным излучением. Энерговыделение в ядре звезды порядка 10^{30} эрг $с^{-1}$.

Наблюдениями обсерватории «Эйнштейн» определены верхние пределы поверхностной температуры для пульсаров PSR 0149—16 и PSR 2327—20, которые соответственно имеют значения $T_{obs} \leqslant 5\cdot10^5$ K и $T_{obs} \leqslant 4\cdot10^5$ K. Теоретические значения поверхностных температур этих пульсаров приведены в табл. 1. Для сравнения с наблюдаемыми значениями необходимо учесть поправку на красное смещение по формуле

$$T_\infty = T_R\,(1+z)^{-1}.$$

Для данной модели $z = 0.3938$ [11] и значения T_∞ для пульсаров PSR 0149—16 и PSR 2327—20 соответственно равны $4.4\cdot10^5$K и $3.7\cdot10^5$K, что хорошо согласуется с данными наблюдений.

На рис. 1 представлены наблюдаемые значения D и p для 358 пульсаров. В правом нижнем углу приведены те же параметры для шести миллисекундных пульсаров. Сплошными линиями представлены оба решения системы уравнений (14) и (11) для модели А.

Пульсары, лежащие на этих прямых, имеют физические параметры модели А. Нижняя сплошная линия отвечает решению, которое описывает эволюцию, где доминирующим механизмом энерговыделения является механизм МДИСВ. Верхняя линия описывает второе решение, которое соответствует эволюции с доминирующим механизмом диссипации посредством движения вихрей: W_{Bs} и W_{TH}. Заметим, что эти два решения с ростом p сходятся и пересекаются в точке $p_{max} = 19.5$ с. Если предположить, что пульсары рождаются миллисекундными, то трудно сказать, какие из них, по каким трекам будут эволюционировать. Вопрос о том, по какому из этих двух решений пойдет эволюция пульсара, возможно связан с темпом охлаждения пульсара. В случае более быстрого охлаждения реализуется нижнее решение. На рис. 1 для модели В пунктирной линией представлено нижнее решение системы уравнений (11), (15), где доминирующим механизмом является МДИСВ (верхнее решение лежит выше аналогичного решения для модели A). Крестиками обозначены пульсары, приведенные в табл. 2.

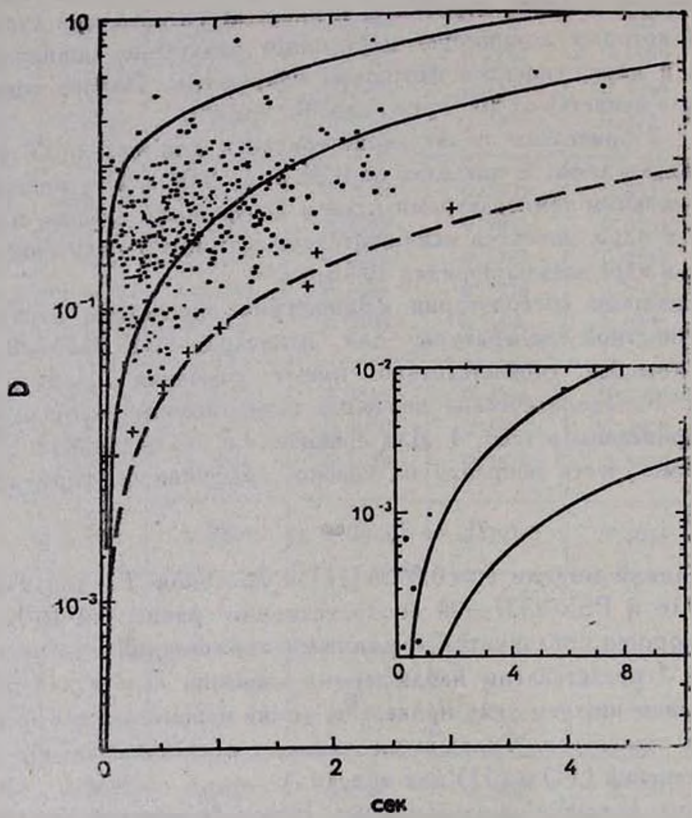

Рис. 1. Зависимость параметра D от периода p. В правом нижнем углу та же зависимость для шести миллисекундных пульсаров. Шкала p для этих пульсаров в единицах 10^{-2} с.

Сравнивая нижнее решение для модели B с аналогичным решением для модели A, можно заметить, что с увеличением центральной плотности ρ_c кривая решения проходит ниже предыдущей. Так как для каждого уравнения состояния существует предельная центральная плотность ρ_s для стабильных нейтронных звезд, то, следовательно, существует предельная «линия стабильности», ниже которой не должны наблюдаться пульсары. Для уравнения состояния Бете-Джонсона V модель B с центральной плотностью $\rho_c = 3 \cdot 10^{15}$ г см$^{-3}$ является именно такой «предельной» моделью. Замечательно, что все пульсары действительно лежат выше «линии стабильности».

Таким образом, согласно развитой здесь теории, отсутствие пульсаров ниже «линии стабильности» связано с нестабильностью нейтронных звезд при центральных плотностях $\rho_c > \rho_s$. Заметим, что «линия стабильности» зависит от уравнения состояния и ее хорошее согласие с наблюдательными данными распределения пульсаров для уравнения состояния Бете-Джонсона V свидетельствует в пользу реалистичности этого уравнения состояния.

В конце отметим, что диссипация вращательной энергии приводит к уменьшению количества вихревых нитей, несущих определенный момент количества движения. Вследствие этого высвобождаемый момент передается через нормальный компонент ядра к коре звезды. Возможны разные механизмы потерь момента количества движения коры. Исследование этих механизмов требует отдельного рассмотрения и может быть предметом отдельной статьи.

Авторы благодарны академикам В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за обсуждение полученных результатов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Ереванский государственный университет

THE BREAKING MECHANISMS AND INTERNAL TEMPERATURES OF NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKYAN, A. D. SEDRAKYAN, K. M. SHAHABASYAN

The breaking mechanisms due to the magnetic dipole radiation from normal cores of superfluid neutron vortices and due to the motion of proton vortices in the superfluid interior of neutron stars are simultaneously considered. The internal and surface temperatures are estimated for two models of neutron stars and compared with observed ones. It has been shown that pulsars may follow two different evolutionary tracks. It has also been shown that the absence of detected pulsars in the known area of $p - 10^7 (p\dot{p})^{1/2}$ diagram is the consequence of instability of neutron stars with central density higher than the critical one.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. H. Huang, K.—L.Huang, Q.—H. Peng*, Astron. Astrophys., 117, 205, 1983.
2. *S. Pineault*, Astrophys. J., 301, 145, 1986.
3. *Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 31, 337, 1989.
4. *Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 32, 303, 1990.

5. *D. J. Helfand, G. A. Chanan, R. Novick*, Nature, 283, 337, 1980.
6. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 16, 727, 1980.
7. *Д. М. Седракян*, Астрофизика, 18, 417, 1982.
8. *O. Maxwell*, Astrophys. J., 231, 201, 1979.
9. *G. Glen, P. Sutherland*, Astrophys. J., 239, 671, 1980.
10. *А. К. Аветисян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 32, 291, 1990.
11. *G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland*, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
12. *H. A. Bethe, M. Johnson*, Nucl. Phys., A 230, 1, 1974.
13. *W. D. Arnett, R. L. Bowers*, Neutron Star Structure, Publ. in Astron., Univ. of Texas, 9, 1974.
14. *R. I. Epstein*, Astrophys. J., 333, 880, 1988.
15. *N.-C. Chao, J. W. Clark, C.-H. Yang*, Nucl. Phys., A 179, 320, 1972.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6.327

ЭНЕРГИЯ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕПЛОВОЕ ОСТЫВАНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН, Г. С. СААКЯН, А. В. САРКИСЯН

Поступила 20 июня 1990

Рассмотрена возможность использования вызванной вращением деформации нейтронной звезды (НЗ) в качестве источника, подпитывающего ее энергетические потери. При вызванном остыванием НЗ сжатии энергия деформации, превращаясь в тепловую, выделяется, поддерживая в течение длительного времени НЗ в нагретом состоянии. Получены оценки времени остывания НЗ, учитывающие как нейтринные потери, так и потери, обусловленные фотонной светимостью для двух типов уравнений состояния — с π^--мезонным конденсатом и без него (реальный барионный газ). За время, меньшее чем 10 лет, НЗ остывает до температуры $\sim 10^8$ К, а затем до температуры $\sim 10^5$ К за $\tau \sim 10^7$ лет. Для двух пульсаров, оценки изменения угловой скорости вращения которых надежно установлены, показано, что энергия деформации, превращаясь в тепловую, существенно замедляет (даже приостанавливает) процесс остывания НЗ.

1. *Энергия деформации вращающейся нейтронной звезды.* Обусловленная вращением деформация нейтронной звезды (НЗ) вызывает увеличение гравитационной энергии. Эта добавочная гравитационная энергия, которую назовем энергией деформации, запасена во всем объеме звезды и, по существу, является дополнительным источником энергии. При сжатии НЗ энергия деформации может постепенно выделяться, превращаясь в тепловую, покрывая тем самым в течение длительного времени энергетические потери НЗ.

Известно (см., например, [1]), что полная энергия вращения может быть задана соотношением

$$W = \frac{1}{2} I\Omega^2 + \frac{3}{4}\Delta I\Omega^2 + 0(\Omega^6), \tag{1.1}$$

где I — момент инерции, Ω — угловая скорость вращения. Если вычесть из этого выражения кинетическую энергию вращения в том же приближении по угловой скорости $T = \frac{1}{2}\Omega^2(I + \Delta I)$ и перейти к нерелятивистокому пределу, то энергию деформации (т. е. работу сил, компенсирующих центробежные силы) можно представить в виде

$$W_{rot} = \frac{1}{4} \Delta I \Omega^2 = \frac{1}{4} \int \Omega^2 \frac{dI}{d\Omega} d\Omega = \frac{1}{4} \int \Omega^2 \frac{d}{d\Omega} \left(\sum_a m_a r^2_{\perp a} \right) d\Omega \quad (1.2)$$

(здесь $r_{\perp a}$ — цилиндрическая радиальная координата). Будем считать, что

$$r_{\perp} = r_{0\perp} + \xi,$$

где ξ — смещение элемента объема под действием центробежных сил, предположим, что при допустимых без истечения вещества значениях угловой скорости $\xi \ll r_{0\perp}$. Ясно также, что $\xi(\Omega) = \xi(-\Omega)$, поэтому $\xi = f(r_{\perp}) \Omega^2$. Величину функции $f(r_{\perp})$ оценим из соображений размерности так, чтобы

$$\xi \approx \left(\frac{\Omega r_{\perp}}{V_s} \right)^2 r_{\perp}, \quad (1.3)$$

$V_s = (dP/d\rho)^{1/2}$ — скорость звука (наличие V_s в (1.3) вполне естественно, т. к. смещение ξ несомненно должно зависеть от упругих свойств плазмы). Таким образом, учитывая (1.3), для W_{rot} имеем:

$$W_{rot} = \frac{k}{4} \Omega^4 \int \rho \, r^4_{\perp} \, dV. \quad (1.4)$$

Будем считать, ввиду малости Ω, отклонения от сферической симметрии несущественными и предположим, что как плотность ρ, давление P, так и скорость звука V_s зависят лишь от сферической радиальной координаты r. Усреднив (1.4) по углу θ, окончательно получим

$$W_{rot} = \frac{8}{15} \pi k \Omega^4 \int\limits_0^R r^6 \rho \frac{d\rho}{dP} dr. \quad (1.5)$$

Здесь k — константа, возникшая из-за того, что $f(r)$ в (1.3) получено оценкой размерности. Для того, чтобы определить величину k, сравним (1.5) с выражением W_{rot} работы [2]. Тогда для уравнения состояния „SG" [3] численный расчет дает

$$k = -3.91 + 2.74 \rho_{c14} - 0.637 \rho^2_{c14} + 0.05 \rho^3_{c14},$$

а для другого уравнения состояния „SV" [4]

$$k = 0.195 + 0.0193 \rho_{c14}, \quad \rho_{c14} = 10^{-14} \rho_c.$$

Выясним роль энергии деформации в энергетическом балансе нейтронной звезды. Для корректного решения вопроса об источнике внутренней энергии и скорости выделения ее необходимо подробно исследовать механизм трения, которое приводит к торможению вращения. Эта проблема довольно сложна, поэтому здесь приводится лишь упрощенное феноменологическое рассмотрение возможных следствий, связанных с выделением добавочной гравитационной энергии W_{rot}.

Предположим, что энергия W_{rot} выделяется в недрах звезды в виде тепла с мощностью

$$\varepsilon = \frac{3}{8} k\Omega^4 \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r^4 \frac{d\rho}{dP} \tag{1.6}$$

(формула (1.6) получена из (1.4) усреднением по углам), поэтому соответствующий поток энергии в единицу времени есть

$$\widetilde{L}_{rot} = \frac{3\pi}{2} k\Omega^4 \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \int_0^R \rho \frac{d\rho}{dP} \frac{r^6 e^{2\nu}\, dr}{\sqrt{1-\frac{2Gu}{c^2 r}}}, \tag{1.7}$$

$u=u(r)$—масса, накопленная в сфере радиуса r.

Используем далее стандартную схему (см. [9]) для расчета времени остывания двух моделей нейтронных звезд. В одной из них используется сравнительно новое уравнение состояния, учитывающее наличие π^--мезонного конденсата [3], и соответственно вносятся коррективы в оценку нейтринной светимости [5] (модель «SG»), а в другой—уравнение состояния реального барионного газа [4] (модель «SV»).

2. *Тепловое излучение нейтронной звезды.* Тепловая энергия нейтронной звезды сосредоточена в основном в ее центральном адронном шаре. Если не учитывать различия между адронами и ввести понятие «усредненного» адрона с массой $m=2.3\cdot 10^{-24}$ г, тепловая энергия приблизительно равна

$$E_T \approx \frac{2\pi k^2 m^{2/3}}{\hbar^2} T^2 \int_0^{R_0} \rho^{1/3} r^2\, dr, \tag{2.1}$$

где T — температура адронного ядра, которое можно считать изотермичным, R_0 — его радиус. Разумеется, горячая нейтронная звезда, помимо чисто тепловой энергии, обладает также дополнительной потенциальной энергией, обусловленной ее тепловым расширением. Эта энергия порядка

$$\Delta E_G \approx \frac{G M_0^2}{R_0} y, \tag{2.2}$$

где $M_0 \approx M$ — масса адронного шара, а $y = \frac{\Delta R_0}{R_0}$ — его относительное тепловое расширение. Из условия $\Delta E_G \approx E_T$ можно получить величину разбухания разогретого шара по сравнению с холодным [6]

$$y \approx \frac{k^2}{3G\hbar^2}\left(\frac{4\pi}{3}m\right)^{2/3}\frac{R_0^3}{M_0^{5/3}}T^2 = 1.2\cdot 10^{-13} R_{06}^3\, T_7^2\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{5/2}. \quad (2.3)$$

Полная „тепловая" энергия равна сумме $E_T + \Delta E_G$. По мере остывания звезды относительное расширение нейтронной звезды стремится к нулю и вместе с E_T исчезают и ΔE_G.

Оценим время остывания нейтронной звезды. Тепловая эволюция нейтронной звезды описывается уравнениями:

$$\frac{d}{dr}(e^{2\nu}L) = -C_V\frac{4\pi r^2 e^{\nu}}{\sqrt{1-\frac{2GU(r)}{c^2 r}}}\frac{dT}{dt},\ 0 \leqslant r \leqslant R_0, \quad (2.4)$$

$$\frac{d}{dr}(e^{\nu}T) = -\frac{3\varkappa\rho e^{\nu} L_\gamma}{16\sigma T^3 4\pi r^2\sqrt{1-\frac{2GU(r)}{c^2 r}}},\ R_0 \leqslant r \leqslant R. \quad (2.5)$$

Здесь $e^{2\nu} = g_{00}$, $L = L_\gamma + L_\nu$, L_γ — поток энергии теплового излучения с поверхности звезды

$$L_\gamma(R) \approx L_\gamma(R_0) = 4\pi\sigma R^2 T_R^4$$

(T_R — поверхностная температура), L_ν — поток энергии, которая уносится нейтрино, определяемый соотношением

$$\frac{dL_\nu}{dr} = \frac{4\pi r^2 \rho\varepsilon_\nu}{c^2\sqrt{1-2GU(r)/c^2 r}},$$

где ε_ν — мощность нейтринных потерь энергии, определяемая согласно [4] или [9] в зависимости от используемой модели, c_v — удельная теплоемкость адронного газа, равная

$$c_v = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3}\frac{m^{2/3}k^2 T}{\hbar^2}\rho^{1/3},$$

χ — коэффициент непрозрачности. Физические условия в оболочке НЗ («Ае»-фаза) таковы, что основным каналом переноса энергии к поверхности является теплопередача. Непрозрачность χ_c, обусловленная теплопроводностью Ае-плазмы (см. [7]), есть

$$\chi_c = 3.85\cdot 10^{-18}\frac{1+x^2}{x^6}, \qquad x = \frac{p_e}{m_e c},$$

p_F—граничный импульс электрона. В узком слое у поверхности «Ае»-оболочки определенную роль в переносе энергии играют радиационные процессы, причем совершенно незначительны связанно-связанные переходы и комптоновское рассеяние, а для наиболее существенных свободно-свободных переходов непрозрачность χ_r имеет вид [8]

$$\chi_r = 1.4 \cdot 10^{23} \sqrt{\rho}\; T^{-3.5}.$$

Результирующая непрозрачность

$$\chi = \frac{\chi_c \cdot \chi_r}{\chi_c + \chi_r}. \tag{2.6}$$

Поверхностная температура T_R определяется температурой адронного шара T. Учитывая, что в оболочке звезды $U(r) \approx M$, $r \approx R$, $P \ll \rho$, из уравнения (2.5) можно получить хорошую аппроксимационную зависимость T_R от T:

$$\tilde{T}_8 = 0.74 \frac{R}{\sqrt{M}} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{3/4} T_{R6}^{1.65}, \tag{2.7}$$

где $g_{00}(R_0) = e^{2\nu(R_0)}$, $\tilde{T}_8 = 10^{-8}\, T\sqrt{g_{00}(R_0)} \equiv x$, $T_{R6} = 10^{-6}\, T_R$, R и M — радиус и масса звезды в единицах Оппенгеймера-Волкова.

Интегрируя (2.4) от нуля до R_0

$$\tilde{L}_\gamma(R_0) + \tilde{L}_\nu(R_0) = -2\left(\frac{4\pi^2 m}{3}\right)^{2/3} \frac{k^2}{\hbar^2}\, \tilde{T}\frac{d\tilde{T}}{d\tau}\, I(R_0), \tag{2.8}$$

$$I(R_0) = \int_0^{R_0} \frac{\bar{\rho}^{1/3} e^{-\nu} r^2\, dr}{\sqrt{1 - 2GM/c^2 r}},$$

$$\tilde{T} = \sqrt{g_{00}(R_0)}\; T, \quad \bar{\rho} = 4\pi\rho, \quad \tilde{L} = g_{00} L,$$

для времени остывания (в годах) адронного шара от температуры $\tilde{T}_1$ до $\tilde{T}_2$ получаем

$$\Delta\tau\,(\text{год}) = 2.13 \cdot 10^6\, C \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{a\Lambda x^7 + b\, x^{1.42}}, \tag{2.9}$$

где

$$C = 2\int_0^{R_0} \frac{\bar{\rho}^{1/2} r^2\, dr}{\sqrt{g_{00}}\sqrt{1 - 2u/r}}, \qquad a = \begin{cases} 185 & \text{„SG“} \\ 0.56 & \text{„SV“} \end{cases}$$

$$\Lambda = \int_0^{R_0} \frac{\bar{\rho}\, r^2\, dr}{g_{00}^3 \sqrt{1 - 2u/r}},$$

$$b = 2.77 \cdot M^{1.21}/R^{0.42}\left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{0.815}$$

вычислены в единицах Оппенгеймера-Волкова. Тепловая энергия $\tilde{E} = \sqrt{g_{00}}\, E$, наблюдаемые значения светимостей $\tilde{L}_\gamma$ и $\tilde{L}_\nu$ при этом равны $\tilde{E}$ (эрг) $= 6.72 \cdot 10^{46}\, C\, X^2$, $\tilde{L}_\gamma$ (эрг/с) $= b\, x^{2.42} \cdot 10^{33}$, $\tilde{L}_\nu$ (эрг/с) $= a\Lambda \cdot x^8 \cdot 10^{33}$.

Времена остывания для типичных нейтронных конфигураций с уравнениями состояния «SG» и «SV» приведены соответственно в табл. 1 и 2.

В первом столбце этих таблиц приводится температура $\tilde{T}_8$ адронного шара, во втором столбце — соответствующая поверхностная температура T_{R8}, в третьем — тепловая энергия, в четвертом и пятом — фотонная и нейтринная светимости, в шестом — время остывания адронного шара от некоторого начального значения температуры T до конечного, равного 10^5 К. Как видно из таблицы, существует верхний предел температуры адронного шара нейтронной звезды, до которого звезда с более высокой температурой остывает менее чем за 10 лет. Эта предельная температура для моделей «SG» равна $8 \cdot 10^8$ К, а для «SV»—$4 \cdot 10^8$ К. Дальнейшее остывание до 10^5К происходит медленно в течение τ лет.

3. *Время остывания с учетом энергии деформации.* Имея в виду (1.7), можно повторить расчет остывания нейтронной звезды по схеме, изложенной в предыдущем разделе, но уже для моделей с дополнительным внутренним источником энергии (1.6). Тогда вместо (2.9) будем иметь

$$\Delta\tau\,(\text{год}) = 2.13 \cdot 10^6 C \times$$

$$\times \int_0^{x_0} \frac{dx}{-a\,\Lambda\, x^7 - 2.77\, b x^{1.42} + 3.41 \cdot 10^5\, \Omega^3\, \dot{\Omega}\, Dk},$$

где

$$D = \int_0^{R} r^6\, \bar{\rho}\, \frac{d\bar{\rho}}{dP}\, \frac{e^{2\nu}\, dr}{\sqrt{1 - 2u/r}}$$

в единицах Оппенгеймера—Волкова, а энергия реформации и соответствующий поток в единицу времени принимают вид

Таблица 1

«SG»

	$10^{-8} T\sqrt{g_{00}}$	$10^{-6} T_R$	$E\sqrt{g_{00}}$ (эрг)	$L_\gamma \cdot g_{00}$ (эрг/с)	$L_\nu \cdot g_{00}$ (эрг/с)	$10^{-7}\tau$ (год)
	0.01	0.029	$1.61\ 10^{41}$	$3.12\ 10^{26}$	$3.51\ 10^{17}$	6.3353
$\rho_c = 3.4\cdot 10^{14}$ г/см³	1.1	0.118	$1.61\ 10^{43}$	$8.21\ 10^{28}$	$3.51\ 10^{25}$	8.74395
$M = 0.134\ M_\odot$	0.5	0.314	$4.03\ 10^{44}$	$4.03\ 10^{30}$	$1.37\ 10^{31}$	9.37615
$\Lambda = 0.019,\ C = 0.024$	1.0	0.477	$1.61\ 10^{45}$	$2.16\ 10^{31}$	$3.51\ 10^{33}$	9.38969
	2.0	0.726	$6.45\ 10^{45}$	$1.16\ 10^{32}$	$8.99\ 10^{35}$	9.38993
	3.0	0.928	$1.45\ 10^{46}$	$3.08\ 10^{32}$	$2.30\ 10^{37}$	9.38994
	0.01	0.049	$1.46\ 10^{42}$	$4.14\ 10^{27}$	$8.74\ 10^{18}$	4.326639
$\rho_c = 4.64\cdot 10^{14}$ г/см³	0.1	0.171	$1.46\ 10^{44}$	$1.09\ 10^{30}$	$8.74\ 10^{26}$	5.97123
$M = 1.089\ M_\odot$	0.5	0.524	$3.66\ 10^{45}$	$5.36\ 10^{31}$	$3.41\ 10^{32}$	6.37935
$\Lambda = 0.472,\ C = 0.217$	1.0	0.798	$1.46\ 10^{46}$	$2.86\ 10^{32}$	$8.74\ 10^{34}$	6.38468
	2.0	1.214	$5.86\ 10^{46}$	$1.54\ 10^{33}$	$2.23\ 10^{37}$	6.38477
	0.01	0.071	$3.32\ 10^{42}$	$1.29\ 10^{28}$	$1.93\ 10^{20}$	3.15708
$\rho_c = 1.69\cdot 10^{15}$ г/см³	0.1	0.285	$3.32\ 10^{44}$	$3.39\ 10^{30}$	$1.93\ 10^{28}$	4.35706
$M = 2.14\ M_\odot$	0.5	0.757	$8.30\ 10^{45}$	$1.67\ 10^{32}$	$7.55\ 10^{33}$	4.58946
$\Lambda = 10.45,\ C = 0.492$	1.0	1.15	$3.32\ 10^{46}$	$8.91\ 10^{32}$	$1.93\ 10^{36}$	4.59002
	2.0	1.75	$1.33\ 10^{47}$	$4.77\ 10^{33}$	$4.95\ 10^{38}$	4.59003

Таблица 2

«SV»

	$10^{-8}\cdot T\sqrt{g_{00}}$	$10^{-6} T_R$	$E\sqrt{g_{00}}$ (эрг)	$L_\gamma \cdot g_{00}$ (эрг/с)	$L_\nu g_{00}$ (эрг/с)	$10^{-7}\tau$ (год)
1	2	3	4	5	6	7
	0.01	0.019	$8.77\ 10^{41}$	$4.38\ 10^{26}$	$2.10\ 10^{15}$	24.5429
	0.1	0.079	$8.77\ 10^{43}$	$1.15\ 10^{29}$	$2.10\ 10^{23}$	33.8742
$\rho_c = 2.84\cdot 10^{14}$ г/см³	0.5	0.210	$2.19\ 10^{45}$	$5.66\ 10^{30}$	$8.21\ 10^{28}$	36.6832
$M = 0.250\ M_\odot$	1.0	0.320	$8.77\ 10^{45}$	$3.03\ 10^{31}$	$2.10\ 10^{31}$	37.3278
$\Lambda = 0.038,\ C = 0.13$	2.0	0.487	$3.51\ 10^{46}$	$1.62\ 10^{32}$	$5.38\ 10^{33}$	37.4582
	3.0	0.623	$7.87\ 10^{46}$	$4.33\ 10^{33}$	$1.38\ 10^{35}$	37.4613
	4.0	0.740	$1.40\ 10^{47}$	$8.68\ 10^{32}$	$1.38\ 10^{36}$	37.4616

1	2	3	4	5	6	7
$\rho_c = 6.82 \cdot 10^{14}$ г/см^3	0.01	0.039	$1.18\ 10^{42}$	$2.39\ 10^{27}$	$1.42\ 10^{14}$	6.03946
$M = 0.776\ M_{\odot}$	0.1	0.159	$1.18\ 10^{44}$	$6.39\ 10^{29}$	1.42 10[illegible]	8.33568
$\Lambda = 0.255\ C = 0.175$	0.5	0.423	$2.95\ 10^{45}$	$3.09\ 10^{31}$	5.54 10[illegible]	9.02672
	1.0	0.644	$1.18\ 10^{46}$	$1.06\ 10^{32}$	1.42 10[illegible]	9.18143
	2.0	6.980	$4.72\ 10^{46}$	$8.86\ 10^{32}$	$3.63\ 10^{24}$	9.20940
	3.0	1.254	$1.06\ 10^{47}$	$2.36\ 10^{33}$	9.30 10[illegible]	9.21001
	4.0	1.492	$1.88\ 10^{47}$	$4.74\ 10^{33}$	9.29 10[illegible]	9.21006
$\rho_c = 4 \cdot 10^{15}$ г/см^3	0.01	0.077	$1.66\ 10^{43}$	$9.82\ 10^{27}$	$9.90\ 10^{17}$	2.07170
$M = 1.540\ M_{\odot}$	0.1	0.312	$1.66\ 10^{44}$	$2.58\ 10^{30}$	8.90 10[illegible]	2.85937
$\Lambda = 16.04\ C = 0.246$	0.5	0.827	$4.15\ 10^{45}$	$1.27\ 10^{32}$	3.48 10[illegible]	3.09190
	1.0	1.261	$1.66\ 10^{46}$	$6.79\ 10^{32}$	8.90 10[illegible]	3.11656
	2.0	1.920	$6.64\ 10^{46}$	$3.63\ 10^{33}$	2.28 10[illegible]	3.11749
	3.0	2.454	$1.49\ 10^{47}$	$9.69\ 10^{33}$	5.84 10[illegible]	3.11751

Таблица 3

I. $M = 1.185\ M_{\odot}$, $R = 11.95$ км, $\rho_c = 4.83 \cdot 10^{14}$ г/см^3 „SG" $\Lambda = 0.575$, $C = 0.239$, $D = 1.348$, $\bar{D} = 1.646$

Ω (с$^{-1}$)	τ (год)	L_{rot}(эрг/с)	W_{rot}(эрг)
200	$4.099 \cdot 10^{7}$	$5.31 \cdot 10^{34}$	$1.77 \cdot 10^{45}$
17.45	$2.438 \cdot 10^{8}$	$3.95 \cdot 10^{27}$	$1.03 \cdot 10^{41}$
0	$2.438 \cdot 10^{8}$	0	0

II. $M = 1.165\ M_{\odot}$, $R = 10.98$ км, $\rho_c = 1.14\ 10^{15}$ г/см^3 „SV" $\Lambda = 0.8536$, $C = 0.218$, $D = 0.2679$, $\bar{D} = 0.3413$

Ω (с$^{-1}$)	τ (год)	L_{rot}(эрг/с)	W_{rot} (эрг)
200	$4.203 \cdot 10^{7}$	$3.32 \cdot 10^{34}$	$1.16 \cdot 10^{45}$
17.45	$1.687 \cdot 10^{8}$	$1.715 \cdot 10^{27}$	$6.71 \cdot 10^{40}$
0	$1.687 \cdot 10^{8}$	0	0

$$L_{rot} = 2.71 \cdot 10^{37}\ \Omega^4 \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} D \cdot k,$$

$$W_{ro} = \frac{1.211}{4\pi} \cdot 10^{38}\ \Omega^4\ \bar{D}\ k,$$

$$\bar{D} = \int_0^R r^6 \bar{\rho} \frac{d\bar{\rho}}{d\bar{P}} dr \text{ (в единицах „OV“)}.$$

Результаты приводятся в табл. 3. Для Ω и $\dot{\Omega}/\Omega$ выбраны значения, соответствующие пульсарам PSR 0532 ($\Omega = 200$ с$^{-1}$ $\dot{\Omega}/\Omega = 1.3 \times 10^{-11}$ с$^{-1}$), PSR 1933 ($\Omega = 17.45$ с$^{-1}$, $\dot{\Omega}/\Omega = 1.67 \cdot 10^{-14}$).

Время остывания подсчитано для интервала температур от $T = 10^8$ K до $T = 10^5$ K. Наличие дополнительного источника энергии приводит к тому, что звезда остывает до определенной температуры ($1.39 \cdot 10^6$K «SG» и $7.6 \cdot 10^5$ «SV»), после чего этот процесс останавливается.

Ереванский государственный университет

THE DEFORMATION ENERGY AND THE THERMAL COOLING OF THE ROTATING NEUTRON STARS

G. G. HAROUTYUNIAN, V. V. PAPOYAN, G. S. SAHAKIAN, A. V. SARKISSIAN

The utilisation possibility of rotation induced neutron star (NS) deformation to be a source of nourishment of star energy loses is considered. The star collapsing process caused by cooling yields deformation energy which transforms into heat keeping NS in hot state for a long time. The estimates of NS cooling time were obtained which take into account both neutrino losses and the losses caused by photon radiation for the two types of equations of state with and without π^- mesonic condensate (real barionic gas). For a time less than 10 years NS is cooling down to $\sim 10^8$K and later to 10^5 K for $\tau \sim 10^7$ years. It is shown for two pulsars, for which the estimates of rotation energy reliably established that the deformation energy transformed into heat slows down essentially (and sometimes stops) the NS cooling process.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. B. Hartle*, Astrophys. and Space. Sci., 24, 385, 1973.
2. *B. Балек*, Материалы Всесоюзного рабочего совещания «Физика сверхплотных небесных тел», Ереван, 1980, стр. 49.
3. *L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian*, Astrophys. and Space Sci., 95, 305, 1983.
4. *G. S. Sahakian*, „Equilibrium Configurations of Degenerate Gaseous Masses“, John Wiley and Sons, 1974.
5. *Л. Ш. Григорян*, Астрофизика, 17, 398, 1981.
6. *Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 26, 251, 1987.
7. *E. Schatzman*, Handbuch der Physik, Bd. 51, Springer-Verlag, Berlin, 1958, p. 729,
8. *B. J. Brikworth*, Nature, 201, 1308, 1964.
9. *S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky*, „Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars“. John Wiley and Sons, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 530.12;524.354.6

ЗВЕЗДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ ПО ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Р. М. АВАКЯН, Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 20 июня 1990
Принята к печати 15 июля 1990

Найдены интегральные характеристики конфигураций с однородным распределением вещества для двух различных вариантов граничных условий в обобщенной теории тяготения. Показано, что при нетрадиционном подходе к интерпретации полученных результатов, например, с позиций маховского принципа, можно существенно расширить спектр значений макроскопических параметров.

1. *Введение*. Как известно, существует альтернативное эйнштейновскому истолкование принципа эквивалентности, так называемый принцип Маха [7], согласно которому инерция интерпретируется как гравитационное воздействие. Это маховское представление вошло в первоначальную разработку общей теории относительности как доктрина Маха—Эйнштейна [7]. Эйнштейн конструктивно усилил принцип Маха, предположив, что инертная масса тела должна быть однородной линейной функцией гравитационного потенциала Вселенной. (Соответственно этому и уравнения движения принимает такой вид, что в отсутствие удаленных масс исчезает инерционный член. Такой подход требует, однако, основательной переработки ньютоновской механики).

Из-за локальной равноценности эйнштейновской геометрической и маховской динамической интерпретации эквивалентности инерции и тяготения у Эйнштейна вначале возникло представление, что ОТО вместе с общим принципом относительности должна бы заключать в себе принцип Маха. Эйнштейн полагал, что такое толкование возможно на основании его полевых уравнении, потому, что $g_{\mu\nu}$ охватывают и инерциальные, и гравитационные воздействия (в противоположность этому в ньютоновской теории поля инерции, вообще говоря, не удовлетворяют уравнению Лапласа $\Delta\Phi = 0$). Однако в дальнейшем Эйнштейн выяснил фундаментальное различие между общим принципом относительности и принципом Маха, заметив, что, в противоречие с доктриной Маха—Эйнштейна, уравнения определяют метрику не полностью, а лишь с точностью до граничных условий. Но как раз эти граничные условия и определяют глобальные системы отсчета и тем самым силы инерции. Действительно, эйнштейновские уравнения — это уравнения в частных производных и в них принципиально не содержится сведений о граничных условиях. Поэтому в ОТО принцип Маха может быть, самое большее, принципом выбора граничных условий, с помощью которого отбираются именно такие граничные условия, которые делают возможной реализацию доктрины. Но в связи с этим нужно отметить, что существующая общая теория относительности исходит из требования, чтобы из нее в качестве первого приближения получалась ньютоновская гравитационная динамика, и поэтому доктрина Маха—Эйнштейна в ней совершенно не находит места. В нашей задаче сферически-симметричного распределения материи в ограниченной области пространства это проявляется в том, что начальные условия (в центре конфигурации) оказывают вполне определенными (будем их в дальнейшем называть несингулярными).

Исходя из этих соображений, можно понять преимущества ОТТ, которая кроме граничных условий, характерных для ОТО, допускает возможность существенно отличающихся граничных условий (сингулярных), которые естественно связаны с другими условиями на больших расстояниях, что можно связать с основными положениями принципа Маха.

Существует серия работ, в которых построены конфигурации с несингулярными [2, 4] и сингулярными [6] начальными условиями. В последнем случае получены интересные результаты — модели со сколь угодно большими массами. Однако в этих работах допущена серьезная некорректность. Одна из постоянных интегрирования принята универсальной. Кроме того, внутреннее решение сшивается с параметрическим внешним решением Гекмана [5], а это связано с техническими трудностями. Поэтому целесообразно выполнить аналогичный расчет, исправив допущенную ошибку и использовав однородные координаты, для которых внешнее решение имеет значительно более удобный вид.

2. *Полевые уравнения и вакуумное решение.* Статические, сферически-симметричные гравитационные поля изолированных самогравитирующих конфигураций в однородных координатах x^μ $\{t, R, \theta, \Phi\}$ принято описывать выражением

$$dS^2 = e^{2\alpha(R)}\,\partial t^2 - e^{2\beta(R)}[dR^2 + R^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\Phi^2)] \qquad (1)$$

Подставим $g_{\mu\nu}$ из (1) в уравнения ОТТ (см., например, [6])

$$\frac{\chi^{\mu}_{;\mu}}{\chi} - \frac{2\chi^{\mu}\chi_{;\mu}}{\chi^3} = \frac{\chi T}{2\zeta - 3}, \qquad \mu, \nu \dots = 0, 1, 2, 3 \qquad (2)$$

$$R^{\mu}_{\nu}+\frac{\chi^{;\mu}_{;\nu}}{\chi}+(\zeta-2)\,\frac{\chi^{;\mu}\chi_{;\nu}}{\chi^{2}}=\chi\left(T^{\mu}_{\nu}+\frac{\zeta-1}{3-2\zeta}\,T\,\delta^{\mu}_{\nu}\right),$$

и выберем простые комбинации [8]

$$t_1+\varphi t=\chi e^{2\beta}\,\frac{(\varepsilon-3P)}{3-2\zeta}, \tag{3}$$

$$y_1+\varphi\, y=\chi e^{2\beta}\,\frac{[(2-\zeta)\,\varepsilon+(1-\zeta)\,3P]}{3-2\zeta}, \tag{4}$$

$$t_1-2z_1+z\,(t-z)+\left(\frac{\zeta}{2}-1\right)t^{2}=\varepsilon\,\chi\,e^{2\beta}, \tag{5}$$

$$\varphi_1+\varphi^{2}-\frac{\varphi}{R}=2\,P\,\chi\,e^{2\beta}, \tag{6}$$

где $t=\chi_1/\chi$, $\varphi=y+z-t$, $y=\alpha_1$, $z=\beta_1\dfrac{2}{R}$.

Здесь $(\cdots)_1=\dfrac{\partial}{\partial R}(\cdots)$, ε и P — плотность энергии и давление вещества, ζ — безразмерная константа ОТТ, $\chi=\chi(R)$ —гравитационный скаляр (принята система единиц $c=G_0=1$, где G_0 — ньютоновская гравитационная постоянная).

Система (3)—(6) вместе с уравнением гидростатического равновесия

$$y=-\frac{P_1}{\varepsilon+P} \tag{7}$$

полностью определяют гравитационное поле и скаляр ОТТ χ во всей области изменения R.

Для численного интегрирования более подходящей, на наш взгляд, является следующая форма уравнений, эквивалентная (3)—(6):

$$\frac{\chi_1}{\chi}=V\,\frac{\chi}{R^{2}}\,e^{-(\alpha+\beta)}, \tag{8}$$

$$V_1=R^{2}\,e^{\alpha+3\beta}\left(\frac{\varepsilon-3P}{3-2\zeta}\right), \tag{9}$$

$$\alpha_1=m\,\frac{\chi}{R^{2}}\,e^{-(\alpha+\beta)}=-\frac{P_1}{\varepsilon+P}, \tag{10}$$

$$m_1=R^{2}\,e^{\alpha+3\beta}\,\frac{[(2-\zeta)\,\varepsilon+(1-\zeta)\,3P]}{3-2\zeta}, \tag{11}$$

$$\beta_1=-U\,\frac{\chi}{R^{2}}\,e^{-(\alpha+\beta)}, \tag{12}$$

$$U_1 = R^2 e^{\alpha+3\kappa} \frac{[(1-\zeta)\varepsilon + \zeta P]}{3-2\zeta} + \frac{m-(U+V)}{R}. \tag{13}$$

Здесь уместно пояснить, почему вместо кажущихся более естественными координат кривизны (r-радиус «эквипотенциальной» сферы) используются однородные координаты. Дело в том, что известное вакуумное решение статической сферически-симметричной задачи ОТТ в координатах кривизны [5] имеет параметрический вид, что существенно затрудняет сшивку на границе конфигурации. Что же касается вакуумного решения в однородных координатах, то оно выглядит достаточно просто (впервые получено Брансом [1]). Действительно, при $R \geqslant R_s$ (индексом «S» будем снабжать величины, относящиеся к границе конфигурации $R = R_s$, определяемой условием $P = 0$). Из (9), (11) и (13) имеем

$$V = V(R_s) \equiv V_s, \quad m = m(R_s) \equiv m_s,$$
$$U = (m_s - V_s) + \frac{B}{R}, \qquad B = \text{const}. \tag{14}$$

Далее, суммируя (8), (10) и (12) и интегрируя полученное, найдем

$$\frac{e^{\alpha+\beta}}{\chi} = \frac{B}{2R^2} + C.$$

Поэтому

$$\chi = \chi_0 \left(\frac{1-R_0/R}{1+R_0/R}\right)^{a/\eta},$$
$$e^{\alpha} = e^{\alpha_0} \left(\frac{1-R_0/R}{1+R_0/R}\right)^{1/\eta}, \tag{15}$$
$$e^{\beta} = e^{\beta_0}(1+R_0/R)^2 \left(\frac{1-R_0/R}{1+R_0/R}\right)^{\frac{(a-1+\eta)}{\eta}}.$$

Здесь введены новые обозначения для постоянных интегрирования

$$a = \frac{V_s}{m_s}, \qquad \eta = \frac{\sqrt{2BC}}{m_s},$$
$$R_0 = \frac{\eta \chi_0 m_s}{2}, \qquad \chi_0 = 1/C. \tag{16}$$

Нетрудно показать, что полевые уравнения задачи удовлетворяются, если выполнено соотношение

$$\eta^2 = (a-1)^2 + a - \frac{1}{2}\zeta\, a^2, \qquad (17)$$

кроме того, в (16) учтена асимптотическая псевдоевклидовость метрики.

Замечание 2.1. Йордан [5], а вслед за ним другие авторы [6], основываясь на ошибочных рассуждениях, полагали, что

$$a = \frac{2}{3-2\zeta}$$

является универсальной константой ОТТ. В [9] было показано, что постоянная интегрирования a зависит от значения центральной плотности, т. е. меняется от конфигурации к конфигурации (кстати, последнее обстоятельство не было замечено Брансом [3]).

3. *Внутреннее решение. Граничные условия.* Для того, чтобы приспособить систему (8)—(13) к потребностям численного интегрирования, все искомые функции представим в виде

$$\chi = \chi_0\, y_1(x), \quad \beta = \beta^0 + y_5(x), \quad \alpha = \alpha^0 + y_3(x),$$
$$V = V^0 y_2(x), \quad m = m^0 y_4(x), \qquad (18)$$
$$U = y_0(x)\, V^0, \qquad \tilde{\varepsilon} = \varepsilon\, \chi^0 e^{2\beta^0}, \quad q = y_7(x).$$

Нетрудно убедиться, что

$$V^0 = m^0 = U^0 = \frac{e^{\alpha^0+\beta^0}}{\chi^0},$$

а $\tilde{\varepsilon}$ можно принять, например, равным единице. Тогда получится эквивалентная система уравнений для функций $y_i(x)$ $(i = 1, \ldots, 7)$. В отличие от эйнштейновской теории выбор граничных условий y_i в ОТТ оказывается неоднозначным. Существует несингулярный вариант начальных условий (в центре конфигурации $x_c = 0$)

$$y_1(x_c) = 1 + \frac{C_1}{6}x^2, \quad y_2(x_c) = \frac{C_1}{3}x^3, \quad y_3(x_c) = \frac{C_2}{6}x^2,$$
$$y_4(x_c) = C_2 x^3/3, \quad y_5(x_c) = -\frac{x^2}{8}\left(\frac{C_2 - C_1}{3} + C_3\right); \qquad (19)$$
$$y_6(x_c) = \frac{x^3}{4}\left(\frac{C_2 - C_1}{3} + C_3\right), \quad y_7(x_c) = q_c - \frac{C_2(1+q_c)}{6}x^2,$$

а также сингулярный вариант ($x_c = 1$)

$$
\begin{aligned}
&y_1(x_c) = (x-1)^p, \quad p = \sqrt{\frac{2}{2-\zeta}},\\
&y_2(x_c) = p + C_1 \frac{(x-1)^{3n+1}}{3n+1}, \quad n = p+1,\\
&y_3(x_c) = C_3 \frac{(x-1)^{3n+1}}{(3n+1)^2}, \quad C_1 = -\frac{3y_7(1)-1}{2\zeta-3},\\
&y_4(x_c) = C_2 \frac{(x-1)^{3n+1}}{3n+1}, \quad C_2 = \frac{\zeta-2-3y_7(1)(1-\zeta)}{2\zeta-3},\\
&y_5(x_c) = n\ln(x-1), \quad C_3 = \frac{\zeta-1-\zeta\, y_7(1)}{2\zeta-3},\\
&y_6(x_c) = -n + (x-1) + C_3 \frac{(x-1)^{3n+1}}{3n+1},\\
&y_7(x_c) = y_7(x_c=1) - C_2 \frac{(1+y_7(x_c=1))}{(3n+1)^2}(x-1)^{3n+1}.
\end{aligned}
\tag{20}
$$

Обратим внимание на то, что в расчете используется координата $x = R/R_c$, где R_c константа, определяемая из граничных условий. Известно, что метрика в однородных координатах допускает такие масштабные преобразования, а это для нашей задачи немаловажно, поскольку нулевому значению шварцшильдовской координаты в случае сингулярных начальных условий соответствует отличное от нуля значение $R = R_c$. Интегрирование ведется до значения x_s, определяемого условием $q = 0$. На границе конфигурации $(x = x_s)$ внешнее и внутреннее решения сшиваются условием непрерывности метрических коэффициентов, гравитационного скаляра χ и их первых производных. В результате, постоянные интегрирования могут быть подсчитаны с помощью следующих соотношений:

$$
\begin{aligned}
&a = \frac{y_2(x_c)}{y_4(x_s)}, \quad R_c = \frac{1}{\sqrt{\chi_0 B}},\\
&\frac{x_0}{x_s} = -\frac{1}{\eta}\left(\frac{y_6(x_s)}{y_4(x_s)} + a - 1\right),\\
&e^{\alpha_0} = \left(\frac{1-x_0/x_s}{1+x_0/x_s}\right)^{1/\eta} e^{-y_3(x_s)},\\
&\chi_0 = \frac{8\pi}{y_1(x_s)}\left(\frac{3-2\zeta}{4-2\zeta}\right)\left(\frac{1-x_0/x_s}{1+x_0/x_s}\right)^{a/\eta},
\end{aligned}
\tag{21}
$$

$$\frac{e^{\lambda_0}}{R_c} \equiv B = \left(1 + \frac{x_0}{x_s}\right)^2 \left(\frac{1 - x_0/x_s}{1 + x_0/x_s}\right)^{\frac{a+\eta-1}{\eta}} e^{-y_1(x_s)},$$

M и R_s — масса и радиус конфигурации, определенные с точностью до корня квадратного из плотности энергии, при этом равны

$$\sqrt{\varepsilon} M = \frac{2}{\eta^2} \frac{x_s}{B\sqrt{\chi_0}} \left(1 - a - \frac{y_6(x_s)}{y_4(x_s)}\right), \quad \sqrt{\varepsilon} R_s = \frac{x_s}{B\sqrt{\chi_0}}.$$

4. *Результаты интегрирования.* Рис. 1, 2 представляют полученные на ЭВМ результаты численного интегрирования. На рис. 1 — зависимость массы от параметра $a = \frac{3q_c + 1}{q_c + 1}$ (q_c принимает для модели несжимаемой жидкости значения от нуля до ∞, что соответствует $1 \leqslant a < 3$) в случае несингулярных начальных условий для различных ζ. Рис. 2 аналогичен рис. 1, с той разницей, что начальные условия сингулярны. Интересно отметить то обстоятельство, что в случае слабых полей ($q \ll 1$) константа a может быть выражена следующим образом: несингулярные начальные условия,

$$a = \frac{V_s}{m_s} = \frac{1}{2 - \zeta} \tag{22}$$

сингулярные начальные условия,

$$a = \frac{V_s}{m_s} = \frac{1}{2 - \zeta} + \frac{2}{m_s} \frac{1}{\sqrt{2 - \zeta}} \tag{23}$$

что соответствует различным условиям на больших расстояниях от конфигурации. Для (22) гравитационное поле имеет ньютоновский предел и $\varphi \to 0$, а в случае (23) можно, например, привлечь известную доктрину Маха—Эйнштейна, суть которой сводится к индукции инерции гравитационным потенциалом удаленных масс. Вселенная при этом—модель такого множества тел, в центральной области которого глобальный гравитационный потенциал оценивается $\frac{3}{2} G \frac{M}{R} = \varphi$. Как известно, при скалярном взаимодействии эффективная инертная масса m^* зависит от внешнего потенциала, причем притяжение связано с отрицательной индукцией массы [7]

$$m^* = m - \varphi/C^2.$$

Рис. 1. Зависимость массы M конфигурации от параметра $\alpha = (3q_c + 1)/(q_c + 1)$ для несингулярных начальных условий.

Видимо, так можно объяснить тот факт, что на рис. 2 кривая с $\zeta = -1000$ так существенно отличается от эйнштейновского предела, и использовать это различие для оценки среднего φ. В связи с эйнштейновскими опытными данными можно сказать следующее. В рамках механики, согласующейся с доктриной Маха—Эйнштейна, например, при рассмотрении движения перигелия планет, получается эффект с противоположным знаком [7, 10]. Поэтому оценка конкретно этого эффекта становится следующей:

$$\delta\varphi = \left(\frac{4 - 3\zeta}{6 - 3\zeta} + \Delta\right)\delta\varphi^{Э}.$$

И если близкий к эйнштейновскому результат в случае несингулярных начальных условий получается при $|\zeta| > 500$, то теперь это значение смещается в область малых значений $|\zeta|$. А это интересно в связи с тем, что (это видно из рисунков) для определенных ζ кривые становятся немонотонными, причем с уменьшением $|\zeta|$ максимум растет и смещается в сторону малых q_c, а область существования равновесных конфигураций чрезвычайно сужается.

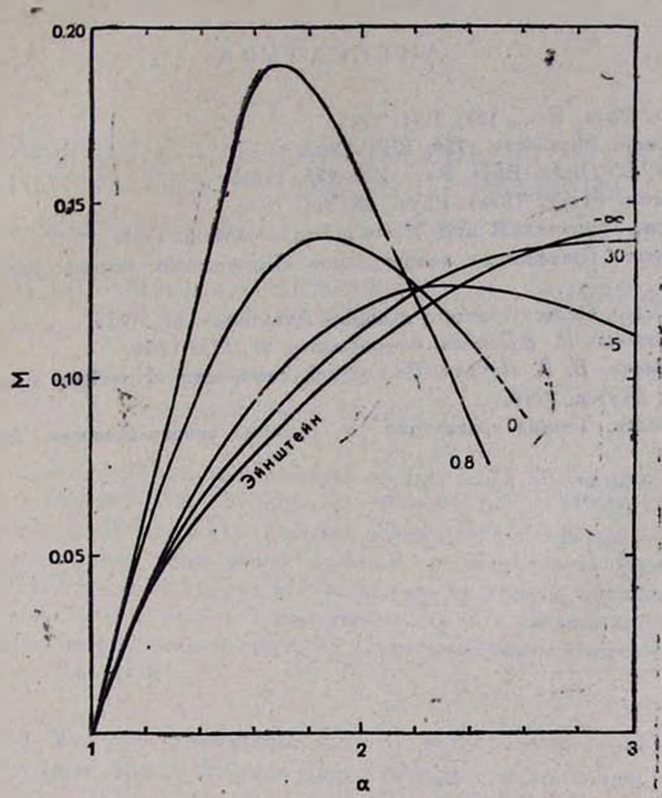

Рис. 2. Зависимость массы M конфигурации от параметра $\alpha = (3q_c + 1)/(q_c + 1)$ для сингулярных начальных условий.

Авторы благодарны участникам семинара кафедры теоретической физики за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

STELLAR CONFIGURATIONS FROM INCOMPRESSIBLE FLUID IN GENERALIZED THEORY OF GRAVITATION

R. AVAKIAN, G. HAROUTYNIAN, V. PAPOYAN

For two different versions of boundary conditions the integral parameters of the configurations with uniform distributions of matter in frameworks of generalized theory of gravitation has been calculated. It is shown that one can essentially expand the spectrum of the values of macroscopical parameters, using a non traditional approach (for instance, from Mach's principle) for the interpretation of the results obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. Brans*, Phys. Rev., 125, 2194, 1962.
2. *A. Salmona*, Phys. Rev., 154, 1218, 1967.
3. *C. Brans, R. Dicke*. Phys. Rev., 124, 925, 1961.
4. *T. Matsuda*, Progr. Theor. Phys., 48, 341, 1972.
5. *P. Jordan*, Schwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1955.
6. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
7. *Г. Ю. Тредер*, Относительность инерции, Атомиздат, М., 1975.
8. *Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян*, Астрофизика, 21, 175, 1984.
9. *Р. М. Авакян, В. В. Папоян*, Сб. трудов совещания «Новейшие проблемы гравитации», Якутск, 1990.
10. *Г. Ю. Тредер*, Теория гравитации и принцип эквивалентности, Атомиздат, М., 1973.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524:520.843

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. I. ПОЛЯ $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59°00'$ и $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51°00'$

Дж. А. СТЕПАНЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА, Л. К. ЕРАСТОВА

Поступила 20 июня 1990

Принята к печати 12 июля 1990

Приводятся данные о 54 звездных объектах из двух полей SBS-обзора с координатами центров $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59°00'$ и $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51°00'$. Открыто 23 QSO, два Liner и одна сейфертовская галактика первого типа. Остальные — белые карлики и горячие субкарлики. Один объект оказался континуальным. Природу двух объектов, SBS 0942+501 и SBS 0954+510, установить не удалось. Приводятся основные параметры эмиссионных линий и другие данные для всех квазизвездных объектов, а также сканы подавляющего большинства QSO. Даны также сканы некоторых типичных белых карликов и субкарликов.

1. *Введение.* Как уже отмечалось [1—6], в Бюракане начат и продолжается по настоящее время Второй Бюраканский спектральный обзор неба (SBS) с целью поиска и изучения слабых (17^m—$19^m.5$) внегалактических пекулярных объектов. Опубликованы результаты низкодисперсионной спектроскопии шести полей Второго обзора, содержащих данные о 741 звездном объекте и галактиках.

Дальнейшее более обстоятельное исследование объектов, отобранных в ходе SBS обзора, проводится на 6-м телескопе САО АН СССР путем получения щелевых спектров. В ходе спектральных наблюдений, проводимых на БТА, наряду с исследованием галактик с УФ-континуумом Второго обзора, нами были получены щелевые спектры около двух сотен кандидатов в QSO и BSO, а также сейфертовских галактик. Ранее [7] нами были приведены результаты исследований 31 объекта: 21 QSO и 10 сейфертовских галактик, однако количественных данных о них не приводилось.

В настоящей статье мы приводим результаты спектральных исследований 54 звездных объектов из кандидатов в QSO и BSO, расположенных в двух полях SBS обзора с координатами центров $\alpha = 08^m00^h$, $\delta = +59°00'$ и $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51°00'$.

2. *Наблюдения и обработка данных.* До середины 1984 г. наблюдения проводились в прямом фокусе БТА со спектрографом УАГС в комбинации с ЭОП УМ-92 и УМК-91В, на фотопленке А-500 и А-600 с дисперсиями 90—100 А/мм и спектральным разрешением 5—8 А. Начиная со второго полугодия 1984 г., наблюдения проводились с помощью спектрографа СП-124, установленного в фокусе Несмита БТА, с набором дифракционных решеток, дающих обратную линейную дисперсию около 100 и 200 А/мм. В качестве светоприемной аппаратуры использовался 1024-канальный счетчик фотонов (сканер) [8]. При этом спектральное разрешение составляло около 3—4 А, спектральная ширина одного канала была равна примерно 1.7 А.

Обработка щелевых спектров, полученных с помощью ЭОП, проводилась для части объектов с помощью автоматического микроденситометра АМД САО АН СССР, записи обрабатывались на ЭВМ по программе «СИПРАН», выполнялась редукция, включающая линеаризацию спектра, вычитание фона неба и перевод в интенсивности, для другой части объектов, в основном звезд, записи производились с помощью микроденситометра ИФО-451 БАО в оптических плотностях для определения типа объекта.

Спектральная классификация звезд проведена нами согласно общепринятым критериям [9, 10].

3. *Результаты исследований.* В табл. 1 приведены сводные данные об изученных объектах: 1—обозначение SBS согласно [1—6], 2—дата наблюдений, 3—исследованный спектральный диапазон в ангстремах, 4—время экспозиции в секундах, 5—звездная величина согласно [1—6], 6—обзорный тип согласно [1—6], 7—спектральный тип.

В табл. 2 собраны результаты измерений параметров эмиссионных линий, выполненных нами для внегалактических объектов: 1—обозначение SBS; 2—звездная величина согласно [1—6]; 3—абсолютная звездная величина при $H = 75$ км/с·Мпк и $q_0 = 0$, с учетом галактического поглощения $\Delta m = 0.25 \operatorname{cosec} |b^{II}|$; 4 — среднее значение красного смещения, определенное по сильным эмиссионным линиям; 5—наблюдаемая длина волны эмиссионной линии; 6 и 7—лабораторная длина волны эмиссионной линии иона и ион, отождествляемый нами; 8—полная ширина эмиссионной линии на уровне непрерывного спектра (*FWOI*); 9—полная ширина линии на половине интенсивности (*FWHI*); 10— наблюдаемое значение эквивалентной ширины эмиссионной линии.

Таблица 1

Обозначение SBS	Дата	Спектральный диапазон (A)	Экспозиция (с)	m_B	Обзорный тип	Спектральный тип
1	2	3	4	5	6	7
0743+605	27.12.84	3500—5700	1500	19^m	BSO	sdB:
0743+601	04.01.84	3600—5700	840	17	BSO	DAF
0744+603	04.01.84	3600—5700	1140	17.5	BSO	DAF
0745+601 B	11.11.85	3700—5400	624	18	BSO	sdB:
0746+587	27.12.84	3500—5700	1020	18	BSO	DAF
0747+611	10.04.81	5400—7500	600	17.5	QSO	QSO
	26.11.81	3600—5700	600			
	27.11.81	5400—7500	660			
0751+591	27.12.84	3500—5700	1020	18	BSO	DF
0751+600	07.04.86	3520—5160	1006	17.5	BSO	DAF
0751+602	04.01.84	3600—5200	1800	18	BSO	DAF
0753+590	04.01.84	3600—5200	900	17	BSO	DAF
0757+604	26.12.84	3500—5700	1500	19	QSO	QSO
0759+609	25.11.81	3400—5100	840	18	QSO	DAB
	26.12.84	3500—5200	900			
0800+603 A	26.12.84	3500—5200	1500	18	QSO	DA
0801+602	26.12.84	3500—5200	1500	18.5	BSO	DF
0801+581	04.01.84	3500—5200	1200	16.5	QSO	QSO
	08.11.85	3520—5280	1632			
	08.11.85	4730—6510	1627			
0804+590	25.11.81	3400—5100	960	18.5	QSO	sdB—O:
	27.11.81	5700—7500	900			
	26.12.84	3500—5200	1200			
0805+607	26.12.84	3500—5200	1200	18.5	BSO	Liner
	02.03.89	3700—5500	746			
	02.03.89	5200—7100	1918			
0933+525	27.11.87	3330—6730	1205	19	BSO	sdOA
0934+495	10.11.85	3430—6000	1768	18.5	BSO	DAO
0934+504	14.02.86	3430—5270	2351	19.5	BSO	sdB
0935+501	07.04.86	3520—5160	3277	19.5	QSO	QSO
0936+518	10.11.85	3680—5440	639	18	QSO	QSO
	10.11.85	3330—5080	845			
0936+522	06.04.86	3520—5160	1427	18	QSO	Cont
	06.04.86	5000—6640	1261			
0936+514	10.11.85	3320—5080	733	17.5	QSO	QSO
0937+503	06.04.86	3500—5160	2288	18.5	QSO	QSO
	26.04.87	3330—6730	2250			

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0937+521	10.02.86	3630—5430	2753	18	QSO	QSO
	31.03.87	3330—6730	3400			
0938+496	14.02.86	3440—5280	1964	19.5	QSO	QSO
	31.03.87	3330—6730	3488			
	27.11.87	3400—6800	1819			
0941+502	26.11.87	3400—6800	3089	19.5	QSO	QSO
0942+501	12.02.86	3530—5350	1229	17.5	QSQ	?
	29.03.87	3360—6760	1795			
0943+511	11.11.85	3320—5080	1550	18.5	QSO	QSO
0943+527	13.02.86	3440—5260	945	19.5	QSO	QSO
0943+510	05.04.86	3500—5160	2752	19.5	QSO	sdOA
0943+532	08.03.88	3360—6760	628	18	QSO	DF
0943+498	05.04.86	3500—5160	508	19.5	QSO	QSO
	31.03.87	3330—6730	3227			
0945+516	12.02.86	3530—5350	740	18.5	BSO	DA
0946+501 A	11.11.85	3320—5080	1511	18	QSO	DO
0946+501 B	11.11.85	3320—5080	1368	19	QSO	QSO
	29.03.87	3360—6760	2786			
	26.11.87	3330—6730	2599			
0946+514	06.04.86	3500—5160	1415	18	QSO	DAO
0947+496	12.02.86	3510—5330	3199	18.5	QSO	QSO
	24.11.87	3430—6800	3700			
0947+523	12.02.86	3530—5350	1959	18.5	QSO	sdOB
	27.11.87	3330—6730	1234			
0947+507	10.02.86	3530—5350	1380	19	QSO	QSO
	25.11.87	3430—6800	1622			
0949+510	10.02.86	3630—5440	1287	18	QSO	QSO
	08.04.86	3530—5160	2043			
0949+507	13.02.86	3430—5270	2190	19	QSQ	QSO
	25.11.87	3430—6800	1180			
0950+521	10.02.86	3530—5360	1170	18	QSO	sdB
	24.11.87	3430—6800	1183			
0951+518	10.11.85	3320—5080	649	18	BSO	Liner
	10.11.85	4730—6510	684			
0952+516	14.02.86	3400—5270	1567	19	QS O	QSO
	25.11.87	3430—6800	1268			
0952+505	09.03.88	3430—6800	451	18	BSO	DA
0094+495	27.11.87	3300—6700	753	18.5	QSO	QSO
0954+504	26.11.87	3300—6700	913	19	QSO	QSO

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
0954+502	09.03.87	3430—6800	1325	19	BSO	QSO
0954+510	27.11.87	3300—6700	1388	18	BSO	?
0954+503	26.11.87	3300—6700	1250	19.5	QSO	QSO
0956+510	10.02.86	3530—5350	1164	17	BSO	Syl
	10.02.86	4800—6500	780			
0956+497	27.11.87	3300—6700	860	18.5	BSO	DA

Таблица 2

Обозначение SBS	m_B	M_B	z_{em}	$\lambda_{набл.}$	λ_0	Отождествление	FWOI	FWHM	$EW_{набл.}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0747+611	17.5	—27.9	2.492	3618	1034	OVI	—	—	7.7
				4247	1216	L_α	20000	5400	280
				4340	1240	NV		—	
				4586	1313	OI	3400	2300	6
				4655	1335	CII	3400	2300	5
				4698	1400	SiIV + [OIV]	5700	3300	20
				5405	1549	CIV	11000:	6000:	140:
				5814	1663	OIII]	3500:	2000:	10
				6663	1909	CIII]	9000:	5000:	22:
0757+604	19	—25.7	1.776	3880	1400	SiIV + [OIV]	7000:	4000:	12
				4300	1549	CIV	9400	3500	70
				4610	1663	OIII]	1600:	1000:	6:
				5300	1909	CIII]	6500	3800	40
0801+581	16.5	—25.2	0.440	4030	2798	MgII	8700	3300	30
0935+501	19.5	—24.6	1.321	3595	1549	CIV	8300	3000	140
				3710:	1602	[NeIV]	2300	1200	10
				4065	1750	[NIII]	2400	1100	12
				4430	1909	CIII]	6800	2500	40
0936+518	18	—24.3	0.608:	4500	2798	MgII	4000	1500	20
0936+514	17.5	—27.3	1.936	3570	1216	L_α	22000	—	220
				3640	1240	NV		—	50:
				4110	1400	SiIV + [OIV]	7300	4500	30
				4545	1549	CIV	12000	6000	50
0937+503	18.5	—26.2	1.878	3500	1216	L_α	19000:	—	280:
				3570	1240	NV		—	
				3850	1335	SiII	3500	2000	18
				4060	1400	SiIV + [OIV]	8000	6000:	50

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
				4460	1549	CIV	10000	5000	80
				4675	1640	HeII	—	—	—
				4790	1663	OIII]	—	—	—
				5050	1750	[NIII]	—	—	—
				5490	1909	CIII]	—	—	—
0937+521	18	—25.6	1.105:	3670:	1750	[NIII]	—	—	—
				4020	1909	CIII]	12000	6000	60
				5220	2470	[OII]	3500	2000	15
				5890	2798	MgII	9800	4500	60
0938+496	19.5	—24.3	1.201:	3660	1663	OIII]	—	—	—
				4200	1909	CIII]	12000	6000	80
				6160:	2798	MgII	5800	3000	60
0941+502	19.5	—21.8	0.394:	3900	2798	MgII	6700	4000	80
0943+511	18.5	—23.4	0.505	3648:	2424	[NeIV]	—	—	—
				4215	2798	MgII	7000	2900	45
				4705	3133	[OIII]	5000	3000	25
0943+527	19.5	—24.9	1.583	3995	1549	CIV	10000	4000	110
				4520	1750	[NIII]	—	—	—
				4940	1909	CIII]	7000	4000	60:
0943+498	19.5	—25.2	1.810	3930	1400	SiIV + [OIV]	9600	5000	45
				4350	1549	CIV	11500	5500	75
				4670	1663	OIII]	—	—	—
				4920	1750	[NIII]	—	—	—
				5365	1909	CIII]	9500:	5000:	60:
0946+501 B	19	—24.8	1.223:	3445:	1549	CIV	—	—	—
				4245	1909	CIII]	12000	5300	50
				6210:	2798	MgII	—	-	—
0947+496	18.5	—25.5	1.342	3630	1549	CIV	11500	4000	60
				3840	1640	HeII	—	—	—
				4090	1750	[NIII]	—	—	—
				4470	1909	CIII]	12500	6700	50
0947+507	19	—26.0	2.130	3810	1216	L_α }	26500	16000	300
				3880	1240	NV }			
				4370	1400	SiIV + [OIV]	15000	11500	40
				4850	1549	CIV	12000	6300	60
				5480	1750	[NIII]	1800	1000	6
				5970	1909	CIII]	11000	6400	95
0949+510	18	—26.3	1.546	3945	1549	CIV	12500	6500	40
				4460	1750	[NIII]	—	—	—

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
				4855	1909	CIII]	5000:	2500:	15:
0949+507	19	−22.4	0.408:	3945	2798	MgII	9500	4000	45
				6125	4340	H_γ	6500	3500	50
				5855	4861	H_β	>7000	<3500	<90
0952+516	19	−24.8	1.184	4170	1909	CIII]	21000	10000	80
				6110	2798	MgII	6900	2500	80
0954+495	18.5	−26.0	1.684	4160	1549	CIV	9800	3500	160
				4400	1640	HeII	—	—	—
				4695	1750	[NIII]	—	—	—
				5120	1909	CIII]	10200	6300	80
0954+502	19	−25.0	1.316	3590	1549	CIV	8500	4000	100
				4420	1909	CIII]	10000	5800	40
				6480	2798	MgII	—	—	—
0954+504	19	−24.1	0.882	3595	1909	CIII]	9700	4000	60;
				5265	2798	MgII	6600	3000	50
0954+503	19.5	−24.9	1.589	4010	1549	CIV	15000	7000	160
				4245	1640	HeII	6600	3000	45
				4945	1909	CIII]	5700	4000	45

Краткие замечания к отдельным объектам табл. 1 и 2

0747+611 — Объект независимо наблюдался другими [11]. Ими отождествлены также две системы абсорбционных линий с z_{abs} = 2.210 (9 линий) и z_{abs} = 1.986 (7 линий).

0757+604 — Спектр объекта обработан на автоматическом микроденситометре САО АН СССР.

0936+514 — В спектре наблюдаются многочисленные абсорбционные линии, а также L_α лес. Эмиссионная линия L_α состоит из узкого и широкого компонентов.

0937+521 — Эмиссионная линия C III] λ 1909 разделена мощной абсорбционной линией посередине.

0941+502 — Возможен также вариант отождествления z_{em} = 1.518.

0942+501 — Спектр объекта получен в области λλ 3500—6700. В нем наблюдается сильная эмиссионная линия при λ 4861 с полной шириной на уровне непрерывного спектра более 1500 км/с. Эмиссионная линия имеет сложную структуру, на коротковолновом крыле которой наблюдаются сильные и широкие абсорбционные линии. Как будто намечается также эмиссионная линия на λ 3700. Возможно, это несмещенные линии [O II] λ 3727 и H_β. В таком случае неясно отсутствие других линий и огромная ширина линии при λ 4861. Если объект считать внегалактическим, то возможен вариант отождествления $z=0.737$ (Mg II λ 2798), при этом линии на λ 3700 не отождествляется.

0943+498 — В спектре наблюдаются многочисленные абсорбционные линии.

0946+501—B—Возможен также вариант отождествления $z_{em}=0.553$.

0947+496 — Эмиссионная линия C III] λ 1909 имеет абсорбцию посередине.

0947+507 — Эмиссионная линия L_α λ 1216 разрезана сильной абсорбционной линией с почти нулевой интенсивностью. Наблюдается также L_α лес. Возможно, есть и Ne IV λ 1602.

0954+495 — Объект входит в каталог QSO [12]. Приведенный в работе [13] спектр этого объекта и красное смещение $z_{em}=1.687$ хорошо сходятся с нашим.

0954+510 — Спектр объекта абсолютно идентичен спектру SBS 0942+ +501. Как и в случае с SBS 0942+501, нам не удается отождествить линии.

0954+503 — По интенсивности линия He II λ 1640 равна C III] λ 1909.

Средние значения красных смещений, приведенных в табл. 2, определены по всем сильным эмиссионным линиям, наблюдаемым в спектре данного объекта. Центры тяжестей сильных широких эмиссионных линий нами определяются с точностью не хуже 5 А. Среднеквадратичная ошибка определения значений красных смещений по сильным эмиссионным линиям равна $\pm$ 0.0025.

Ошибки определения полной ширины эмиссионной линии на уровне непрерывного спектра (FWOI) и полной ширины эмиссионной линии на половине интенсивности (максимума) (FWHM) в зависимости от применяемого нами метода сглаживания и уровня проведения непрерывного спектра изменяются в широких пределах: $\pm$ 1000 км/с для FWOI и $\pm$ 300 км/с для FWHM.

Эквивалентная ширина эмиссионных линий также в зависимости от вышеприведенных условий определяется нами с точностью около 30%.

Во всех случаях, при наличии нескольких сканов (спектров) для одного и того же объекта нами приводятся средние значения для указанных выше величин. Двоеточие означает неуверенное определение отмеченного параметра.

В табл. 3 приведено распределение изученных в двух полях SBS звездных объектов по типам.

Таблица 3

Коорд. центров SBS-полей	QSO	Gal	WD	sd	Cont	?	Всего объектов
$08^h00^m+59°00'$	3	1	10	3	—	—	17
$09^h47^m+51°00'$	20	2	7	5	1	2	37
Всего	23	3	17	8	1	2	54

Из табл. 1 видно, что около 80% кандидатов в QSO из оригинальных списков действительно оказываются QSO, из BSO лишь около 20% оказываются внегалактическими объектами, причем два объекта — SBS 0805 + 607 и SBS 0951+518 оказались галактиками, по-видимому, типа Liner, один—сейфертовской галактикой первого типа. Более подробные данные об этих и подобных объектах будут опубликованы позднее. Остальные объекты — белые карлики и горячие субкарлики разных типов.

Природу двух объектов, SBS 0942+501 и SBS 0954+510, нам не удалось установить, хотя в их спектрах наблюдается очень сильная и широкая эмиссионная линия при λ 4861 и возможная линия на λ 3700. Обращает на себя внимание совершенное сходство спектров обоих объектов вплоть до идентичного повторения контура сильной и широкой эмиссионной линии при λ 4861.

Диапазон красных смещений QSO $0.4 < z_{em} < 2.5$, светимости заключены в интервале $-21^m.8 < M_B < -27^m.9$, видимые величины $16^m.5 < m_B < 19^m.5$.

На рис. 1—6 приведены сканы 21 QSO, двух неотождествленных нами объектов SBS 0942+501 и SBS 0954+510, и семи типичных вырожденных звезд—белых карликов и субкарликов. Регистрограмма спектра QSO SBS 0747+611 приведена в работе [11]. Регистрограмма спектра QSO SBS 0757+604 будет приведена позднее. Краткие описания спектров типичных белых карликов и субкарликов даны в конце статьи.

4. *Заключение.* Из изученных нами 54 звездных объектов из двух полей SBS-обзора половина оказалась внегалактическими объектами, остальные—вырожденными звездами—белыми карликами и горячими субкарликами различных типов. Один объект оказался континуальным. Природу двух объектов — SBS 0942+501 и SBS 0954+510 — установить не удалось.

Открыто 23 QSO, два Liner и одна сейфертовская галактика первого типа.

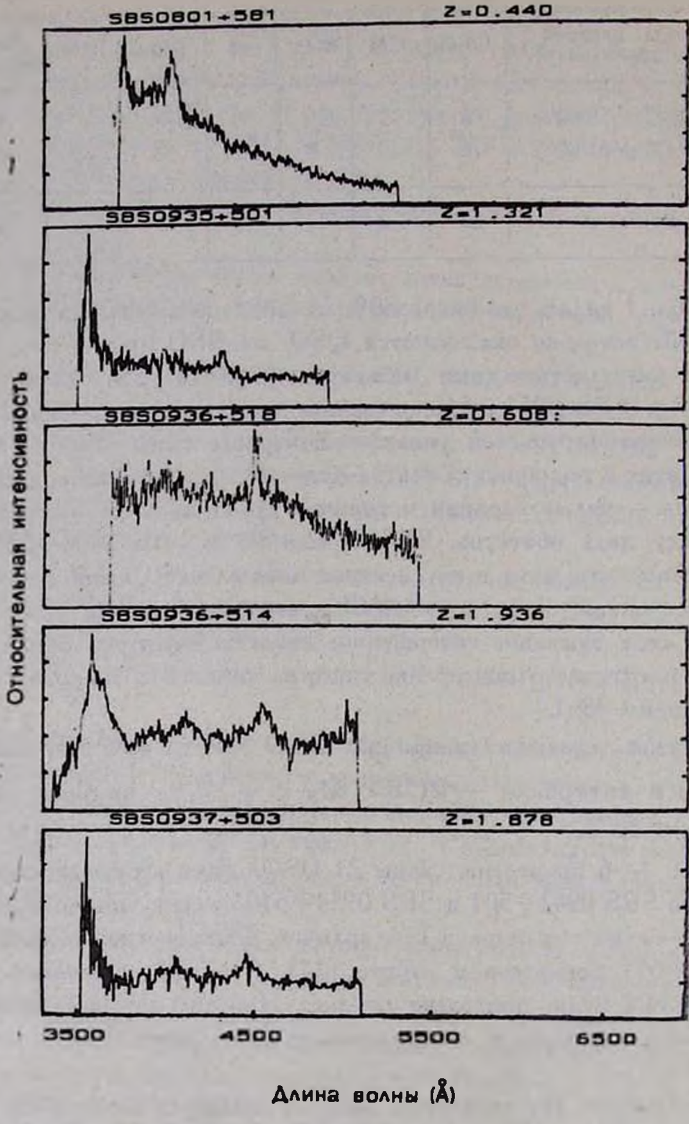

Рис. 1. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

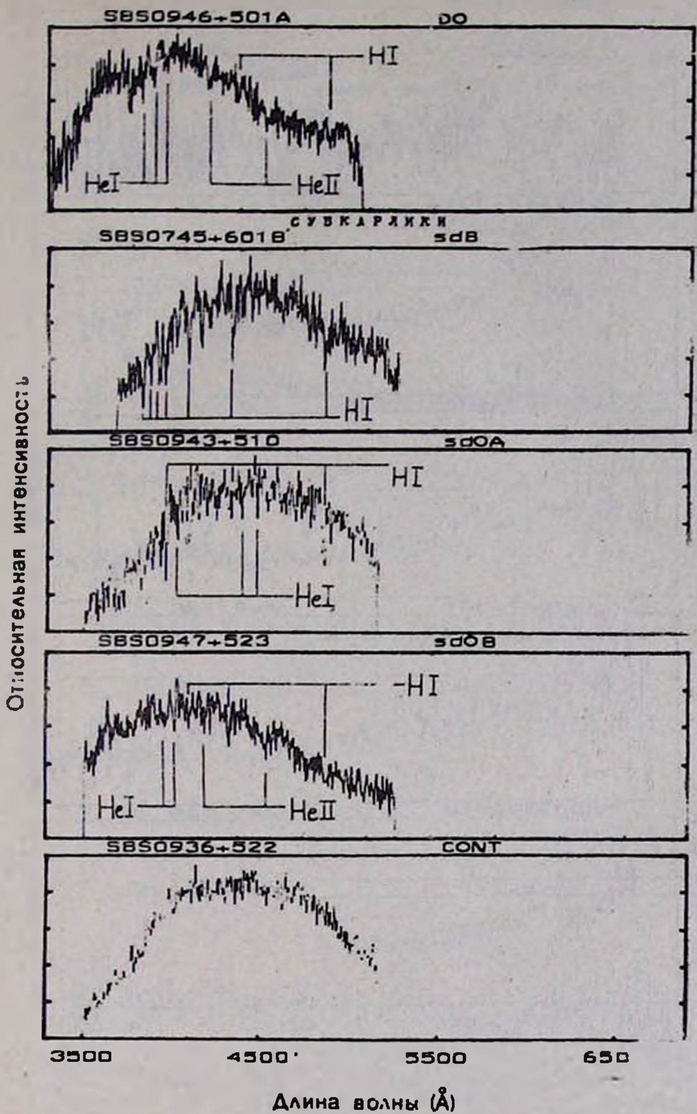

Рис. 2. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

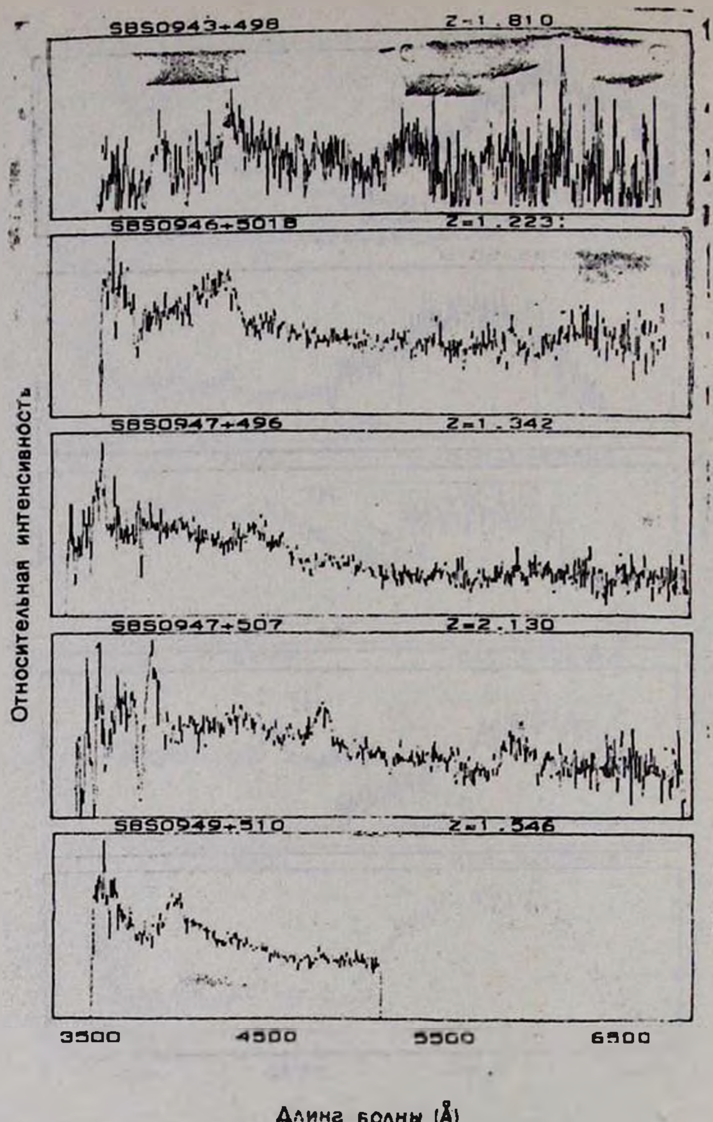

Рис. 3. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

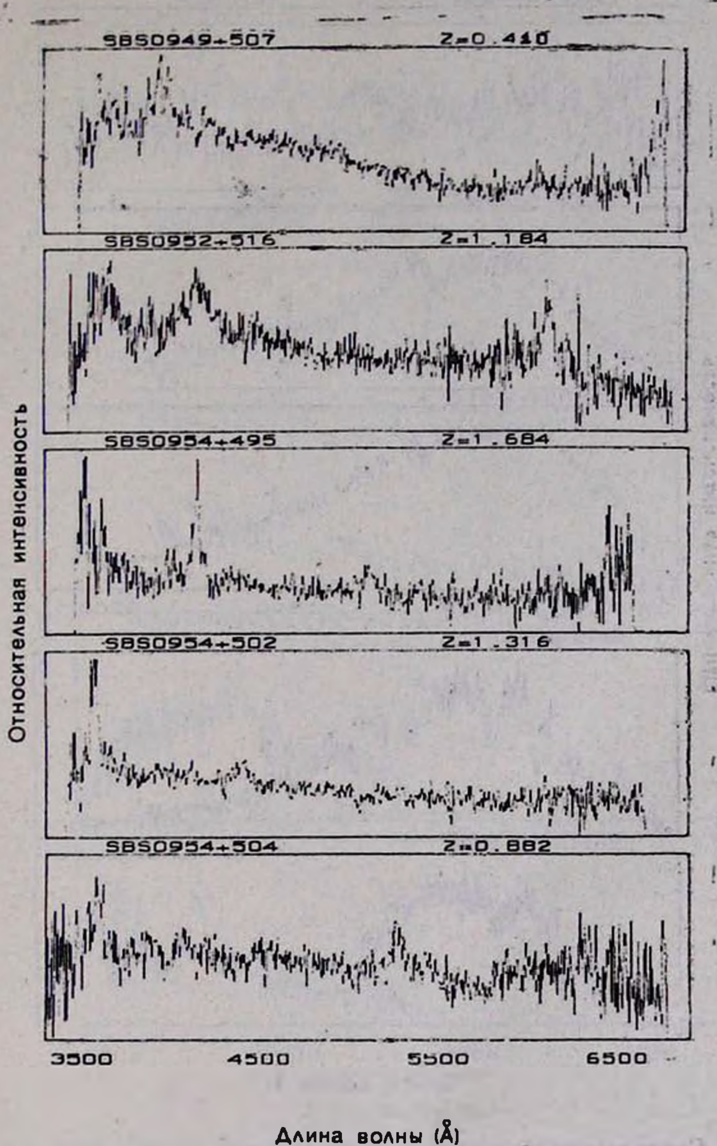

Рис. 4. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

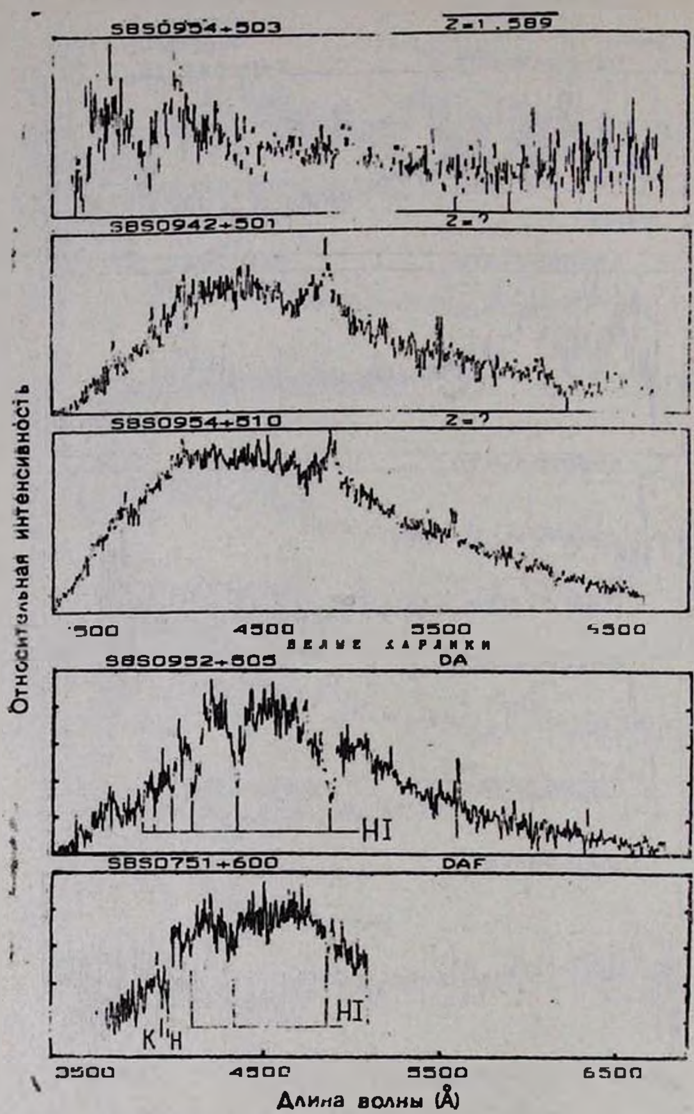

Рис. 5. Сканы квазаров и типичных белых карликов Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

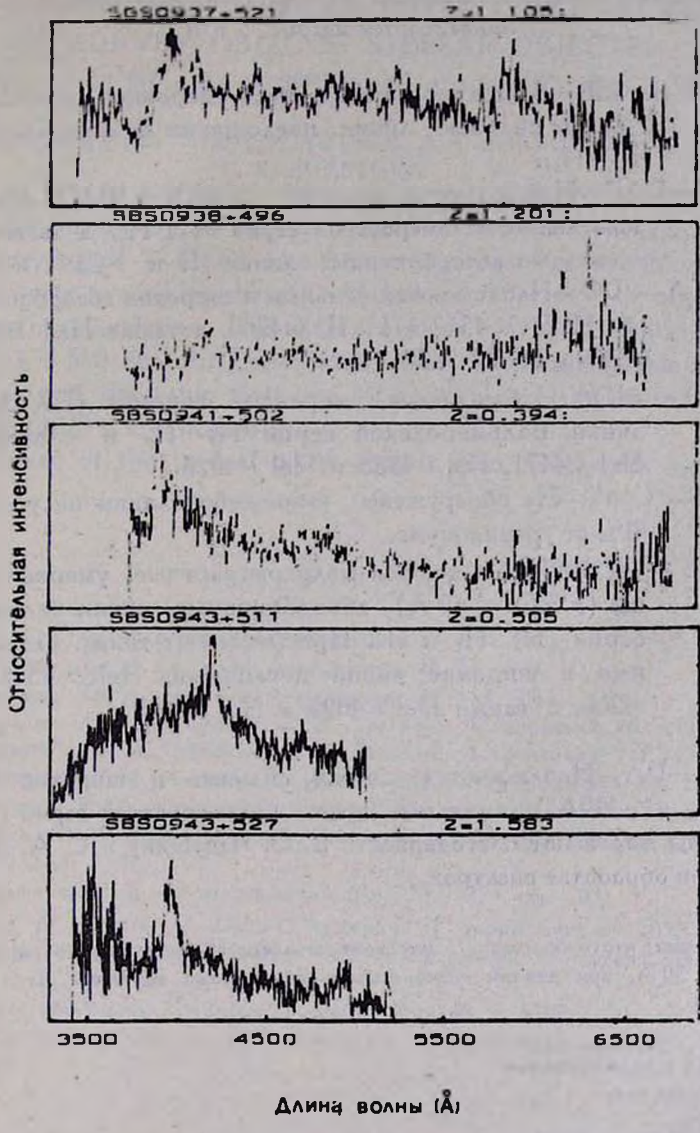

Рис. 6. Спектры типичных субкарликов Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

Описания спектров типичных белых карликов и субкарликов, приведенных на рис. 5 и 6

0745 + 601 B—sdB—В спектре наблюдаются умеренной ширины (FWOI $\leqslant$ 40 A), сильные линии поглощения бальмеровской серии $H_\beta - H_{11}$.

0751+600—DAF—Наблюдаются широкие (FWOI ~ 50A°) абсорбционные линии бальмеровской серии H_β, H_γ, а также широкие и сильные абсорбционные линии H и KCa II и G-полоса.

0946+501 A— DO—Наблюдаются сильные и широкие абсорбционные линии He II λ 4542 и He II λ 4200, а также He I λ4009, He I λ 3889 и He I λ 3820.

0943 + 510 — sdOA-Наблюдается умеренной ширины (FWOI $\leqslant$ 40 A) линии Бальмеровской серии H_β- H_ε и слабые линии HeI λ 4471, HeI λ 4388 и HeI λ 4026.

0936+522— Cont.—Не обнаружены какие-либо линии на уровне более 10% от уровня шума.

0947 + 523 — sdOB*-Наблюдаются малоконтрастные умеренной ширины (FWOI < 40 A) абсорбционные линии бальмеровской серии H_β, H_γ и H_δ. Присутствуют также малоконтрастные и широкие линии поглощения HeII λ 4542 и HeII λ 4200, а также HeI λ 4026 и HeI λ 4009.

0952+505—DA—Наблюдаются очень сильные и широкие (FWOI> >100A°) линии поглощения бальмеровской серии H_β —H_η.

Авторы выражают благодарность В. О. Чавушяну и С. А. Акопян за помощь при обработке спектров.

---

* Отметим, что субкарлики с малоконтрастными абсорбционными линиями, имеющие FWOI 30 A, при данном спектральном разрушении выглядят как континуальные объекты.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY OBJECTS. STELLAR OBJECTS.

I. Fields $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59°00'$ and $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51°00'$

J. A. STEPANIAN, V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA, L. K. ERASTOVA

The data for 54 stellar objects from the Second Byurakan Survey (SBS) are presented. 23 QSO, two Liners and one Sy1 are found. The remainder objects are white dwarfs and hot subdwarfs. One object turned out as a continual one. The nature of two objects SBS 0942 + 501 and SBS 0954 + 510 has not been established. The main parameters of emission lines and the other data for all QSO's and the scans of the main part of QSO's are presented.

Some scans of the typical white dwarfs and subdwarfs are also given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 19, 639, 1983.
2. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 20, 21, 1984.
3. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 20, 513, 1984.
4. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова*, Астрофизика, 23, 439, 1985.
5. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова*, Астрофизика, 25, 345, 1986.
6. *Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова*, Астрофизика, 29, 247, 1988.
7. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 19, 29, 1983.
8. *С. В. Драбек, И. М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова*, Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 22, 64, 1986.
9. *Дж. А. Гринстейн*, в кн. «Белые карлики», Мир, М., 1975, стр. 103.
10. *R. F. Green, M. Schmidt, J. Liebert*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 61, 305, 1986.
11. *V. L. Afanasjev, I. D. Karachentsev, V. A. Lipovetsky, H. Lorenz, D. Stoll*, Astron. Nachr., 300, 31, 1979.
12. *A. Hewitt, G. Burbidge*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 63, 1, 1987.
13. *G. A. Reichert, K. O. Mason, J. R. Thorstensen, S. Bowyer*, Asrophys. J., 260, 437, 1982.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 52:531.51

СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНАЯ БИМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ. II. ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ—ИМПУЛЬСА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

А. А. СААРЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 4 мая 1990

Принята к печати 25 мая 1990

Исходя из инвариантности функционала действия относительно преобразований канонического, метрического тензоров энергии—импульса гравитационного поля, а так- скалярно-тензорной биметрической теории гравитации. Найдены явные выражения для канонического, метрического тензоров энергии—импульса гравитационного поля, а также ковариантного обобщения псевдотензора Ландау—Лифшица в ОТО.

1. *Введение.* В первой части [1] была предложена скалярно-тензорная биметрическая теория (СТБТ) гравитации. В отличие от обычных чисто динамических скалярно-тензорных теорий (см., например, [2]) она является априорно-геометрической: наряду с римановой метрикой g_{ik} и гравитационным скаляром φ в ней фигурирует также плоская фоновая метририка γ_{ik}. В лагранжевых общековариантных чисто динамических метрических теориях всегда можно выписать законы сохранения в форме

$$\tau^{ik}_{,k} = 0, \tag{1}$$

где запятая означает частную производную по координатам, а псевдотензор τ^{ik} в отсутствие гравитации переходит в тензор энергии—импульса негравитационной материи. В априорно геометрических теориях уравнение (1), вообще товоря, можно вывести [3], если абсолютные переменные допускают группу симметрии с размерностью не меньше четырех. В СТБТ абсолютной переменной является плоская метрика γ_{ik} с десятипараметрической группой симметрии, что позволяет выписать десять ковариантно сохраняющихся величин энергии—импульса и момента импульса для замкнутой системы гравитирующих тел. Данная работа посвящена законам сохранения в СТБТ.

Функционал действия имеет вид (скорость света $c = 1$)

$$S=\int (L_g+L_m)\sqrt{-g}\,d^4x, \tag{2}$$

где

$$L_g=-\frac{1}{2}\varphi\Lambda_g+\frac{1}{2}g^{ik}\zeta(\varphi)\varphi_{,i}\varphi_{,k}/\varphi-\Lambda(\varphi) \tag{3}$$

гравитационная часть плотности лагранжиана,

$$\Lambda_g=g^{ik}(\overline{\Gamma}^l_{in}\overline{\Gamma}^n_{kl}-\overline{\Gamma}^l_{ik}\overline{\Gamma}^n_{ln}), \tag{4}$$

а $\overline{\Gamma}^l_{ik}=\Gamma^l_{ik}-\breve{\Gamma}^l_{ik}$ — тензор аффинной деформации, равный разнице между символами Кристоффеля метрик g_{ik} и γ_{ik}, соответственно. Поскольку теория метрическая, то в плотности лагранжиана материи L_m гравитационное поле фигурирует только в виде метрического тензора g_{ik}:

$$L_m=L_m(g_{ik},\ q_a,\ q_{a|\,l}), \tag{5}$$

q_a — материальные переменные, точка с запятой — ковариантная производная по g_{ik}. Уравнения поля, вытекающие из вариации (2) по g_{ik} и φ, приведены в (I.5) (римская цифра указывает на формулы из [1]). Систему (I.5) следует дополнить уравнениями движения негравитационной материи

$$\frac{\delta(\sqrt{-g}\,L_m)}{\delta q_a}=0. \tag{6}$$

Мы убедимся, что уравнение

$$T^k_{i;k}=0 \tag{7}$$

является следствием (6). В соответствии с известной общей теоремой [3] в данном случае оно не вытекает из уравнений гравитационного поля.

2. *Дифференциальные законы сохранения.* Из инвариантности действия относительно координатных преобразований можно вывести ряд дифференциальных тождеств, т. н. дифференциальные законы сохранения (см. [3, 4]), которые в свою очередь позволяют вывести соотношения между различными тензорами энергии—импульса гравитационного поля в СТБТ. Сначала рассмотрим произвольную физическую систему с функционалом действия

$$S=\int_{\Omega}\widetilde{L}(Y_A,\ Y_{A,\,l})\,d^4x \tag{8}$$

и плотностью лагранжиана $\tilde{L}$. Помимо функций, описывающих состояние системы, в набор переменных Y_A входит также фоновая метрика γ_{ik}. Вариацию действия (8) относительно бесконечно малых преобразований координат $x^i \to x^i + \eta^i(x)$ можно представить в виде

$$\delta S = \int\limits_{\Omega} \left[\left(\tilde{L}\eta^l + \frac{\partial \tilde{L}}{\partial Y_{A,l}} \delta_L Y_A \right)_{,l} + \frac{\delta \tilde{L}}{\delta Y_A} \delta_L Y_A \right] d^4 x. \tag{9}$$

Нетрудно убедиться, что вариация Ли функции Y_A

$$\delta_L Y_A = d^l_{Ak} \eta^k_{|l} - Y_{A|k} \eta^k, \tag{10}$$

вертикальная черта означает ковариантную производную по γ_{ik}. Для произвольного тензора $Y^{i_1 \ldots i_n}_{k_1 \ldots k_p}$ имеем

$$d^l_{Ak} \equiv d^{i_1 \ldots i_n : l}_{k_1 \ldots k_p : k} = \delta^{i_1}_k Y^{l \ldots i_n}_{k_1 \ldots k_p} + \cdots + \delta^{i_n}_k Y^{i_1 \ldots l}_{k_1 \ldots k_p} -$$
$$- \delta^l_{k_1} Y^{i_1 \ldots i_n}_{k \ldots k_p} - \cdots - \delta^l_{k_p} Y^{i_1 \ldots i_n}_{k_1 \ldots k}. \tag{11}$$

Поскольку действие есть скаляр, то $\delta S = 0$. Подставив (10) в (9) и приравняв нулю подынтегральные множители перед η^i, $\eta^i_{|k}$, $\eta^i_{|lk}$ (Ω и η^i произвольны), получим следующие тождества:

$$-t^i_{k|i} = \frac{\delta \tilde{L}}{\delta Y_A} Y_{A|k}, \quad t^l_k = H^{il}_{k|i} + d^l_{Ak} \frac{\delta \tilde{L}}{\delta Y_A}, \tag{12}$$

$$H^{il}_k = - H^{li}_k, \tag{13}$$

где введены обозначения

$$t^l_k = Y_{A|k} \frac{\partial \tilde{L}}{\partial Y_{A,l}} - \tilde{L} \delta^l_k, \quad H^{il}_k = \frac{\partial \tilde{L}}{\partial Y_{A,l}} d^i_{Ak}, \tag{14}$$

t^l_k — плотность канонического тензора энергии—импульса.

Рассмотрим тождества (12) для СТБТ, где $Y_A = \{\varphi, g_{ik}, q_a, \gamma_{ik}\}$. Подставив $\tilde{L} = \tilde{L}_g$ (см. (3), здесь и далее $\tilde{f} = \sqrt{-g}\, f$) в (12), с учетом уравнений гравитационного поля и определения тензора энергии—импульса вещества и негравитационных полей

$$T_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta \tilde{L}_m}{\delta g^{ik}} \tag{15}$$

приходим к соотношениям

$$t^{l}_{(g)\,k} = H^{il}_{(g)\,k|i} - \tilde{T}^{l}_{k} + 2\gamma^{il}\frac{\delta\tilde{L}_{g}}{\delta\gamma^{ki}}, \tag{16а}$$

$$t^{l}_{(g)\,k|l} = g^{lm}_{|k}\,\tilde{T}_{lm}/2. \tag{16б}$$

При выводе (16а) мы воспользовались лишь уравнением (I.5), поэтому уравнения (I.5а) и (16а) эквивалентны друг другу. Аналогичным образом, приняв $\tilde{L}=\tilde{L}_m$, с учетом (6) получим

$$t^{l}_{(m)\,k} = H^{il}_{(m)\,k|i} + \tilde{T}^{l}_{k}, \quad t^{l}_{(m)\,k|l} = -g^{lm}_{|k}\,\tilde{T}_{lm}/2, \tag{17}$$

откуда, в частности, следует уравнение (7). В (16) и (17) величины $t^{l}_{(\alpha)\,k}$ и $H^{il}_{(\alpha)\,k}$, $\alpha = m,\ g$ определяются выражениями (14) с $\tilde{L} = \tilde{L}_{\alpha}$.

Из антисимметричности H^{il}_{k} по верхним индексам и (16), (17) вытекают следующие дифференциальные законы сохранения:

$$[t^{l}_{(g)\,k} + t^{l}_{(m)\,k}]_{|l} = [t^{l}_{(g)\,k} + \tilde{T}^{l}_{k}]_{|l} = 0, \quad t^{lk}_{M\ |l} = 0, \tag{18}$$

где

$$t^{lk}_{M} = -2\,\frac{\delta\tilde{L}_{g}}{\delta\gamma_{lk}} \tag{19}$$

— плотность метрического (относительно γ_{lk}) тензора энергии — импульса. С учетом (3) после преобразований находим

$$t^{lk}_{M} = \frac{1}{2}[\varphi\,(\gamma^{ln}\tilde{g}^{ik} + \gamma^{ik}\tilde{g}^{ln} - \gamma^{il}\tilde{g}^{kn} - \gamma^{kl}\tilde{g}^{in})_{|i}]_{|n}. \tag{20}$$

При $\varphi = \mathrm{const}$ (20) переходит в аналогичное выражение [5] для ОТО в биметрической формулировке, совпадающее в декартовой системе координат с псевдотензором Папапетру. Плотность канонического тензора энергии—импульса в СТБТ равна

$$t^{l}_{(g)\,k} = \frac{1}{2}\varphi\sqrt{-g}\,(g^{il}\breve{\Gamma}^{n}_{kl}\breve{\Gamma}^{m}_{nm} + g^{in}\breve{\Gamma}^{l}_{kl}\breve{\Gamma}^{m}_{nm} + g^{ln}\breve{\Gamma}^{i}_{ln}\breve{\Gamma}^{m}_{km} -$$

$$- g^{il}\breve{\Gamma}^{n}_{kn}\breve{\Gamma}^{m}_{lm} - 2\,g^{in}\breve{\Gamma}^{l}_{lm}\breve{\Gamma}^{m}_{kn} + 2\zeta\,\varphi^{,l}\,\varphi_{,k}/\varphi^{2}) - \tilde{L}_{g}\,\delta^{l}_{k}. \tag{21}$$

Когда φ постоянно и $\breve{\Gamma}^{l}_{kl}=0$, это выражение совпадает с псевдотензором Эйнштейна ОТО.

Из (3) для $H^{il}_{(g)\,k}$ находим

$$H^{il}_{(g)\,k} = \frac{1}{2}\,\varphi\left[\frac{g_{km}}{\sqrt{-g}}\,U^{ilmn}{}_{|n} - \gamma_{km}\,(\gamma^{im}\tilde{g}^{ln} + \gamma^{ln}\tilde{g}^{im} - \gamma^{lm}\tilde{g}^{in} - \gamma^{in}\tilde{g}^{lm})_{|n}\right], \tag{22}$$

где

$$U^{ilmn} = \tilde{g}^{im}\tilde{g}^{ln} - \tilde{g}^{in}\tilde{g}^{lm}, \quad U^{ilmn} = -U^{limn}. \tag{23}$$

Подставив (20) и (22) в уравнение (16а), получим

$$\left(\frac{\varphi}{\sqrt{-g}}\,g_{km}\,U^{ilmn}{}_{|n}\right)_{|l} - \varphi_{,l}\,\tilde{g}^{il}{}_{|k} + \varphi_{,k}\,\tilde{g}^{il}{}_{|l} = 2\,[t^{i}_{(g)\,k} + \tilde{T}^{i}_{k}], \tag{24}$$

откуда с учетом (18) и (23) приходим к простому уравнению

$$(\varphi_{,l}\,\tilde{g}^{il}{}_{|k} - \varphi_{,k}\,\tilde{g}^{il}{}_{|l})_{|i} = 0. \tag{25}$$

В конечном счете, оно является следствием уравнений поля (I.5) и уравнений движения (6) негравитационной материи. Введя

$$t^{lm}_{LL} = g^{mk}\left[t^{l}_{(g)\,k} + \frac{1}{2}(\varphi_{,i}\,\tilde{g}^{il}{}_{|k} - \varphi_{,k}\,\tilde{g}^{il}{}_{|i}) - \frac{1}{2}\left(\frac{\varphi}{\sqrt{-g}}\,g_{kn}\right)_{|i} U^{linp}{}_{|p}\right], \tag{26}$$

(24) можно записать в виде

$$\varphi\,U^{limp}{}_{|pi} = 2\sqrt{-g}\,(\tilde{T}^{lm} + t^{lm}_{LL}). \tag{27}$$

Из (27) заключаем, что t^{lm}_{LL} симметрично и удовлетворяет дифференциальному закону сохранения

$$[(\sqrt{-g}/\varphi)\,(\tilde{T}^{lm} + t^{lm}_{LL})]_{|l} = 0. \tag{28}$$

Тензорная плотность (26) является ковариантным обобщением псевдотензора Ландау—Лифшица ОТО [6] (см. также [7]) на случай СТБТ. Соответствующие псевдотензоры энергии—импульса в обычных скалярно-тензорных теориях рассмотрены в [3, 8]. Можно вывести более общий дифференциальный закон сохранения

$$[\sqrt{-g}\,(\tilde{T}^{lm} + \bar{t}^{lm}_{LL})\,f(\varphi)/\varphi]_{|l} = 0, \tag{29}$$

если (27) записать в эквивалентном виде

$$[f(\varphi)\,U^{limp}]_{|pi} = 2\sqrt{-g}\,(\tilde{T}^{lm} + \bar{t}^{lm}_{LL})\,f(\varphi)/\varphi, \tag{30}$$

где $f(\varphi)$ — произвольная функция, а симметричная тензорная плотность

$$\bar{t}^{lm}_{LL} = t^{lm}_{LL} + \frac{1}{2\sqrt{-g}}\,[(f'\,\varphi_{,a}\,U^{limp})_{|i} + f'\,\varphi_{,i}\,U^{limp}{}_{|p}]. \tag{31}$$

В [9] рассмотрена аналогичная ситуация для теории Йордана—Бранса—Дике для частного случая $f(\varphi)=\varphi^n$, n — целое число. (26) и (28) являются частными случаями (31) и (29) соответственно, когда $f(\varphi)=\mathrm{const}$. Только в этом случае плотность тензора энергии—импульса (31) не содержит вторые производные от скалярного поля.

Из уравнения $\tau^{ik}_{\ |k}=0$ для симметричного тензора следует интегральный закон сохранения

$$\left(\int \tau^{0l}\,\xi_l^{(a)}\sqrt{-\gamma}\,d^3x\right)_{,0}=-\oint \tau^{\alpha l}\,\xi_l^{(a)}\sqrt{-\gamma}\,dS_\alpha \tag{32}$$

в плоском фоновом пространстве с десятью векторами Киллинга $\xi_l^{(a)}$, $a=1, 2, \ldots, 10$. Если в правой части поток через поверхность интегрирования равен нулю, то ковариантное выражение в круглых скобках является сохраняющейся величиной.

Институт прикладных проблем
физики АН Армении

SCALAR—TENSOR BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION. II. ENERGY—MOMENTUM TENSOR OF THE GRAVITATIONAL FIELD

A. A. SAHARIAN, L. SH. GRIGORIAN

Differential conservation laws in the scalar-tensor bimetric theory of gravitation are derived proceeding from the invariance of the action relative to the transformations of the space-time coordinates. Explicit expressions for canonical and metric energy-momentum tensors of the gravitational field as well as those for generalizing the Landau-Lifshits pseudotensor in GR are found.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. А. Саарян, Л. Ш. Григорян*, Астрофизика 32, 491, 1990.
2. *К. Уилл*, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М., 1985.
3. *D. L. Lee, A. P. Lightman, W.-T. Ni*, Phys. Rev., D10, 1685, 1974.
4. *Э. Нетер*, Вариационные принципы механики, Физматгиз, М., 1959.
5. *Н. А. Черников*, Сообщ. ОИЯИ, Р2-87-683, Дубна, 1987.
6. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1973.
7. *М. И. Тентюков*, Acta Phys. Pol., B20, 659, 1989.
8. *Y. Nutku*, Astrophys. J., 158, 991, 1970.
9. *D. L. Lee*, Phys. Rev., D10, 2374, 1974.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 52:53

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ. II. ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ И ЛИНИИ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 9 июля 1990

Обсуждаются модельные и реальные распределения интенсивности в изображении точечного источника: атмосферный профиль яркости звезды, изображения при дифракции на круговой апертуре или щели, равномерное размывание, профили Гаусса, Коши—Лоренца и Моффета. Функции рассеяния точки (ФРТ) и линии (ФРЛ) приведены к виду, необходимому для восстановления изображений предложенным ранее методом максимального правдоподобия. Для всех видов распределений найдены эквивалентные и квадратичные ширины ФРТ и ФРЛ, получен ряд новых соотношений. Атмосферные функции рассеяния табулированы.

1. *Введение.* Всякий метод восстановления изображения должен опираться на сведения об изображении точечного источника, т. е. функции *рассеяния точки* (ФРТ, Point Spread Function). В методе максимума правдоподобия [1] ФРТ считается известной, что не исключает, впрочем, задания лишь вида функции и последующего подбора оптимальных значений параметров. Некоторые примеры восстановления при помощи указанного метода приведены в части III данной работы [2].

В наземных астрономических наблюдениях разрешение почти всегда ограничено атмосферой. С хорошим приближением атмосферная ФРТ содержит единственный свободный параметр. При наблюдениях с космических аппаратов ФРТ обычно определяется дифракцией на зрачке и также включает единственный параметр. Строго говоря, при наземных исследованиях ФРТ является сверткой двух указанных функций, однако характерные ширины их при длительных экспозициях столь сильно различаются, что совместное рассмотрение требуется сравнительно редко. Методы типа спекл-интерферометрии составляют особую область, которая будет рассмотрена в дальнейших публикациях. Цель настоящей статьи — привести наиболее употребительные типы ФРТ к виду, нужному для применения метода максимума правдоподобия [1], а также представить соответствующие вспомогательные результаты. Вынесение большинства технических вопросов, связанных с ФРТ, в один раздел позволит далее при рассмотрении конкретных ситуаций избежать частых повторений.

Свойства атмосферной и, тем более, дифракционной ФРТ неплохо изучены (см., например, [3—6] и цитированную там литературу), однако в практической работе ощущается недостаток сведений как аналитического, так и численного характера. Поэтому ниже представлены известные и указаны некоторые новые соотношения, а затем даны необходимые для дальнейшего анализа численные результаты. Конечно, в конкретных случаях восстановления изображения ФРТ имеет особенности, которые должны быть специально изучены, но знание нескольких основных типов ФРТ весьма полезно на практике и при выполнении модельных расчетов.

2. *Общие соотношения.* Предположим, что бесконечно удаленный точечный источник света наблюдается при помощи системы формирования изображения с фокусным расстоянием F, которая может включать в себя и земную атмосферу. Положение точки наблюдения в плоскости изображения задается радиусом-вектором $\bar{\rho} \equiv (\rho_1, \rho_2)$ или, что удобнее, парой угловых переменных $\bar{\alpha} \equiv (\alpha_1, \alpha_2) = \bar{\rho} / F$, выраженных в радианах. Обозначим через $\bar{f}$ вектор угловой частоты с размерностью рад$^{-1}$, отвечающий вектору $\bar{\alpha}$.

Для задач с некогерентным освещением, которые и будут главным образом рассматриваться, функция рассеяния точки $h(\alpha_1, \alpha_2) = h(\bar{\alpha})$ представляет собой распределение интенсивности в плоскости изображения, нормированное так, что

$$\iint h(\bar{\alpha})\, d\bar{\alpha} = 1, \tag{1}$$

где $d\bar{\alpha} = d\alpha_1\, d\alpha_2$ и бесконечные пределы интегрирования не указаны.

Нередко при анализе изображений наряду с полной двумерной картиной приходится обращаться с изображением, спроектированным на выбранную подходящим образом ось. При этом основную роль играет одномерный аналог ФРТ — *функция рассеяния линии* (ФРЛ. Line Spread Function)

$$h_l(\alpha_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\bar{\alpha})\, d\alpha_2, \tag{2}$$

для которой условие нормировки имеет вид

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h_l(\alpha_1)\, d\alpha_1 = 1. \tag{3}$$

В области угловых частот сглаживающее действие системы формирования изображения описывается оптической передаточной функцией (ОПФ, Modulation Transfer Function), связанной с ФРТ двумерным преобразованием Фурье:

$$h(\bar{\alpha}) = \iint e^{i\cdot 2\pi\bar{\alpha}\bar{f}} H(\bar{f})\, d\bar{f}, \tag{4}$$

причем $H(0, 0) = 1$ ввиду (1). Соответственно и ФРЛ представляется в виде одномерного преобразования Фурье:

$$h_l(\alpha_1) = \int e^{i\cdot 2\pi\alpha_1 f_l} H_l(f_1)\, df_1, \tag{5}$$

где

$$H_l(f_1) \equiv H(f_1, 0). \tag{6}$$

Для многих задач ФРТ обладает круговой симметрией, т. е. $h(\alpha_1, \alpha_2) \equiv h(\alpha)$, где $\alpha = |\bar{\alpha}| = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}$, и зависит от единственного свободного параметра. Остановимся на этом случае особо.

Из соображений размерности следует, что в качестве свободного параметра может выступать только некоторый *характерный* радиус *ФРТ*, который мы обозначим через α_*. Те же соображения показывают, что ФРТ можно представить в виде

$$h(\bar{\alpha}) = \alpha_*^{-2}\, p(\alpha/\alpha_*), \tag{7}$$

а ФРЛ — в виде

$$h_l(\alpha_1) = \alpha_*^{-1}\, l(\alpha_1/\alpha_*), \tag{8}$$

где $p(z)$ и $l(x)$ — *универсальные* функции безразмерного радиуса $z = \alpha/\alpha_*$ и безразмерной линейной координаты $x = \alpha_1/\alpha_*$ в плоскости изображения, не содержащие свободных параметров. Конкретное выражение для α_* в условиях каждой задачи целесообразно выбрать так, чтобы p— и l-функции имели наиболее простой вид. Условия нормировки (1) и (3) записываются для указанных функций следующим образом:

$$2\pi\int_0^\infty p(z)\, z\, dz = 1, \qquad \int_{-\infty}^{\infty} l(x)\, dx = 1. \tag{9}$$

Далее, в случае круговой симметрии $H(f_1, f_2)$ становится функцией только $f = \sqrt{f_1^2 + f_2^2} \geqslant 0$. Введем отвечающую радиусу α_* *характерную частоту* f_* и оптическую передаточную функцию $T(u)$ в зависимости от безразмерной частоты $u = f/f_* \geqslant 0$ по формулам:

$$f_* = \alpha_*^{-1}, \qquad H(\bar{f}) = T(f/f_*), \qquad T(0) = 1. \tag{10}$$

Тогда соотношение (4) и его обращение принимают форму пары преобразований Ханкеля [7]:

$$p(z) = 2\pi \int_0^\infty T(u)\, J_0(2\pi\, zu)\, u\, du, \tag{11}$$

$$T(u) = 2\pi \int_0^\infty p(z)\, J_0(2\pi\, zu)\, z\, dz, \tag{12}$$

где $J_\nu(z)$ — функция Бесселя порядка ν. Согласно (6) и (10) одномерная ОПФ равна

$$H_l(f_1) = T(|f_1|/f_*), \tag{13}$$

так что $H_l(-f_1) = H_l(f_1)$ для осесимметричных систем.

Подобно всяким одно- и двумерным плотностям распределения функции $l(x)$ и $p(z)$ связаны вытекающим из (2) соотношением

$$l(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\sqrt{x^2 + y^2})\, dy = 2 \int_{|x|}^{+\infty} \frac{p(z)\, z\, dz}{\sqrt{z^2 - x^2}}, \tag{14}$$

причем $l(-x) = l(x)$. Известное решение этого интегрального уравнения Абеля дает:

$$p(z) = -\frac{1}{\pi z} \frac{d}{dz} \int_0^\infty l(\sqrt{z^2 + t^2})\, dt. \tag{15}$$

Поскольку $l(x)$ и $p(z)$ однозначно связаны друг с другом, следует ожидать, что и функция $l(x)$ может быть представлена через ОПФ. Для вывода искомого соотношения подставим (11) в (14) и учтем значение интеграла

$$\int_x^\infty J_0(st) \frac{t\, dt}{\sqrt{t^2 - x^2}} = \frac{1}{s} \cos(sx) \tag{16}$$

(см. [8], формула 11.27). Тогда получим $l(x)$ в виде обыкновенного косинус-преобразования Фурье:

$$l(x) = 2 \int_0^\infty T(u) \cos(2\pi u x)\, du, \tag{17}$$

обращение которого дает:

$$T(u) = 2\int_0^\infty l(x)\cos(2\pi ux)\,dx = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\cdot 2\pi ux}\, l(x)\,dx. \tag{18}$$

Таким образом, знание одной из трех основных функций — $p(z)$, $l(x)$ или $T(u)$ — позволяет сразу же получить представление двух других функций в наиболее удобной форме. Обратим внимание, что нормировка (9) следует из (12) и (18), если положить в этих формулах $u = 0$.

Каждая из функций $h(\bar{\alpha})$ или $H(\bar{f})$ дает полное описание свойств системы формирования изображения, которое не может быть сведено к заданию значений лишь нескольких параметров. Тем не менее, на практике при сопоставлении систем часто полезны простые характеристики, основанные на ФРТ и ОПФ. Так, естественно ввести *эквивалентную ширину функции рассеяния точки* W_p, определив ее равенством

$$h(0)\cdot\frac{\pi}{4}\,W_p^2 = 1. \tag{19}$$

Эквивалентная ширина ФРЛ определяется аналогично:

$$h_l(0)\cdot W_l = 1. \tag{20}$$

Приведенный выбор характеристик ширины не является, конечно, единственно возможным. Другое естественное определение использует *квадратичные ширины* Δ_p и Δ_l, заданные соотношениями:

$$\frac{\pi}{4}\Delta_p^2 = \iint [h(\bar{\alpha})/h(0)]^2\, d\bar{\alpha}, \tag{21}$$

$$\Delta_l = \int [h_l(\alpha_1)/h_l(0)]^2\, d\alpha_1. \tag{22}$$

Наконец, иногда употребляются полные ширины ФРТ и ФРЛ на уровнях половинной или нулевой высоты. Чаще всего эти подходы приводят к близким численным значениям, однако возможны ситуации, когда полезнее ограничиться характеристиками определенного типа. В качестве основных ниже рассматриваются эквивалентные и квадратичные ширины. С учетом (7) и (8) их определения принимают вид:

$$W_p/\alpha_* = \frac{1}{\sqrt{\pi p(0)/4}}, \qquad W_l/\alpha_* = 1/l(0), \tag{23}$$

$$(\Delta_p/\alpha_*)^2 = 8\int_0^\infty [p(z)/p(0)]^2\, z\,dz, \tag{24a}$$

$$\Delta_l/a_* = 2\int_0^\infty [l(x)/l(0)]^2\,dx. \tag{24б}$$

При вычислении интегралов в (24) весьма полезна теорема Парсеваля для преобразований Фурье и Ханкеля [7], которая приводит, в частности, к равенствам

$$\int_0^\infty p^2(z)\,z\,dz = \int_0^\infty T^2(u)\,u\,du, \qquad \int_0^\infty l^2(x)\,dx = \int_0^\infty T^2(u)\,du. \tag{25}$$

Для того, чтобы перейти в (23) и (24) полностью к информации в частотной области, следует добавить соотношения

$$p(0) = 2\pi\int_0^\infty T(u)\,u\,du, \qquad l(0) = 2\int_0^\infty T(u)\,du, \tag{26}$$

следующие из (11) и (17).

3. *Атмосфера.* Хуфнагель и Стейнли [9] показали, что атмосферная ЮПФ, определяемая колмогоровским спектром турбулентности, имеет вид:

$$H(\overline{f}) = e^{-(f/f_{at})^{5/3}}, \tag{27}$$

где

$$f = \sqrt{f_1^2 + f_2^2} \geqslant 0, \quad f_{at} = \frac{1}{A}\cdot\frac{r_0}{\lambda}, \tag{28}$$

постоянная

$$A = 2\sqrt{\Gamma(11/5)} \simeq 2.099\,336, \tag{29}$$

$\Gamma(z)$ — функция Эйлера, λ — средняя длина волны изучаемого спектрального участка и мы использовали введенный Фридом [10] *радиус когерентности* волнового фронта $r_0(\lambda)$. В типичных условиях для оптического диапазона $r_0 \simeq 10$ см.

Выберем f_{at} в качестве определенной в предыдущем пункте характерной частоты f_* и запишем в соответствии с (10) характерный радиус ФРТ в виде:

$$\alpha_{at} = f_{at}^{-1} = A \cdot \lambda / r_0. \tag{30}$$

Тогда ОПФ атмосферы как функция безразмерной частоты $u = f/f_{at} \geqslant 0$ равна

$$T(u) = e^{-u^{5/3}}. \tag{31}$$

Подставляя это выражение в (11) и (17), находим следующие выражения для ФРТ и ФРЛ атмосферы:

$$p(z) = 2\pi \int_0^\infty e^{-u^{5/3}} J_0(2\pi z u)\, u\, du, \tag{32}$$

$$l(x) = 2 \int_0^\infty e^{-u^{5/3}} \cos(2\pi x u)\, du. \tag{33}$$

Численные значения этих функций даны в табл. 2. Как известно, по сравнению с гауссовским распределением ФРТ атмосферы характеризуется положительным эксцессом в центральной области и значительно более медленным (степенным) убыванием в крыльях.

Ранее не был отмечен важный факт, что ФРТ и ФРЛ атмосферы принадлежат к классу *устойчивых законов* [11, 12], которые определяются тем свойством, что их плотности распределения инвариантны относительно операции свертки. Этого свойства и следовало ожидать, исходя из физических соображений: при мысленном разбиении плоскопараллельной атмосферы на слои произвольной толщины структура результирующего изображения источника не меняется. Характеристическая функция устойчивых распределений представлена в виде $\exp(-\mathrm{const} \cdot |u|^\alpha)$, где $0 < \alpha \leqslant 2$. Показатель устойчивости для атмосферы определяется законом Колмогорова—Обухова и равен $\alpha = 5/3$. Таким образом, очевидный факт устойчивости атмосферной ФРТ вместе с характером турбулентности сразу приводит к основным соотношениям (32) и (33). Связь с устойчивыми законами имеет глубокое значение и может быть использована в различных аспектах, однако мы не имеем возможности здесь на этом останавливаться. Заметим только, что к этому же классу относятся известное распределение Хольцмарка случайной силы в бесконечной, однородной в среднем звездной системе ($\alpha = 3/2$), а также распределения Коши ($\alpha = 1$) и Гаусса ($\alpha = 2$).

К сожалению, (32) и (33) не удается выразить через элементарные или стандартные специальные функции. Пользуясь известными представлениями $J_0(x)$ и $\cos x$ в виде рядов по степеням x (см., например, [13]), нетрудно получить асимптотические разложения:

$$p(z) = \frac{6\pi}{5} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k!)^2} \Gamma\left[\frac{6}{5}(k+1)\right] (\pi z)^{2k}, \quad z \to 0, \tag{34}$$

$$l(x) = \frac{6}{5} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k)!} \Gamma\left[\frac{3}{5}(2k+1)\right] (2\pi x)^{2k}, \quad |x| \to 0. \tag{35}$$

Отсюда находим минимальные значения:

$$\begin{aligned} p(0) &= \pi\,\Gamma(11/5) \simeq 3.461\,415, \\ l(0) &= 2\Gamma(8/5) \simeq 1.787\,031. \end{aligned} \tag{36}$$

Более сложную задачу составляет нахождение асимптотических разложений p- и l-функций для больших значений аргумента. Основываясь на результатах Ларичева [14], получаем:

$$p(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n/6)}{n!} \Gamma^2\left(1 + \frac{5}{6} n\right) (\pi z)^{-(2+5n/3)}, \quad z \to \infty, \tag{37}$$

$$l(x) = \frac{10}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi n/6)}{(n-1)!} \Gamma\left(\frac{5}{3} n\right) (2\pi x)^{-(1+5n/3)}, \quad x \to \infty. \tag{38}$$

Главные члены асимптотик имеют вид:

$$p(z) \simeq \frac{\Gamma^2(11/6)}{2(\pi z)^{11/3}} \simeq \frac{6.651\,945 \cdot 10^{-3}}{z^{11/3}}, \quad z \to \infty, \tag{39}$$

$$l(x) \simeq \frac{\Gamma(8/3)}{(2\pi x)^{8/3}} \simeq \frac{1.119\,269 \cdot 10^{-2}}{x^{8/3}}, \quad x \to \infty, \tag{40}$$

так что ФРТ атмосферы убывает в крыльях по степенному закону с показателем — 11/3, а ФРЛ — с показателем — 8/3.

Равенства Парсеваля для преобразований Фурье и Ханкеля (25) позволяют найти значения интегралов

$$\int_0^{\infty} p^2(z)\, z\, dz = 2^{-11/5}\, \Gamma(11/5), \tag{41}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} l^2(x)\, dx = 2^{2/5}\, \Gamma(8/5). \tag{42}$$

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФУНКЦИЙ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ И ЛИНИИ

Таблица 1

Параметр	Атмосфера	Дифракция на круге	Дифр. на щели	Равн. круг	Гаусс	Коши	Моффет
α_*	$2\sqrt{\Gamma(11/5)}\,\lambda/r_0$	λ/D	λ/b	R	σ	ρ	ρ
$h(0)\cdot\alpha_*^2$	$\pi\Gamma(11/5)$	$\pi/4$	—	$1/\pi$	$(2\pi)^{-1}$	$1/(2\pi)$	$(\beta-1)/\pi$
W_p/α_*	$2\left[\pi\sqrt{\Gamma(11/5)}\right]^{-1}$	$4/\pi$	—	2	$2\sqrt{2}$	$2\sqrt{2}$	$2/\sqrt{\beta-1}$
Δ_p/α_*	$2^{2/5}\left[\pi\sqrt{\Gamma(11/5)}\right]^{-1}$	$\left(\frac{2}{\pi}\right)^2\sqrt{\pi^2-16/3}$	—	2	2	$\sqrt{2}$	$2/\sqrt{2\beta-1}$
$h_l(0)\cdot\alpha_*$	$2\Gamma(8/5)$	$8/(3\pi)$	1	$2/\pi$	$1/\sqrt{2\pi}$	$1/\pi$	$(\beta-1)\Gamma\left(\beta-\frac{1}{2}\right)\left[\sqrt{\pi}\,\Gamma(\beta)\right]^{-1}$
W_l/α_*	$[2\Gamma(8/5)]^{-1}$	$3\pi/8$	1	$\pi/2$	$\sqrt{2\pi}$	π	$\sqrt{\pi}\,\Gamma(\beta)\left[(\beta-1)\Gamma\left(\beta-\frac{1}{2}\right)\right]^{-1}$
Δ_l/α_*	$[2^{8/5}\Gamma(8/5)]^{-1}$	$\frac{3}{2}(\pi/2-16/15)$	$2/3$	$4/3$	$\sqrt{\pi}$	$\pi/2$	$\sqrt{\pi}\,\Gamma(2\beta-3/2)/\Gamma(2\beta-1)$

Наконец, пользуясь формулами (23), (24), (36), (41) и (42), нетрудно найти значения эквивалентных и квадратичных ширин ФРТ и ФРЛ, которые сведены во втором столбце табл. 1.

4. *Дифракция.* В случае, когда атмосфера отсутствует, а изображение бесконечно далекого точечного источника строится идеальным круглым объективом диаметром D, выберем в качестве характерного радиуса α_* и характерной частоты f_* соответственно величины

$$\alpha_d = \lambda/D, \quad f_d = \alpha_d^{-1} = D/\lambda. \tag{43}$$

Тогда известное решение Эйри [3] для ФРТ записывается в виде:

$$p(z) = \frac{1}{\pi z^2} J_1^2(\pi z), \tag{44}$$

где $z = \alpha/\alpha_d$ — безразмерный радиус в плоскости изображения. Напомним, что $p(z)$ нормирована согласно (9).

Подстановка (44) в (12) дает дифракционную ОПФ в зависимости от безразмерной частоты $u = f/f_d$:

$$T(u) = \begin{cases} \dfrac{2}{\pi}\left(\arccos u - u\sqrt{1-u^2}\right), & 0 < u \leqslant 1, \\ 0, & 1 \leqslant u < \infty. \end{cases} \tag{45}$$

Эта функция мало отличается от линейной зависимости (56).

Выражение для ФРЛ при дифракции на круговой апертуре следует из (17) и (45):

$$l(x) = \frac{4}{\pi^2 x}\int_0^1 \sqrt{1-u^2}\,\sin(2\pi u x)\,du = (\pi x)^{-2}\cdot H_1(2\pi x), \tag{46}$$

где $H_\nu(z)$ — функция Струве индекса ν [13].

Пользуясь известными представлениями цилиндрических функций в виде степенных рядов, получаем из (44) и (46):

$$p(z) = \frac{\pi}{4}\left(1 - \frac{\pi^2}{4} z^2 + \cdots\right), \qquad z \to 0, \tag{47}$$

$$l(x) = \frac{8}{\pi}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{(2k+1)!!\,(2k+3)!!}(2\pi x)^{2k}, \qquad |x| \to 0. \tag{48}$$

Отсюда

$$p(0) = \frac{\pi}{4}, \qquad l(0) = \frac{8}{3\pi}. \tag{49}$$

Наконец, укажем главные члены асимптотических разложений при больших значениях аргумента:

$$p(z) \simeq \frac{2}{(\pi z)^3} \sin^2 [\pi (z - 1/4)], \qquad z \to \infty, \tag{50}$$

$$l(x) \simeq \frac{2}{\pi^3 x^2} \left[1 - \frac{1}{2\sqrt{x}} \cos (2\pi x - \pi/4) \right], \qquad x \to \infty. \tag{51}$$

Необходимые для вычисления квадратичных ширин интегралы находятся из (25) и (45) после простых, но довольно громоздких выкладок:

$$\int_0^\infty p^2(z)\, z\, dz = \int_0^\infty J_1^4(x) \frac{dx}{x^3} = \frac{1}{8} - \frac{2}{3\pi^2}, \tag{52}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} l^2(x)\, dx = \frac{8}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_1^2(x) \frac{dx}{x^4} = \frac{32}{3\pi^3} \left[\frac{\pi}{2} - \frac{16}{15} \right]. \tag{53}$$

Соответствующие значения ширин даны в третьем столбце табл. 1.

При точном восстановлении астрономических изображений нередко нужно учитывать эффект центрального экранирования апертуры. Если $\varepsilon = D'/D$ — отношение диаметров экрана и объектива, то ФРТ кольцевой апертуры, нормированная согласно (9), имеет вид [15, 16]:

$$p_\varepsilon(z) = \frac{1}{\pi (1-\varepsilon^2)\, z^2} [J_1(\pi z) - \varepsilon\, J_1(\varepsilon \pi z)]^2. \tag{54}$$

При этом

$$p_\varepsilon(0) = (1 - \varepsilon^2) \cdot \frac{\pi}{4}, \qquad W_p^{(\varepsilon)}/\alpha_d = \frac{4}{\pi \sqrt{1 - \varepsilon^2}}. \tag{55}$$

О'Нейл [17] в явном виде нашел ОПФ, отвечающую (54).

В теоретических расчетах очень удобно рассматривать дифракцию излучения, обусловленного источником в виде нити, на параллельной ему щели шириной b. Преимущество такой постановки заключается в возможности ограничиться одномерной задачей. Полагая $\alpha_* = \lambda/b$, нетрудно получить для случая некогерентного освещения известные выражения:

$$T(u) = \begin{cases} 1 - u, & 0 \leqslant u \leqslant 1, \\ 0, & 1 < u < \infty \end{cases} \tag{56}$$

и

$$l(x) = \left(\frac{\sin \pi x}{\pi x} \right)^2 \equiv \operatorname{sinc}^2(x). \tag{57}$$

Напомним, что безразмерные координата и частота равны здесь $x=\alpha/\alpha_*$, $u=f\alpha_*$ соответственно. Значения ширин приведены в табл. 1.

5. *Некоторые другие виды ФРТ.* Как известно [3], ОПФ всякого оптического прибора строго равна нулю для пространственных частот выше некоторого критического значения. Если отвлечься от задачи восстановления лишь оптических изображений и обратиться к общей постановке обратных задач (а изложенный в [1] метод не связан какими-либо ограничениями вида ФРТ), то представляет интерес рассмотрение случаев, когда ОПФ простирается до бесконечно высоких пространственных частот. Мы кратко характеризуем здесь четыре типа ФРТ с простым аналитическим представлением.

Предположим сначала, что каждая точка исходного изображения размывается в равномерный круг радиусом R [18]. Полагая $\alpha_*=R$, имеем:

$$p(z)=\begin{cases}1/\pi, & 0\leqslant z\leqslant 1,\\ 0, & 1\leqslant z<\infty,\end{cases} \tag{58}$$

так что (12) дает ОПФ вида:

$$T(u)=\frac{1}{\pi u}J_1(2\pi u), \tag{59}$$

а (14)—ФРЛ в виде:

$$l(x)=\begin{cases}\frac{2}{\pi}\sqrt{1-x^2}, & 0\leqslant|x|\leqslant 1,\\ 0, & 1<|x|<\infty.\end{cases} \tag{60}$$

Вторым примером служит двумерная плотность Гаусса:

$$h(\alpha)=\frac{1}{2\pi\sigma^2}e^{-\alpha^2/2\sigma^2}, \tag{61}$$

для которой при выборе $\alpha_*=\sigma$ получаем:

$$p(z)=\frac{1}{2\pi}e^{-z^2/2},\qquad l(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-x^2/2},\qquad T(u)=e^{-2\pi^2u^2}. \tag{62}$$

Третий пример — одномерный закон Коши

$$h_l(\alpha_1)=\frac{1}{\pi\rho}\cdot\frac{1}{1+(\alpha_1/\rho)^2},\qquad \rho>0, \tag{63}$$

или, как его называют в физике, профиль Лоренца. Полагая $\alpha_*=\rho$, находим для рассматриваемого случая:

Таблица 2

АТМОСФЕРНЫЕ ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ЛИНИИ И ТОЧКИ

x	$l(x)$	$p(x)$	x	$l(x)$	$p(x)$
0.0	1.787	3.461	3.1	5.693 −4	1.105 −4
0.1	1.581	3.032	3.2	5.220 −4	9.807 −5
0.2	1.110	2.060	3.3	4.800 −4	8.739 −5
0.3	6.448 −1	1.126	3.4	4.425 −4	7.816 −5
0.4	3.320 −1	5.270 −1	3.5	4.090 −4	7.013 −5
0.5	1.656 −1	2.298 −1	3.6	3.788 −4	6.315 −5
0.6	8.659 −2	1.021 −1	3.7	3.516 −4	5.701 −5
0.7	4.947 −2	4.918 −2	3.8	3.271 −4	5.161 −5
0.8	3.093 −2	2.622 −2	3.9	3.049 −4	4.685 −5
0.9	2.080 −2	1.531 −2	4.0	2.846 −4	4.263 −5
1.0	1.479 −2	9.619 −3	4.1	2.662 −4	3.888 −5
1.1	1.097 −2	6.393 −3	4.2	2.494 −4	3.556 −5
1.2	8.405 −3	4.441 −3	4.3	2.340 −4	3.258 −5
1.3	6.610 −3	3.196 −3	4.4	2.199 −4	2.991 −5
1.4	5.310 −3	2.367 −3	4.5	2.070 −4	2.752 −5
1.5	4.341 −3	1.796 −3	4.6	1.951 −4	2.536 −5
1.6	3.603 −3	1.391 −3	4.7	1.841 −4	2.342 −5
1.7	3.028 −3	1.096 −3	4.8	1.739 −4	2.167 −5
1.8	2.574 −3	8.769 −4	4.9	1.645 −4	2.007 −5
1.9	2.209 −3	7.108 −4	5.0	1.558 −4	1.863 −5
2.0	1.912 −3	5.831 −4	5.1	1.477 −4	1.731 −5
2.1	1.668 −3	4.834 −4	5.2	1.401 −4	1.611 −5
2.2	1.465 −3	4.045 −4	5.3	1.331 −4	1.501 −5
2.3	1.294 −3	3.414 −4	5.4	1.266 −4	1.400 −5
2.4	1.150 −3	2.903 −4	5.5	1.205 −4	1.309 −5
2.5	1.028 −3	2.486 −4	5.6	1.148 −4	1.225 −5
2.6	9.222 −4	2.143 −4	5.7	1.095 −4	1.147 −5
2.7	8.313 −4	1.858 −4	5.8	1.045 −4	1.076 −5
2.8	7.522 −4	1.620 −4	5.9	9.977 −5	1.010 −5
2.9	6.832 −4	1.419 −4	6.0	9.536 −5	9.489 −6
3.0	6.227 −4	1.250 −4			

$$l(x) = \frac{1}{\pi}\cdot\frac{1}{1+x^2}, \quad p(z) = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{(1+z^2)^{3/2}}, \quad T(u) = e^{-2\pi u}. \qquad (64)$$

Представляет значительный интерес то обстоятельство, что реальные профили звездных изображений на фотографических пластинках близки к распределению, являющемуся обобщением лоренцовского профиля. Именно, Моффет [19] показал, что в указанных условиях формула

$$h(\alpha) = \frac{h(0)}{[1+(\alpha/\rho)^2]^{\beta}}, \qquad \rho > 0, \quad \beta > 1 \qquad (65)$$

очень хорошо описывает данные наблюдений вплоть до радиуса, где начинает доминировать дифракция (т. е. до $h/h(0) \simeq 10^{-3}$). Принимая здесь $\alpha_* = \rho$, находим:

$$\begin{cases} p_\beta(z) = \dfrac{\beta-1}{\pi}\,\dfrac{1}{(1+z^2)^{\beta}}, & \beta > 1, \\ l_\beta(x) = \dfrac{\beta-1}{\sqrt{\pi}}\,\dfrac{\Gamma(\beta-1/2)}{\Gamma(\beta)}\,\dfrac{1}{(1+x^2)^{\beta-1/2}}, & \\ T_\beta(u) = \dfrac{2(\beta-1)}{\Gamma(\beta)}(\pi u)^{\beta-1} K_{\beta-1}(2\pi u), & \end{cases} \qquad (66)$$

где $K_\nu(z)$ — модифицированная функция Бесселя [13]. В случае $\beta=3/2$ мы возвращаемся к соотношениям (64).

Значения эквивалентных и квадратичных ширин для обсуждаемых в этом пункте распределений указаны в табл. 1.

6. *Численные расчеты* всех рассмотренных выше функций за исключением атмосферной ФРТ (32) не вызывают затруднений. При вычислении преобразования Ханкеля в неограниченной области (32) некоторые усложнения обусловлены неравномерностью расположения нулей бесселевых функций и недостаточно быстрым убыванием подынтегрального выражения. По этой причине мы приводим в табл. 2 результаты расчетов атмосферных p- и l-функций вплоть до значения аргумента, равного 6.0, когда точность главных членов асимптотик (39) и (40) составляет 1.7% и 1.3% соответственно.

Приношу благодарность А. В. Теребиж за проведение численных расчетов.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION. II. POINT— and LINE—SPREAD FUNCTIONS

V. Yu. TEREBIZH

The following simulated and experimental intensity distributions at the image of a point source are discussed: the brightness profile of a star due to atmospheric turbulence, the diffraction images of the circular and slit apertures, the uniform smoothing, the Gauss, Cauchi-Lorentz and Moffat profiles. The Point Spread Function (PSF) and Line Spread Function (LSF) are transformed to the form that requires the previously proposed Maximum Likelihood Method of image restoration. The equivalent and quadratic widths of PSF and LSF are found for all types of distributions as well as a number of new relations for these functions. The spread functions of the atmosphere are tabulated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 32, 327, 1990.
2. *В .Ю. Теребиж, В. В. Бирюков*, Астрофизика, 1990 (в печати).
3. *M. Born, E. Wolf*, Principles of Optics, Pergamon Press, London, 1964, *М. Борн, Э. Вольф*, Основы оптики, Наука, М., 1973.
4. *J. W. Goodman*, Statistical Optics, Wiley, 1985; *Дж. Гудмен, Статистическая* оптика, Мир, М., 1988.
5. *F. Roddier*, Progress in Optics, ed. E. Wolf, 19, 281, 1981.
6. *А. А. Токовинин*, Звездные интерферометры, Наука, М., 1988.
7. *I. Sneddon*, Fourier Transforms, McGraw—Hill, New-York 1951; *И. Снеддон*, Преобразования Фурье, ИЛ, М., 1955.
8. *В. А. Диткин, А. П. Прудников*, Интегральные преобразования и операционное исчисление, Физматгиз, М. 1961.
9. *R. E. Hufnagel, N. R. Stanley*, J. Opt. Soc. Amer., 54, 52, 1964.
10. *D. L. Fried*, J. Opt. Soc. Amer., 56, 1372, 1966.
11. *W. Feller*, An Introduction to Probability Theory and Its Applications, v. I, II, Wiley, 1966; *В. Феллер*. Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т. I, II, Мир, М., 1967.
12. *В. М. Золотарев*, Одномерные устойчивые распределения, Наука, М., 1983.
13. *H. Abramowitz, I. A. Stegun*, Handbook on Mathematical Functions, Nat. Bureau Stand, New-York, 1964; *Абрамовиц, И. Стиган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
14. *В. Д. Ларичев*, Ж. вычисл. мат и мат. физ., 13, 1029, 1973.
15. *G. C. Steward*, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 225, 131, 1925.
16. *E. H. Linfoot, E. Wolf*, Proc. Roy. Soc , B 66, № 398, 145, 1953.
17. *E. L. O'Neill*, J. Opt. Soc. Amer., 46, 285, 1096. 1956.
18. *E. L. O'Neill*, Introduction to Statistical Optics, Addison-Wesley, 1963; *Э. O'Нейл*, Введение в статистическую оптику, Мир, М., 1966.
19. *A. F. J. Moffat*, Astron. and Astrophys., 3, 455, 1969.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 52:53

ГРУШЕВИДНЫЕ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ С ВНУТРЕННИМИ ТЕЧЕНИЯМИ. II. ТРЕХМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 27 июня 1989
Принята к печати 25 февраля 1990

Предложен новый метод исследования бифуркации грушевидных фигур равновесия от S-эллипсоидов Римана, основанный на принципе смежных течений в гидродинамике. Установлено, что при бифуркации: а) двумерное поле скоростей, линейное по координатам, переходит в нелинейное и трехмерное; б) однокомпонентный вектор завихренности, не зависящий от координат, переходит в двухкомпонентный вектор, величина и направление которого уже изменяются от точки к точке (исключением является случай, когда в инерциальной системе отсчета завихренность равна нулю). Ряды грушевидных фигур с внутренними течениями прослеживаются развитым методом только до членов, бесконечно близких к исходным S-эллипсоидам. Найдены все характеристики грушевидных фигур. Попутно мы обращаем внимание на ряд ошибок в исследованиях по данной теме у предыдущих авторов.

1. *Введение.* К тому, что сказано во введении к первой части нашей работы [1], добавим следующее.

Ниже исследуются фигуры равновесия, полученные при деформации поверхности S-эллипсоида Римана в замкнутую поверхность третьего порядка. Некоторые стороны интересующей нас задачи ранее рассматривались в [2] и [3]. Однако в статье [2] японские авторы, пытаясь численными методами с применением ЭВМ рассчитать некоторые последовательности неэллипсоидальных фигур равновесия с внутренними течениями, встали на ошибочный путь. И вот почему. Не исследуя сложных вопросов перехода от трехосных эллипсоидов Римана к гантелеобразным конфигурациям, они в [2] без всякого обоснования внутреннее поле скоростей в последних полагают двумерным, а завихренность его—однородной. Но, с нашей точки зрения, в том то и дело, что *при бифуркации S-эллипсоидов Римана в неэллипсоидальные фигуры поле скоростей из двумерного становится трехмерным, а завихренность этого поля, как правило, теряет свойство однородности!* Вопрос проясняется нами путем анализа деформации эллипсоида с помощью лагранжева смещения. Как оказывается, внутри заданной поверхности третьего порядка внутреннее поле скоростей имеет еще несколько степеней свободы, за счет чего и осуществляется изгиб тех плоскостей, в которых лежат линии тока.

В монографии [3] методом вариации вириальных уравнений вычислены нейтральные точки для третьих гармоник (на последовательности Якоби, стр. 124—127; на последовательностях S-эллипсоидов, разд. 50). Но на более общий вопрос, существуют ли сами грушевидные фигуры равновесия с внутренними течениями, в [3] ответа нет. Чандрасекар в подразделе 40а имел намерение вычислить точку бифуркации на последовательности Якоби и другим методом, не прибегая к вириальным уравнениям третьего порядка. Развитый им прямой метод основан на использовании непосредственно уравнений гидродинамики. Но нами обнаружено несколько упущений и неточностей у знаменитого автора. Так, при вычислении выражения для вариации гравитационного потенциала (стр. 130, формула 52) пропущено два члена*. Указанные члены отсутствуют и в итоговой формуле (55) на стр. 131**. Это отчасти исказило дальнейший ход рассуждений в [3]. Речь идет о следующем. В силу соленоидальности лагранжева смещения $\vec{\xi}\,(\vec{x})$ с компонентами

$$\xi_1 = S_0 + S_1\, x_1^2 + S_2\, x_2^2 + S_3\, x_3^2; \quad \xi_2 = -2S_1\, x_1\, x_2; \quad \xi_3 = 0, \tag{1}$$

которым эллипсоид Якоби деформируется в грушевидную фигуру, соответствующая вариация гравитационного потенциала $\delta\varphi$ должна удовлетворять уравнению Лапласа

---

* А именно, член $2A_{112}\cdot a_1^2\cdot a_2^2\cdot x_1^3$ и член $2A_{123}\cdot a_1^2\cdot a_2^2\cdot x_1\cdot x_3^2$.

** Ошибка замаскирована тем обстоятельством, что она не влияет на интересующий Чандрасекара результат вычисления отношений полуосей бифуркационного эллипсоида Якоби (см. стр. 131). Это нетривиальное обстоятельство объясняется тем, что случай нахождения точки бифуркации на последовательности фигур относительного равновесия в некотором смысле, на фоне общего случая S-эллипсоидов с внутренними течениями, является вырожденным. Вырожденность проявляется в том, что на последовательности фигур относительного равновесия расположение искомой точки бифуркации вообще не зависит от того, входит или нет в лагранжево смещение величина S_1. Мы убедились в этом на примере двумерных конфигураций [1]; заменив при $\lambda=0$ в системе уравнений (62) не играющее теперь роли последнее уравнение на условие сохранения центра инерции

$$4S_0 + S_1\, a_1^2 + S_2\, a_2^2 = 0$$

и положив в новой системе $S_1=0$, после решения любой (I) пары уравнений неизменно приходим к одному и тому же значению $n = 1/3$. Но из [1] известно: $n = 1/3$ получается и при $S_1 \neq 0$. Теперь ясно: так как пропущенные Чандрасекаром члены должны умножаться именно на S_1, то при $S_1 = 0$ ошибка и не могла повлиять на результат расчетов.

$$\nabla^2 \delta\varphi = 0. \tag{2}$$

Но если мы вычислим лапласиан от чандрасекарского выражения вариации потенциала (компоненты вариации на стр. 130 в формулах (50) и (52)—(54)), то после тождественных преобразований получим выражение

$$\nabla^2 \delta\varphi = -4\pi\, G\rho\, x_1\, a_1^2 \cdot S_1 (A_{123} + 3A_{112}), \tag{3}$$

из которого следует, что для удовлетворения (2) надо в (3) дополнительно потребовать $S_1 = 0$. В то же время уравнение (2) с учетом пропущенных в [3] членов удовлетворяется без каких-либо дополнительных требований! Ясно, что условие $S_1 = 0$ является искусственным и накладывает сильное ограничение на вид самого лагранжева смещения (1), в котором исчезает, например, компонент ξ_2. Именно из этих соображений мы не согласны с тем выражением лагранжева смещения, которое приводится Чандрасекаром в формуле (58) на стр. 132.

Добавим, что в рассматриваемом ниже случае грушевидных фигур с внутренними течениями лагранжево смещение включает уже не четыре, а пять произвольных постоянных. Это обстоятельство еще более усложняет механизм деформации эллипсоида в грушевидную фигуру. Весь метод нам пришлось развивать самостоятельно, и эта задача облегчалась предварительным рассмотрением в [1] двумерного случая.

2. *Некоторые характеристики S-эллипсоидов Римана.* Равновесие и устойчивость этих фигур равновесия подробно рассматривались в [3] и [4]. В собственной системе координат уравнение поверхности

$$S = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} - 1 = 0, \tag{4}$$

и внутреннее поле скоростей ($\lambda_1 = \lambda_2 = 0$ и $\lambda_3 \equiv \lambda$)

$$u_1 = \frac{\lambda}{n} x_2, \quad u_2 = -\lambda n\, x_1, \quad u_3 = 0, \quad (n = a_2/a_1). \tag{5}$$

Давление внутри фигуры

$$p = p_0\left(1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2}\right), \tag{6}$$

где p_0—центральное давление. Уравнения равновесия дают

$$\frac{2p_0}{\rho} = 2A_3\, a_3^2 = a_1^2(2n\,\lambda\Omega - \lambda^2 - \Omega^2 + 2A_1) = a_2^2\left(\frac{2\lambda\Omega}{n} - \lambda^2 - \Omega^2 + 2A_2\right). \tag{7}$$

Рассматриваемая фигура равновесия задается двумя параметрами:

$$0 < n \leqslant 1 \text{ и } 0 \leqslant \frac{a_3}{a_1} \leqslant 1; \tag{8}$$

неизвестные λ, Ω и p_0. Геометрическая форма эллипсоида тесно связана с его динамическими характеристиками, что видно из уравнения

$$\Phi^2 + \frac{2n B_{12}\cdot\Phi}{A_3 \frac{a_3^2}{a_1^2} - A_{12} a_2^2} + 1 = 0, \text{ где } \Phi = -\frac{\lambda}{\Omega} = \frac{nf}{1+n^2} \tag{9}$$

$(f = \zeta/\Omega)$. Кроме того, из (7) также следует, что

$$\Omega^2 = \frac{2B_{12}}{1+\Phi^2}; \ \lambda^2 = 2B_{12}\frac{\Phi^2}{1+\Phi^2}; \ n\lambda\Omega = A_3\frac{a_3^2}{a_1^2} - A_{12} a_2^2. \tag{10}$$

Гравитационный потенциал однородного эллипсоида

$$\varphi = J - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2 - A_3 x_3^2. \tag{11}$$

Интегральные символы A_{ijk} и B_{ijk} являются трехмерными обобщениями выражений, данными в [1] (формула (49)).

3. *О виде лагранжева перемещения, деформирующего эллипсоид с внутренним полем скоростей в грушевидную фигуру*. Как известно ([3], стр. 129), самое общее перемещение, деформирующее несжимаемый эллипсоид в грушевидную фигуру, не имеющую симметрии относительно плоскости Ox_2x_3, можно представить в виде линейной комбинации пяти элементарных соленоидальных перемещений:

$$\vec{\xi}^{(0)} = (1, 0, 0), \quad \vec{\xi}^{(1)} = (x_1^2, -2x_1 x_2, 0), \quad \vec{\xi}^{(2)} = (x_2^2, 0, 0),$$

$$\vec{\xi}^{(3)} = (x_3^2, 0, 0), \quad \vec{\xi}^{(4)} = (0, x_1x_2, -x_1x_3). \tag{12}$$

Принципиальное отличие рассматриваемого нами случая от случая деформации эллипсоида Якоби, с которым имел дело Чандрасекар, заключается в следующем. При деформации эллипсоида Якоби из того факта, что комбинация

$$\vec{\xi}(\vec{x}) = \vec{\xi}^{(4)} - \frac{1}{n^2}\vec{\xi}^{(2)} + \frac{a_1^2}{a_3^2}\vec{\xi}^{(3)} \tag{13}$$

не изменяет, как легко убедиться, граничную поверхность (4), следует факт линейной зависимости векторов (12) по модулю эллипсоида. Последнее означает, что, имея дело с деформацией эллипсоида относительного равновесия, перемещение $\vec{\xi}^{(4)}$ можно отбросить как зависимое от других перемещений. В этом случае компоненты лагранжева перемещения имеют вид (1). Но если интересоваться не только граничной поверхностью, но и внутренней структурой эллипсоида, все обстоит совершенно иначе. Дело в том, что хотя комбинация (13) и оставляет поверхность (4) неизменной, она тем не менее в корне изменяет геометрическую структуру линий тока внутри S-эллипсоида! Если, например, в невозмущенном эллипсоиде линии тока лежат в плоскостях $Ax_3+D=0$, то после деформации комбинацией (13) вместо них имеем

$$\tilde{S} = Ax_3 + D + Ax_1x_3 \qquad (14)$$

—семейство искривленных квадратичных поверхностей. Резюмируя, заключаем: в рассматриваемом нами случае все векторы (12) являются линии тока лежат в плоскостях $Ax_3+D=0$, то после деформации комбиненты:

$$\begin{aligned} \xi_1 &= S_0 + S_1x_1^2 + S_2x_2^2 + S_3x_3^2, \\ \xi_2 &= (S_4 - 2S_1)\cdot x_1\cdot x_2, \\ \xi_3 &= -S_4\cdot x_1\cdot x_3, \end{aligned} \qquad (15)$$

где $S_0, \ldots, S_4$—бесконечно малые величины, не зависящие от координат. Как легко видеть из (15), $\operatorname{div}\vec{\xi} = 0$.

4. *Граничная поверхность и поле скоростей в грушевидной фигуре.* Придав всем точкам S-эллипсоида бесконечно малое лагранжево смещение $\vec{\xi}(\vec{x})$ с компонентами (15), с помощью формул (11), (12) находим: уравнение граничной поверхности

$$\tilde{S}(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{3}\frac{x_i^2}{a_i^2} - 1 - \frac{2x_1}{a_1^2}\left[S_0 + S_1x_1^2 + \left(S_2 + \frac{S_4-2S_1}{n_2}\right)x_2^2 + \right.$$
$$\left. + \left(S_3 - \frac{a_1^2}{a_3^2}S_4\right)x_3^2\right] = 0; \qquad (16)$$

поле скоростей

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{\lambda}{n}x_2\,[1 - (-4S_1 + 2S_2n^2 + S_4)\cdot x_1], \\ u_2 &= -\lambda n\left\{x_1 - S_0 - (3S_1 - S_4)\,x_1^2 - \left(S_2 + \frac{S_4-2S_1}{n^2}\right)x_2^2 - S_3\,x_3^2\right\}, \\ u_3 &= -\frac{\lambda}{n}S_4\,x_2\,x_3. \end{aligned} \qquad (17)$$

Обратим внимание на то, что *при деформации появился отличный от нуля компонент скорости по оси* x_3. Компоненты вихря оказываются равными

$$\zeta_1 = -\lambda n\left(2S_3 + \frac{S_4}{n^2}\right)x_3, \quad \zeta_2 = 0,$$

$$\zeta_3 = -n\lambda\left\{1 + \frac{1}{n^2} - 2x_1\left[\left(3 - \frac{2}{n^2}\right)S_1 + S_2 + S_4\left(\frac{1}{2n^2} - 1\right)\right]\right\}. \tag{18}$$

Таким образом, *при деформации S-эллипсоида в грушевидную фигуру поле скоростей из двумерного становится трехмерным, а завихренность этого поля зависит от координат и имеет две отличные от нуля составляющие**. Именно эти выводы показывают ошибочность метода в статье [2] (см. выше *Введение*).

Вряд ли стоит подробно говорить о том, почему мы ограничиваемся грушевидными фигурами, бесконечно близкими к исходным S-эллипсоидам. Причина указана в разделе 3 статьи [1]: только в линейном по возмущению приближении будет выполнено граничное условие

$$\vec{u}\cdot \operatorname{grad} \tilde{S} = 0. \tag{19}$$

Другими словами, развитый нами метод позволяет исследовать грушевидные фигуры лишь в линейной окрестности исходных S-эллипсоидов. Нет сомнений в том, что ряды грушевидных фигур в действительности простираются далее этой окрестности, где могут быть прослежены численным, например, способом. Ситуация совершенно аналогична рассмотренной в [1].

5. *Анализ уравнений гидродинамики.* Как было показано в [1] (см. уравнение (21)), движение однородной идеальной гравитирующей жидкости во вращающейся с угловой скоростью $\vec{\Omega}(0, 0, \Omega)$ системе отсчета может быть представлено в виде

$$\operatorname{grad} H = [\vec{u}\,\vec{\zeta}^{(0)}], \tag{20}$$

где

$$H = \frac{p}{\rho} - \varphi - \frac{\Omega^2}{2}(x_1^2 + x_2^2) + \frac{u^2}{2}; \qquad \vec{\zeta}^{(0)} = 2\vec{\Omega} + \vec{\zeta}. \tag{21}$$

Берем первую вариацию от уравнения (20), получим

$$\operatorname{grad} \delta H = [\delta\vec{u}\,\vec{\zeta}^{(0)}] + [\vec{u}\,\delta\vec{\zeta}], \tag{22}$$

---

* В особом случае безвихревой конфигурации при деформации эллипсоида вихрь остается прежним (см. формулу (28)).

или в развернутой форме:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x_1}\delta H = (2\Omega + \zeta_3)\,\delta u_2 + u_2\delta\zeta_3 = F_1(x_1, x_2, x_3); \\ &\frac{\partial}{\partial x_2}\delta H = -(2\Omega + \zeta_3)\,\delta u_1 - u_1\delta\zeta_3 = F_2(x_1, x_2); \\ &\frac{\partial}{\partial x_3}\delta H = -u_2\delta\zeta_1 = F_3(x_1, x_3). \end{aligned} \tag{23}$$

Будем рассматривать (23) как дифференциальные уравнения относительно величины δH, тогда условием совместности этой системы уравнений будет

$$\operatorname{rot}\operatorname{grad}\delta H = \operatorname{rot}\left([\delta\vec{u}\,\vec{\zeta}^{(0)}] + [\vec{u}\,\delta\vec{\zeta}]\right) = 0. \tag{24}$$

С учетом найденных в (17) и (18) выражений последнее уравнение удовлетворится при условии, если

$$\begin{aligned} &\lambda^2\left[S_4 + 2S_3\left(2n\frac{\Omega}{\lambda} - 1\right)\right] = 0, \\ &\lambda^2\left[\left(3 - \frac{2}{n^2}\right)S_1 + S_2 + \left(\frac{\Omega}{\lambda n} - \frac{3}{2}\right)S_4\right] = 0. \end{aligned} \tag{25}$$

Между прочим, в двумерном случае, когда $S_3 = S_4 = 0$, из последнего в (25) уравнения следует то самое требование однородности вихря, которое было получено в [1] под номером (28). В трехмерном, однако, случае уравнения (25) свидетельствуют о том, что завихренность внутри грушевидной фигуры обязательно зависит от координат. С учетом (25), выражения (18) целесообразно представить в виде

$$\begin{aligned} &\zeta_1 = \delta\zeta_1 = -2\lambda\,S_3\,x_3\left(\frac{-2\Omega}{\lambda} + n + \frac{1}{n}\right), \\ &\zeta_2 = 0, \\ &\zeta_3 = -\lambda\left\{n + \frac{1}{n} - S_4\,x_1\left(-\frac{2\Omega}{\lambda} + n + \frac{1}{n}\right)\right\}. \end{aligned} \tag{26}$$

Любопытно: если деформация лагранжевым смещением (15) осуществляется над безвихревым (в инерциальной системе отсчета) эллипсоидом, у которого

$$2\Omega + \zeta_3 = \lambda\left(\frac{2\Omega}{\lambda} - n - \frac{1}{n}\right) = 0, \tag{27}$$

то, согласно формулам (26),

$$\zeta_1 = \delta\zeta_1 = 0, \quad \zeta_2 = 0, \quad \delta\zeta_3 = 0, \quad \zeta_3 = -\lambda\left(n + \frac{1}{n}\right). \tag{28}$$

Следовательно, такая грушевидная фигура в инерциальной системе также будет безвихревой. Вихрь внутри фигуры останется прежним, хотя поле скоростей становится трехмерным! Такая грушевидная фигура является особой.

Правые части уравнений (23) оказываются равными

$$F_1 = \lambda^2 n\left(2\frac{\Omega}{\lambda} - n - \frac{1}{n}\right)\left[S_0 + 3S_1 x_1^2 + \left(S_2 + \frac{S_4 - 2S_1}{n^2}\right)x_2^2 + S_3 x_3^2\right], \tag{29}$$

$$F_2 = 2\lambda^2 n\left(2\frac{\Omega}{\lambda} - n - \frac{1}{n}\right)\left(S_2 + \frac{S_4 - 2S_1}{n^2}\right)\cdot x_1 \cdot x_2, \tag{30}$$

$$F_3 = 2\lambda^2 n\, S_3\left(2\frac{\Omega}{\lambda} - n - \frac{1}{n}\right)x_1 \cdot x_3. \tag{31}$$

Легко проверить, что действительно $\operatorname{rot} F = 0$. Решая уравнения (23) с учетом выражений для правых частей из (29)—(31), можно показать (из-за отсутствия места мы это опускаем), что

$$\delta H = \lambda^2 n\, x_1\left(2\frac{\Omega}{\lambda} - n - \frac{1}{n}\right)\left[S_0 + S_1 x_1^2 + \left(S_2 + \frac{S_4 - 2S_1}{n^2}\right)x_2^2 + S_3 x_3^2\right]. \tag{32}$$

Проверку легко осуществить прямой подстановкой (32) в (23).

С другой стороны, беря вариацию от H из (21), имеем выражение*

$$\frac{\delta p}{\rho} = \delta H + \delta\varphi - \frac{1}{2}\delta(\vec{u}^2). \tag{33}$$

В нашу задачу входит нахождение правой части (33) как функции координат. Как нетрудно показать с помощью (17),

$$\delta\frac{\vec{u}^2}{2} = -\lambda^2 x_1\left\{S_0 n^2 + n^2(3S_1 - S_4)x_1^2 + \left[-2S_1\left(1 + \frac{1}{n^2}\right) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + S_2(2 + n^2) + S_4\left(1 + \frac{1}{n^2}\right)\right]x_2^2 + S_3 n^2 x_3^2\right\}. \tag{34}$$

Более трудной задачей является нахождение вариации потенциала $\delta\varphi$.

---

* Вариация от центробежного потенциала $\delta\left[\frac{\Omega^2}{2}(x_1^2 + x_2^2)\right]$ будет равна нулю. Объяснение этому было дано в статье [1], см. пятый раздел.

6. *Вариация гравитационного потенциала.* По определению

$$\delta\varphi = G\delta \int\limits_V \frac{\rho(\vec{x}')}{|\vec{x}-\vec{x}'|} d\vec{x}' = -G\frac{\partial}{\partial x_i}\int\limits_V \frac{\rho(\vec{x}')\,\xi_i(\vec{x}')}{|\vec{x}-\vec{x}'|} d\vec{x}', \tag{35}$$

где интегрирование по объему невозмущенного эллипсоида. Подставляя сюда выражения для смещений из (15), получим

$$\delta\varphi = -\sum_{i=0}^{4} S_i\,\delta\varphi^{(i)}, \tag{36}$$

где обозначено

$$\delta\varphi^{(0)} = -2A_1 x_1;\quad \delta\varphi^{(1)} = \frac{\partial}{\partial x_1} D_{11} - 2\frac{\partial}{\partial x_2} D_{12};$$

$$\delta\varphi^{(2)} = \frac{\partial}{\partial x_1} D_{22};\quad \delta\varphi^{(3)} = \frac{\partial}{\partial x_1} D_{33};\quad \delta\varphi^{(4)} = \frac{\partial}{\partial x_2} D_{12} - \frac{\partial}{\partial x_3} D_{13}. \tag{37}$$

Интегралы типа (их можно назвать потенциалами Феррерса)

$$D_{ij}(\vec{x}) = G\int\limits_V \rho(\vec{x}')\frac{x_i' x_j'}{|\vec{x}-\vec{x}'|} d\vec{x}' \tag{38}$$

из-за отсутствия места представим общим выражением [3]:

$$D_{ij} = a_i^2 a_j^2\left(A_{ij} - \sum_{l=1}^{3} A_{ijl} x_l^2\right) x_i x_j +$$

$$+\frac{a_i^2}{4}\delta_{ij}\left(B_i - 2\sum_{l=1}^{3} B_{il} x_l^2 + \sum_{l=1}^{3}\sum_{m=1}^{3} B_{ilm} x_l^2 x_m^2\right). \tag{39}$$

Подставляя (39) в (37), в итоге находим

$$\delta\varphi^{(0)} = -2A_1 x_1; \tag{40}$$

$$\delta\varphi^{(1)} = (-4A_{111} a_1^4 + 2A_{112} a_1^2 a_2^2 + B_{111} a_1^2)\, x_1^3 +$$

$$+ (-2A_{112} a_1^4 + B_{112} a_1^2 + 6A_{122} a_1^2 a_2^2)\, x_1 x_2^2 +$$

$$+ (-2A_{113} a_1^4 + 2A_{123} a_1^2 a_2^2 + B_{113} a_1^2)\, x_1 x_3^2 +$$

$$+ (2A_{11} a_1^4 - B_{11} a_1^2 - 2A_{12} a_1^2 a_2^2)\, x_1; \tag{41}$$

$$\delta\varphi^{(2)} = B_{112} a_2^2 x_1^3 + (B_{122} a_2^2 - 2A_{122} a_2^4)\, x_1 x_2^2 + B_{123} a_2^2 x_1 x_3^2 - B_{12} a_2^2 x_1; \tag{42}$$

$$\delta\varphi^{(3)} = B_{113} a_3^2 x_1^3 + B_{123} a_3^2 x_1 x_2^2 + (B_{133} a_3^2 - 2A_{133} a_3^4)\, x_1 x_3^2 - B_{13} a_3^2 x_1; \tag{43}$$

$$\delta\varphi^{(4)} = a_1^2 x_1 [A_{12} a_2^2 - A_{13} a_3^2 + (A_{113} a_3^2 - A_{112} a_2^2) x_1^2 +$$
$$+ (A_{123} a_3^2 - 3A_{122} a_2^2) x_2^2 + (3A_{133} a_3^2 - A_{123} a_2^2) x_3^2]. \quad (44)$$

В (41) входят и два члена, пропущенные Чандрасекаром (см. *Введение*). Появление у нас выражения (44) связано с существованием внутри эллипсоида течений жидкости; у Чандрасекара это выражение не фигурирует. Каждое из выражений (40—44) удовлетворяет уравнению Лапласа (2) .Доказательство этого из-за отсутствия места мы также опускаем.

7. *Уравнение для определения точек бифуркации.* Подставляя выражения (32), (34) и (36) в уравнение (33), после преобразований последнего имеем

$$\frac{1}{\rho}\delta p = x_1 (K_0 + K_1 x_1^2 + K_2 x_2^2 + K_3 x_3^2). \quad (45)$$

Здесь введены обозначения

$$K_0 = S_0 \left[2A_1 + \lambda^2 n \left(\frac{2\Omega}{\lambda} - \frac{1}{n} \right) \right] - S_1 (2A_{11} a_1^4 - B_{11} a_1^2 - 2A_{12} a_1^2 a_2^2) +$$
$$+ S_2 B_{12} a_2^2 + S_3 B_{13} a_3^2 - S_4 a_1^2 (A_{12} a_2^2 - A_{13} a_3^2); \quad (46)$$

$$K_1 = S_1 \left[\lambda^2 n \left(2 \frac{\Omega}{\lambda} + 2n - \frac{1}{n} \right) + 4A_{111} a_1^4 - 2A_{112} a_1^2 a_2^2 - B_{111} a_1^2 \right] +$$
$$+ S_2 B_{112} a_2^2 - S_3 B_{113} a_3^2 + S_4 (-\lambda^2 n^2 + A_{112} a_1^2 a_2^2 - A_{113} a_1^2 a_3^2); \quad (47)$$

$$K_2 = S_1 \left[-2 \frac{\lambda^2}{n} \left(2 \frac{\Omega}{\lambda} + \frac{1}{n} \right) + 2A_{112} a_1^4 - B_{112} a_1^2 - 6A_{122} a_1^2 a_2^2 \right] +$$
$$+ S_2 \left[\lambda^2 \left(2n \frac{\Omega}{\lambda} + 1 \right) - B_{122} a_2^2 + 2A_{122} a_2^4 \right] - S_3 B_{123} a_3^2 +$$
$$+ S_4 \left(\frac{2\lambda\Omega}{n} - A_{123} a_1^2 a_3^2 + 3A_{122} a_1^2 a_2^2 \right); \quad (48)$$

$$K_3 = S_1 (2A_{113} a_1^4 - 2A_{123} a_1^2 a_2^2 - B_{113} a_1^2) - S_2 B_{123} a_2^2 +$$
$$+ S_3 \left[\lambda^2 \left(2n \frac{\Omega}{\lambda} - 1 \right) - B_{133} a_3^2 + 2A_{133} a_3^4 \right] +$$
$$+ S_4 (A_{123} a_1^2 a_2^2 - 3A_{133} a_1^2 a_3^2); \quad (49)$$

Формулой (45) представлена вариация давления в любой точке внутри конфигурации, в том числе и на ее граничной поверхности. Последнее целесообразно сравнить с вариацией давления по формуле ([1], формула (35))

$$\delta p|_S = -\bar{\xi}\, \mathrm{grad}\, p. \tag{50}$$

С помощью формул (6), (7) и (15) находим

$$\frac{1}{\rho}\,\delta p|_S = \frac{2p_0}{\rho a_1^2}\, x_1 \left[S_0 + S_1\, x_1^2 + \left(S_2 + \frac{S_4 - 2S_1}{n^2} \right) x_2^2 + \left(S_3 - \frac{a_1^2}{a_3^2}\, S_4 \right) x_3^2 \right]. \tag{51}$$

Подставляя теперь (51) в (45), получим выражение

$$x_1 \left(Q_0 + Q_1\, x_1^2 + Q_2\, x_2^2 + Q_3\, x_3^2 \right) = 0, \tag{52}$$

где мы обозначили

$$\begin{gathered} Q_0 = K_0 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2}\, S_0; \quad Q_1 = K_1 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2}\, S_1; \\ Q_2 = K_2 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2} \left(S_2 + \frac{S_4 - 2S_1}{n^2} \right); \quad Q_3 = K_3 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2} \left(S_3 - \frac{a_1^2}{a_3^2}\, S_4 \right). \end{gathered} \tag{53}$$

Чтобы удовлетворить последнему уравнению, достаточно потребовать совпадения в (52) выражения в круглых скобках с уравнением поверхности невозмущенного эллипсоида (4). Отсюда получим три уравнения:

$$\begin{gathered} Q_0 + Q_1\, a_1^2 = 0, \\ Q_0 + Q_2\, a_2^2 = 0, \\ Q_0 + Q_3\, a_3^2 = 0. \end{gathered} \tag{54}$$

Рассматривая их как алгебраические уравнения для неизвестных величин S_0, S_1, S_2, S_3 и S_4 (в общем случае пять неизвестных), к (54) следует добавить и два уравнения (25). В итоге будем иметь систему из пяти однородных алгебраических уравнений для пяти неизвестных

$$\left| \begin{matrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} \\ d_{11} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} \\ d_{11} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} \\ 0 & 0 & 0 & \left(4n\, \dfrac{\Omega}{\lambda} - 2 \right) & 1 \\ 0 & \left(3 - \dfrac{2}{n^2} \right) & 1 & 0 & \left(\dfrac{\Omega}{\lambda n} - \dfrac{3}{2} \right) \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} S_0/a_1^2 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \end{matrix} \right| = 0. \tag{55}$$

В (55) члены d_{ij} оказываются равными

$$d_{11} = 2A_1 + \lambda^2 \left(2n\, \frac{\Omega}{\lambda} - 1 \right) - \frac{2p_0}{\rho a_1^2};$$

$$d_{12} = -2A_{11}\, a_1^2 + B_{11} + 2A_{12}\, a_2^2 + \lambda^2 \left(2n \frac{\Omega}{\lambda} + 2n^2 - 1\right) +$$

$$+ 4A_{111}\, a_1^4 - 2A_{112}\, a_1^2\, a_2^2 - B_{111}\, a_1^2 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2}; \qquad (56)$$

$$d_{13} = B_{12}\, n^2 - B_{112}\, a_2^2; \quad d_{14} = \frac{a_3^2}{a_1^2}(B_{13} - B_{113}\, a_1^2);$$

$$d_{15} = -A_{12}\, a_2^2 + A_{13}\, a_3^2 - \lambda^2 n^2 + a_1^2 (A_{112}\, a_2^2 - A_{113}\, a_3^2).$$

$$d_{22} = -2A_{11}\, a_1^2 + B_{11} + 2A_{12}\, a_2^2 - 2\lambda^2 \left(2n \frac{\Omega}{\lambda} + 1\right) +$$

$$+ 2A_{112}\, a_1^2\, a_2^2 - B_{112}\, a_2^2 - 6A_{122}\, a_2^4 + \frac{4p_0}{\rho a_1^2};$$

$$d_{23} = n^2 \left[B_{12} + \lambda^2 \left(2n \frac{\Omega}{\lambda} + 1\right) - B_{122}\, a_2^2 + 2A_{122}\, a_2^4 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2}\right]. \qquad (57)$$

$$d_{24} = \frac{a_3^2}{a_1^2}(B_{13} - B_{123}\, a_2^2);$$

$$d_{25} = A_{13}\, a_3^2 - A_{12}\, a_2^2 + 2\lambda\Omega n - A_{123}\, a_2^2\, a_3^2 + 3A_{122}\, a_2^4 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2}.$$

$$d_{32} = -2A_{11}\, a_1^2 + B_{11} + 2A_{12}\, a_2^2 + 2A_{113}\, a_1^2\, a_3^2 - 2A_{123}\, a_2^2\, a_3^2 - B_{113}\, a_3^2;$$

$$d_{33} = n^2 (B_{12} - B_{123}\, a_3^2);$$

$$d_{34} = \frac{a_3^2}{a_1^2}\left[B_{13} + \lambda^2 \left(2n \frac{\Omega}{\lambda} - 1\right) - B_{133}\, a_3^2 + 2A_{133}\, a_3^4 - \frac{2p_0}{\rho a_1^2}\right]; \qquad (58)$$

$$d_{35} = A_{13}\, a_3^2 - A_{12}\, a_2^2 - 3A_{133}\, a_3^4 + A_{123}\, a_2^2\, a_3^2 + \frac{2p_0}{\rho a_1^2}.$$

Чтобы существовало нетривиальное решение системы уравнений (55), надо потребовать равенства нулю определителя

$$\begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} \\ d_{11} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} \\ d_{11} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} \\ 0 & 0 & 0 & \left(4n\frac{\Omega}{\lambda} - 2\right) & 1 \\ 0 & \left(3 - \frac{2}{n^2}\right) & 1 & 0 & \left(\frac{\Omega}{\lambda n} - \frac{3}{2}\right) \end{vmatrix} = 0. \qquad (59)$$

Раскрывая определитель (59), получим в итоге искомое уравнение для определения точек бифуркации грушевидных фигур от S-эллипсоидов Римана.

Численное решение уравнения (59) не представляет каких-либо принципиальных трудностей и может быть проведено обычным методом. Из-за отсутствия места мы не можем представить здесь результаты наших расчетов. Некоторые из численных данных приводятся в [3] на стр. 184.

8. *Заключение.* Изучение грушевидных фигур предложенным выше методом позволяет получить новую информацию, существенно дополняющую те исследования, которые Чандрасекар проводил вириальным методом. Кроме того, в рамках нового метода нами вскрыты ошибки и недостатки предыдущих исследователей. Вскрытие указанных ошибок требует серьезных аналитических усилий.

После некоторой модификации данный метод может быть применен и для исследования других неэллипсоидальных фигур равновесия (гармоники четвертого и более высокого порядка).

Педагогический институт
г. Глазов

THE PEAR-SHAPED FIGURES OF EQUILIBRIUM WITH INTERNAL MOTION. II. THE THREE-DIMENTIONAL CASE

B. P. KONDRAT'EV

We propose a new method for the investigation of bifurcation of pearshaped figures from Rieman's S—ellipsoids. As a result of bifurcation: a) a linear two-dimensional velocity field changes into a nonlinear three—dimensional field; b) one-component vector of homogeneous vorticity—in two-component vector whose value and direction have already been altered from point to point (with the exception of the case of nonvorticity configuration). The sequences of the pear—shaped figures with internal motion are observed) up to members which infinitesimally differ from initial ellipsoids. All characteristics of pear—shaped figures are determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. П. Кондратьев*, Астрофизика, 32, 471, 1990.
2. *Y. Eriguchi, Y. Hachisu*, Astron. and Astrophys., 142, 256, 1985.
3. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
4. *Б. П. Кондратьев*, Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур, Наука, М., 1989. гл. 5.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 524.88

О РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ ПРОТОВЕЩЕСТВА. II

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 10 ноября 1988
Принята к печати 20 декабря 1989

В работе аналитически подробно исследован наиболее простой случай однокомпонентной равновесной конфигурации барионного протовещества при одномерном пространственно-подобном внутреннем искажении континуума. Получено соотношение радиус—масса для таких сверхмассивных образований. На его основе произведены оценки соответствующих параметров активных галактических ядер. Показано, что рассматриваемые сверхкомпактные объекты со сверхэддингтоновской светимостью (причем, наблюдательные данные некоторых из них явно не согласуются с предсказаниями аккреционных моделей черных дыр) хорошо моделируются в рамках представленной теории равновесных конфигураций барионного протовещества, особенно при учете асимметрии геометрии излучения. Произведены также оценки параметров нейтронной звезды, у которой зарегистрирована γ-вспышка 5 марта 1979 г.

1. В астрофизике имеется достаточное количество наблюдательных данных, подтверждающих наличие во Вселенной массивных сверхкомпактных образований, которые могут существовать в статическом состоянии в течение длительного времени (сравнимого с возрастом Вселенной). К их числу относятся ядра активных галактик со сверхэддингтоновской светимостью. Общепринято описывать эти объекты с помощью аккреционных моделей черных дыр. Однако в некоторых случаях наблюдательные данные явно не согласуются с теорией.

Отказываясь от классических представлений о черных дырах и родственных им объектах, в настоящей статье автор предлагает альтернативный подход к моделированию указанных объектов на основе допущения существования массивных сверхплотных образований. Конечно, искать решение подобной задачи в рамках общепринятых теоретических представлений невозможно, поскольку в этом случае возникают принципиальные трудности (наличие гравитационного радиуса, отсутствие источников энергии, вопрос о сжимаемости барионного газа, проблемы углового момента и гидростатической устойчивости). Однако недавно появилась возможность совместного преодоления этих трудностей на основе представлений, развитых в работах [1—3]. Излагаемая там новая трактовка вопроса обладает тем преимуществом, что не исключает возможности образования различных космических систем путем фрагментации рассматриваемых сверхкомпактных дозвездных конфигураций [4]. При сверхвысоких плотностях выше ядерной в центральных областях барионных конфигураций образуются ядра из барионного протовещества (барионного газа, находящегося во внутренне искаженном пространственно-временном континууме при «нулевой температуре»). С помощью рассмотрения задачи центрально-симметрического гравитационного взаимодействия барионного газа в различных режимах внутреннего искажения континуума, в указанных работах получены уравнения, описывающие строение равновесных конфигураций барионного протовещества. Показано, что при таких физических условиях каждая отдельная частица протовещества претерпевает фазовый переход, вследствие которого она переходит на новую массовую поверхность. Происходит сдвиг спектра масс, энергий-импульсов частиц, а следовательно и энергии (плотности масс) протовещества в целом вверх по энергетической шкале. Ядерные силы отталкивания между барионами стремятся к нулю при сверхувеличении плотности частиц. В случае вращающейся конфигурации каждая частица (а следовательно и газ в целом) приобретает искаженный угловой момент. Несмотря на малость обычного углового момента компактного распределения протовещества, благодаря сильному чисто внутреннему искажению пространства—времени, искаженный угловой момент может достигать достаточно больших значений. Наконец, в рамках представленной в [1—3] теории, именно явление внутреннего искажения пространства—времени обеспечивает соразмерный рост внутреннего давления вырожденного барионного газа с увеличением его массы (вследствие этого не достигается стадия релятивистского коллапса).

2. Аналитически подробно исследуем задачу в наиболее простом случае однокомпонентного равновесного образования барионного протовещества при одномерном пространственно-подобном внутреннем искажении континуума [1—3]. Система уравнений, описывающая такую конфигурацию, имеет следующий вид:

$$\Delta_p a_0 = -\frac{1}{2}\left[g_{00}\frac{\partial g^{00}}{\partial a_0}\rho^f(r) - \left(g_{33}\frac{\partial g^{33}}{\partial a_0} + g_{11}\frac{\partial g^{11}}{\partial a_0} + g_{22}\frac{\partial g^{22}}{\partial a_0}\right)P^f(r)\right], \quad (1)$$

$$\left(\Delta_p - \frac{c^2}{\hbar^2}m_a^2\right)\tilde{a} = -\frac{1}{2}\left[g_{00}\frac{\partial g^{00}}{\partial \tilde{a}}\rho^f(r) - \right.$$

$$\left. - \left(g_{33}\frac{\partial g^{33}}{\partial \tilde{a}} + g_{11}\frac{\partial g^{11}}{\partial \tilde{a}} + g_{22}\frac{\partial g^{22}}{\partial \tilde{a}}\right)P^f(r)\right] \times \theta\left(\frac{\hbar}{m_a c} - N^{-1/3}\right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial P^f}{\partial r} + \frac{1}{2}(P^f + \rho^f)\, g^{00}\frac{\partial g_{00}}{\partial r} = 0. \tag{3}$$

Здесь $P^f(r)$ и $\rho^f(r)$ — давление и макроскопическая плотность энергии протовещества (измеренные в „сопутствующих координатах"), $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор искривленного и внутренне искаженного континуума: $\tilde{g}: T_p \ominus T_p \to C^\infty(\underset{f}{P}(3) \ominus \underset{f}{T}(1))$, m_a — масса покоя поля внутреннего искажения $\tilde{a}$, N — обычная концентрация частиц, комптоновская длина $\frac{\hbar}{m_a c}$ порядка 0.4 ферми, $\theta(y)$ — функция единичного скачка: $\theta(y) = 1$ при $y \geqslant 0$, и $= 0$ при $y < 0$. Диффеоморфизм $r(r_p): P(3) \oplus T(1) \to \underset{f}{P}(3) \oplus \underset{f}{T}(1)$ определяется формулой $r_p = \left|r - \frac{r_g}{4}\right|$, где r_g — гравитационный радиус конфигурации: $r_g = \frac{2GM}{c^2}$. При этом:

$$\begin{gathered} g_{00} = (1 - x_0)^2 + x^2, \quad g_{11} = -r^2, \quad x_0 = \varkappa a_0, \quad x = \varkappa\tilde{a}, \\ g_{33} = -[(1 + x_0)^2 + x^2], \quad g_{22} = -r^2\sin^2\theta, \quad \varkappa = \frac{2\sqrt{\pi G}}{c^2}, \end{gathered} \tag{4}$$

(остальные компоненты равны нулю). В качестве уравнения состояния однокомпонентного идеального вырожденного барионного газа, согласно [2, 3], имеем следующее:

$$\rho^f = K^f(\operatorname{sh} t^f - t^f), \tag{5}$$

$$P^f = \frac{1}{3}K^f\left(\operatorname{sh} t^f - 8\operatorname{sh}\frac{t^f}{2} + 3t^f\right), \tag{6}$$

где

$$t^f = 4\operatorname{arsh}\left(\frac{P_F^f}{m^f c}\right), \qquad K^f = \frac{(m^f)^4 c^5}{32\pi^2\hbar^3}, \tag{7}$$

P_F^f — искаженный граничный импульс Ферми, m^f — искаженная масса покоя бариона. В рассматриваемом случае каждая отдельная частица барионного протовещества претерпевает фазовый переход [1, 3]:

$$E \to E_f = E, \tag{8}$$

$$P_{1,2} \to \underset{f}{P}_{1,2} = P_{1,2}(1 + x^2)^{-1/2}, \quad P_3 \to \underset{f}{P}_3 = P_3 + x\,mc, \tag{9}$$

$$m \to m^f = [|(m + x P_3 c^{-1})^2 + $$
$$+ (P_1^2 + P_2^2) c^{-2} x^2 (1 + x^2)^{-1/2} - x^2 E^2 c^{-4}|]^{1/2}, \tag{10}$$

где E_f и $\vec{P}_f$ — искаженные энергия и импульс бариона. Отсюда нетрудно получить:

$$x_F^f = x_F \frac{m}{m^f} \sqrt{1 - \frac{2}{3} \frac{x^2}{1+x^2} + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{x}{x_F} + \frac{x^2}{x_F^2}}, \tag{11}$$

$$m^f = m \sqrt{\left|1 - x^2 + \frac{1}{\sqrt{3}} x x_F - \frac{1}{6} x_F^2 \frac{x^4}{1+x^2}\right|}, \tag{12}$$

где введены следующие обозначения:

$$x_F = \frac{P_F}{mc} = \frac{(3\pi^2)^{1/3} \hbar N^{1/3}}{mc}, \tag{13}$$

$$x_F^f = \frac{P_F^f}{m^f c} = \frac{(3\pi^2)^{1/3} \hbar (N^f)^{1/3}}{m^f c}, \tag{14}$$

N^f—искаженная концентрация барионов. В формулах (11) и (12) положено $P_1 \simeq P_2 \simeq P_3 \simeq \frac{P}{\sqrt{3}} = \frac{|\vec{P}|}{\sqrt{3}}$, кроме этого в (12) проведено усреднение по импульсам частиц $\overline{P}/mc \simeq x_F/2$. Появление в (10), (12) знака абсолютной величины связано с тем, что при его отсутствии в случае $x \gg 1$ искаженная масса частицы становится мнимой [1, 3]. Такая физическая ситуация соответствует тому, что искаженная скорость частицы больше локальной скорости света, которая в рассматриваемом случае зависит от потенциала внутреннего искажения. В этом нет никакого противоречия, поскольку в метрических теориях обычно вместо ненаблюдаемых локальных координат вводятся реальные стандарты длины и промежутка времени, относительно которых скорость света всегда равна своему вакуумному значению. Последняя всюду больше скорости частицы. В области действительных значений m^f в интегральные выражения для P^f и ρ^f вводим параметр t^f обычным образом: $\mathrm{sh}\, t^f = \frac{P_F^f}{m^f c}$. А в области мнимых значений $m^{f'} = i m^f$ интегрирование проводится в комплексной плоскости искаженных импульсов частиц P_f вдоль мнимой оси. В результате имеем: $\mathrm{sh}\, t^{f'} = \frac{i P_F^f}{m^{f'} c} = \frac{P_F^f}{m^f c} = \mathrm{sh}\, t^f$. Поэтому в формулах (5), (6) для всех значений искаженной массы частицы фигурирует один и тот же параметр t^f (7), (10), (12).

Протовещество заполняет центральную область конфигурации. Оно окружено оболочкой (где $x = 0$), состоящей из обычного барионного газа. Наконец, приведем компоненты метрического тензора вне конфигурации, т. е. при $r > R\left(\text{или } r_p > R_p = \left|R - \frac{r_g}{4}\right|\right)$, где $R\,(R_p)$ — граница распределения вещества, при котором $P = \rho = 0$. В пустом пространстве, окружающем сферически-симметричное распределение вещества, согласно [2] имеем:

$$g_{00} = (1 - x_0)^2, \quad g_{11} = -r^2, \quad g_{33} = -(1 + x_0)^2, \quad g_{22} = -r^2 \sin^2\theta, \tag{15}$$

$$x_0 = \frac{r_g}{2r_p}.$$

Из формул (6), (7), (11), (12) видно, что при $x \gg 1$ внутреннее давление P^f увеличивается пропорционально $\sim x^4$, градиент давления $\sim x^3 \frac{\partial x}{\partial r}$. Гравитационные силы сжатия увеличиваются пропорционально $\sim\left(-x^3 \frac{\partial x_0}{\partial r}\right)$. Из уравнений (1) и (2) находим, что в центральной области сверхмассивной конфигурации $x_0 \simeq x \gg 1$, поэтому условие гидростатического равновесия (3) не нарушается при сверхувеличении ее массы. Благодаря этому *устойчивое равновесие* сохраняется также в наружных слоях, даже в пределе масс, намного превосходящих солнечную.

При упрощенном анализе припишем конфигурации средние эффективные значения $\overline{P}^f$, $\overline{\rho}^f$ и эффективный радиус R. При этом среднее значение поля внутреннего искажения $\overline{x} \simeq x\,(0)\,\frac{R_1}{R}$ намного больше единицы, даже при $\lg \frac{R_1}{R} \simeq -2, -3, -4$, где R_1 — эффективный радиус протовещества ($\lg x\,(0) \geqslant 5$). Из выражений (5), (6), (11), (12) определим:

$$\overline{P}^f \simeq \frac{24}{5\, x_F^2(0)}\,\overline{\rho}^f \quad \text{при} \quad \overline{x}_F \simeq \frac{x_F(0)}{2} \gg \sqrt{6}, \tag{16}$$

$$\overline{P}^f \simeq 0.37\,\overline{\rho}^f \quad \text{при} \quad \overline{x}_F \leqslant \sqrt{6}, \tag{17}$$

где $x_F(0)$ — значение x_F в центре конфигурации. В каждой точке равновесной конфигурации барионного протовещества направленный наружу градиент давления и гравитационное сжатие уравновешены. По порядку величины первый равен $\frac{\overline{P}^f}{R}$, второй — $\frac{G}{c^2}\frac{M\bar{\rho}^f}{R^2}$, где M — масса конфигурации. В рассматриваемом случае имеем:

$$\frac{\overline{P}^f}{R}=\frac{G}{c^2}\frac{M\bar{\rho}^f}{R^2}. \tag{18}$$

Следовательно, из (16)—(18) получим:

$$R=\frac{5}{24}\frac{G}{c^2}x_F^2(0)\,M \text{ при } x_F(0)\gg 2\sqrt{6}, \tag{19}$$

$$R=2.73\,\frac{G}{c^2}M \text{ при } x_F(0)\leqslant 2\sqrt{6}. \tag{20}$$

Отсюда при $x_F(0)\gg 2\sqrt{6}$ имеем

$$R_n\simeq 3.077\cdot 10^4\,M_n\,x_F^2(0)\text{ см}, \tag{21}$$

$$N(0)\simeq 1.48\cdot 10^{37}\,x_F^3(0)\text{ см}^{-3}, \tag{22}$$

где $M_n=M/10^n M_\odot$; а при $x_F(0)\leqslant 2\sqrt{6}$

$$R_n\simeq 4.04\cdot 10^5\,M_n\text{ см}. \tag{23}$$

Несмотря на сделанные упрощения, точность соотношений (21) и (23) достаточно высокая, поскольку аномалии полей гравитации и внутреннего искажения содержатся в величинах $\overline{P}^f$, $\bar{\rho}^f$ и M, а отношение $\frac{\bar{\rho}^f}{\overline{P}^f}$ определяется из точной теории ((16), (17)).

Для обычных ядер галактик ($M=10^{11}\,M_\odot$), из (21), (22) найдем ($31.62\leqslant x_F(0)\leqslant 316.2$): 0.99 пк $< R_{11}\leqslant 100$ пк.

$$4.68\cdot 10^{41}\text{ см}^{-3}\leqslant N(0)\leqslant 4.68\cdot 10^{44}\text{ см}^{-3}\text{ (для нейтронов)}. \tag{24}$$

Ниже, с помощью соотношений (21) — (23) оценим соответствующие параметры активных галактических ядер со сверхэддингтоновской светимостью. В основном ограничимся наиболее компактными из них [3].

3. Активные галактические ядра являются мощными источниками излучения. Некоторые из них показывают очень кратковременное изменение интенсивности излучения, что свидетельствует о наличии сверхкомпактного центрального источника. В некоторых случаях временная шкала изменения потока излучения указывает на то, что при физических условиях вблизи этих источников нарушается классический эддингтоновский предел для изотропного излучения. Кратковременные изменения потока излучения этих источников накладывают определенные ограничения на теоре-

тические модели для активных галактических ядер [5], а также на модели черных дыр с аккреционными дисками [6]. В моделях черных дыр минимальная временная шкала изменения потока излучения $\Delta t_{\min}$ равна времени прохождения светом расстояния, равного шварцшильдовскому радиусу. В этом случае для наблюденной светимости имеем соотношение [5]: $\lg L \leqslant 43.1 + \lg \Delta t_{\min}$. В работе [6] получено более общее соотношение, учитывающее также возможность асимметрической геометрии излучения (эффект световода): $\lg L' \leqslant 44.3 + \lg \Delta t_{\min}$. В [7, 8] приводится анализ соотношения „временная шкала переменности болометрическая светимость" для 60 источников (ядра сейфертовских галактик, квазары, объекты типа BL LAC). Оценки величины $\Delta t_{\min}$ относятся, в основном, к инфракрасно-оптическим (фотометрическим и поляриметрическим) рентгеновским наблюдениям. Наблюдательные данные временной шкалы корректированы фактором $z+1$ (z — красное смещение источника). Значения $\Delta t_{\min}$ и $L_{\rm bol}$ внутри источника корректированы в рамках космологии Фридмана с $q_0 = 1$ и $H_0 = 50$ км с$^{-1}$ Мпк$^{-1}$, с учетом галактического искажения. В работе [8] приводится зависимость числа источников от отношения L/L_E (L_E —эддингтоновский предел светимости для каждого класса объектов. При этом показано, что в то время, как светимости ядер сейфертовских галактик не превышают классический эддингтоновский предел, светимости квазаров и лацертид приближаются и стремятся превзойти этот предел. На основе диаграммы $\lg \Delta t_{\min} - \lg L_{\rm bol}$ в [7] показано, что некоторые объекты (лацертиды B2 1308 + 72, 3C 66A, OJ 287, AO 235 + 16, квазары 3C 345, 3C 446, 3C454.3, LB 9743) находятся в *запрещенной зоне* (особенно первые три из них). То есть, наблюдаемые данные этих источников *не согласуются* с предсказаниями аккреционных моделей черных дыр.

Смоделируем активные галактические сверхкомпактные ядра в рамках представленной теории.

4. Сначала рассмотрим случай изотропного излучения. Соотношение масса—светимость источника дается формулой:

$$M_8 = 7.69 \cdot 10^{-47} L \text{ эрг}^{-1} \text{ с}, \tag{25}$$

которая получена при равенстве давления света на электронах гравитационной силе (эддингтоновский предел). Величины M_n, $R = c\,\Delta t_{\min}$ и r_g определяются на основе наблюдательных данных [7, 8], а $N(0)$ (при котором радиус равняется R) и R_n—с помощью формул (21)—(23). Результаты расчетов приведены в табл. 1 ($N(0)$ определяется в случае нейтронов).

Таблица 1

Объект	Тип	M_n	r_g (см)	R (см)	N (0) (см−3)	R_n (см)
NGC 2992	NELG/S2	$M_5 \simeq 6.11$	$9.17 \cdot 10^{10}$	$3.35 \cdot 10^{15}$	$1.98 \cdot 10^{44}$	—
NGC 526A	NELG/S2	$M_6 \simeq 1.39$	$2.09 \cdot 10^{11}$	$4.03 \cdot 10^{15}$	$4.24 \cdot 10^{44}$	—
NGC 7582	NELG/S2	$M_5 \simeq 1.72$	$2.58 \cdot 10^{10}$	$3.85 \cdot 10^{15}$	$9.17 \cdot 10^{45}$	—
NGC 3227	SI	$M_4 \simeq 4.13$	$6.19 \cdot 10^{9}$	$1.06 \cdot 10^{15}$	$1.13 \cdot 10^{46}$	—
NGC 6814	SI	$M_5 \simeq 2.67$	$4.00 \cdot 10^{10}$	$2.98 \cdot 10^{13}$	$1.03 \cdot 10^{41}$	—
NGC 4051	SI	$M_4 \simeq 1.37$	$2.05 \cdot 10^{9}$	$2.99 \cdot 10^{13}$	$2.80 \cdot 10^{44}$	—
NGC 3516	SI	$M_5 \simeq 2.02$	$3.03 \cdot 10^{10}$	$1.53 \cdot 10^{16}$	$5.72 \cdot 10^{46}$	—
Mk N 10	SI	$M_5 \simeq 3.59$	$5.39 \cdot 10^{10}$	$2.60 \cdot 10^{16}$	$5.34 \cdot 10^{43}$	—
IIIZ W2	SI	$M_7 \simeq 1.93$	$2.89 \cdot 10^{12}$	$2.37 \cdot 10^{14}$	$1.18 \cdot 10^{41}$	—
3C 273	QSO	$M_9 \simeq 1.04$	$1.56 \cdot 10^{14}$	$1.11 \cdot 10^{15}$	$3.04 \cdot 10^{39}$	$0.42 \cdot 10^{15}$
OX 169	QSO	$M_8 \simeq 2.43$	$3.65 \cdot 10^{13}$	$1.46 \cdot 10^{14}$	$1.28 \cdot 10^{39}$	$0.98 \cdot 10^{14}$
3C 351	QSO	$M_8 \simeq 2.32$	$3.48 \cdot 10^{13}$	$1.93 \cdot 10^{15}$	$6.57 \cdot 10^{40}$	—
3C 334	QSO	$M_7 \simeq 5.70$	$8.55 \cdot 10^{12}$	$1.64 \cdot 10^{15}$	$5.24 \cdot 10^{41}$	—
3C 263	QSO	$M_9 \simeq 1.06$	$1.59 \cdot 10^{14}$	$1.57 \cdot 10^{15}$	$4.92 \cdot 10^{39}$	—
PkS 1510—89	QSO	$M_8 \simeq 1.19$	$1.79 \cdot 10^{13}$	$1.89 \cdot 10^{15}$	$1.73 \cdot 10^{41}$	—
PkS 0537—44	QSO	$M_9 \simeq 2.17$	$3.25 \cdot 10^{14}$	$1.37 \cdot 10^{15}$	$1.37 \cdot 10^{39}$	—
PHL 1657	QSO	$M_7 \simeq 8.24$	$1.24 \cdot 10^{13}$	$2.17 \cdot 1.^{15}$	$3.69 \cdot 10^{41}$	—
MR 2251+11	QSO	$M_7 \simeq 2.61$	$3.91 \cdot 10^{12}$	$3.94 \cdot 10^{15}$	$5.09 \cdot 10^{42}$	—
PkS 2155—30	BL LAC	$M_8 \simeq 3.95$	$5.92 \cdot 10^{13}$	$5.08 \cdot 10^{14}$	$4.00 \cdot 10^{39}$	$1.59 \cdot 10^{14}$
PkS 0735+17	BL LAC	$M_9 \simeq 3.13$	$4.70 \cdot 10^{14}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$1.19 \cdot 10^{39}$	$1.26 \cdot 10^{15}$
WI 0846+51	BL LAC	$M_9 \simeq 1.80$	$2.70 \cdot 10^{14}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$2.74 \cdot 10^{39}$	$0.73 \cdot 10^{15}$
Cen A	RG	$M_4 \simeq 8.83$	$1.32 \cdot 10^{9}$	$2.17 \cdot 10^{14}$	$3.33 \cdot 10^{44}$	—
LB 9743	QSO	$M_7 \simeq 5.08$	$7.62 \cdot 10^{13}$	$2.37 \cdot 10^{12}$	—	$20.51 \cdot 10^{13}$
3C 454.3	QSO	$M_8 \simeq 4.64$	$6.95 \cdot 10^{13}$	$1.61 \cdot 10^{13}$	—	$18.71 \cdot 10^{13}$
3C 345	QSO	$M_8 \simeq 5.20$	$7.80 \cdot 10^{13}$	$1.34 \cdot 10^{14}$	$1.13 \cdot 10^{40}$	—
3C 446	QSO	$M_9 \simeq 1.04$	$1.56 \cdot 10^{14}$	$9.03 \cdot 10^{13}$	—	$41.88 \cdot 10^{13}$
AO 235+16	BL LAC	$M_9 \simeq 4.53$	$6.79 \cdot 10^{14}$	$1.39 \cdot 10^{15}$	$4.77 \cdot 10^{38}$	$1.83 \cdot 10^{15}$
B2 1308+32	BL LAC	$M_9 \simeq 3.52$	$5.27 \cdot 10^{14}$	$1.33 \cdot 10^{13}$	—	$141.91 \cdot 10^{13}$
3C 66A	BL LAC	$M_9 \simeq 1.16$	$1.75 \cdot 10^{14}$	$3.76 \cdot 10^{12}$	—	$469.91 \cdot 10^{13}$
OJ 287	BL LAC	$M_8 \simeq 1.89$	$2.83 \cdot 10^{13}$	$1.14 \cdot 10^{12}$	—	$76.21 \cdot 10^{12}$

5. Рассмотрим случай анизотропного излучения, т. е. допустим возможность асимметрической геометрии излучения. Из формулы (25), с учетом эффекта световода (появляется дополнительный множитель $g\dfrac{L'}{L} = 1.2$), получим:

$$M_8 = 4.85 \cdot 10^{-48} \, L \text{ эрг}^{-1} \text{ с}. \tag{26}$$

Результаты расчетов приведены в табл. 2 ($N(0)$ определяется в случае нейтронов).

Таблица 2

Объект	Тип	M_n	r_g (см)	R (см)	$N(\theta)$ (см$^{-3}$)	R_n (см)
NGC 2992	NELG/S2	$M_4 \simeq 3.86$	$5.78 \cdot 10^9$	$3.35 \cdot 10^{15}$	$1.25 \cdot 10^{46}$	—
NGC 526 A	NELG/S2	$M_4 \simeq 8.83$	$1.32 \cdot 10^{10}$	$4.03 \cdot 10^{15}$	$2.67 \cdot 10^{46}$	—
NGC 7582	NELG/S2	$M_4 \simeq 1.09$	$1.63 \cdot 10^9$	$3.85 \cdot 10^{15}$	$5.79 \cdot 10^{47}$	—
NGC 3227	SI	$M_3 \simeq 2.61$	$3.91 \cdot 10^8$	$1.06 \cdot 10^{15}$	$7.12 \cdot 10^{47}$	—
NGC 6814	SI	$M_4 \simeq 1.68$	$2.52 \cdot 10^9$	$2.99.10^{13}$	$6.49 \cdot 10^{43}$	—
NGC 4051	SI	$M_2 \simeq 8.63$	$1.29 \cdot 10^8$	$2.99 \cdot 10^{13}$	$1.77 \cdot 10^{46}$	—
NGC 3516	SI	$M_4 \simeq 1.28$	$1.91 \cdot 10^9$	$1.53 \cdot 10^{16}$	$3.61 \cdot 10^{48}$	—
Mk N 10	SI	$M_4 \simeq 2.27$	$3.41 \cdot 10^9$	$2.60 \cdot 10^{16}$	$3.37 \cdot 10^{48}$	—
III Z W 2	SI	$M_6 \simeq 1.22$	$1.83 \cdot 10^{11}$	$2.37 \cdot 10^{14}$	$7.45 \cdot 10^{42}$	—
3C 273	QSO	$M_7 \simeq 6.55$	$9.82 \cdot 10^{12}$	$1.11 \cdot 10^{15}$	$1.92 \cdot 10^{41}$	—
OX 169	QSO	$M_7 \simeq 2.43$	$2.30 \cdot 10^{12}$	$1.46 \cdot 10^{14}$	$8.08 \cdot 10^{40}$	—
3C 351	QSO	$M_7 \simeq 1.47$	$2.19 \cdot 10^{12}$	$1.93 \cdot 10^{15}$	$4.14 \cdot 10^{42}$	—
3C 334	QSO	$M_6 \simeq 3.59$	$5.39 \cdot 10^{11}$	$1.64 \cdot 10^{15}$	$2.68 \cdot 10^{43}$	—
3C 263	QSO	$M_7 \simeq 6.69$	$1.00 \cdot 10^{13}$	$1.57 \cdot 10^{15}$	$3.11 \cdot 10^{41}$	—
PkS 1510—89	QSO	$M_6 \simeq 7.52$	$1.13 \cdot 10^{12}$	$1.89 \cdot 10^{15}$	$1.09 \cdot 10^{43}$	—
PkS 0537—44	QSO	$M_8 \simeq 1.37$	$2.05 \cdot 10^{13}$	$1.37 \cdot 10^{15}$	$8.66 \cdot 10^{40}$	—
PHL 1657	QSO	$M_6 \simeq 5.20$	$7.80 \cdot 10^{11}$	$2.17 \cdot 10^{15}$	$2.33 \cdot 10^{43}$	—
MR 2251+11	QSO	$M_6 \simeq 1.64$	$2.47 \cdot 10^{11}$	$3.94 \cdot 10^{15}$	$3.22 \cdot 10^{44}$	—
PkS 2155—30	BL LAC	$M_7 \simeq 2.49$	$3.73 \cdot 10^{12}$	$5.07 \cdot 10^{14}$	$2.53 \cdot 10^{41}$	—
PkS 0735+17	BL LAC	$M_8 \simeq 1.98$	$2.97 \cdot 10^{13}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$7.54 \cdot 10^{40}$	—
WI 0846+51	BL LAC	$M_8 \simeq 1.14$	$1.71 \cdot 10^{13}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$1.73 \cdot 10^{41}$	—
Сеn A	RG	$M_2 \simeq 5.57$	$8.36 \cdot 10^7$	$2.17 \cdot 10^{14}$	$2.10 \cdot 10^{46}$	—
LB 9743	QSO	$M_6 \simeq 3.21$	$4.81 \cdot 10^{11}$	$2.37 \cdot 10^{12}$	$1.75 \cdot 10^{39}$	$1.29 \cdot 10^{12}$
3C 454.3	QSO	$M_7 \simeq 2.92$	$4.39 \cdot 10^{12}$	$1.61 \cdot 10^{13}$	$1.12 \cdot 10^{39}$	$1.18 \cdot 10^{13}$
3C 345	QSO	$M_7 \simeq 3.28$	$4.92 \cdot 10^{12}$	$1.34 \cdot 10^{14}$	$7.12 \cdot 10^{41}$	—
3C 446	QSO	$M_7 \simeq 6.65$	$9.82 \cdot 10^{11}$	$9.03 \cdot 10^{13}$	—	$2.64 \cdot 10^{13}$
AO 235+16	BL LAC	$M_8 \simeq 2.86$	$4.29 \cdot 10^{13}$	$1.39 \cdot 10^{15}$	$3.00 \cdot 10^{40}$	—
B2 1308+32	BL LAC	$M_8 \simeq 2.22$	$3.33 \cdot 10^{13}$	$1.34 \cdot 10^{13}$	$6.99 \cdot 10^{39}$	$8.95 \cdot 10^{13}$
3C 66 A	BL LAC	$M_7 \simeq 7.35$	$1.10 \cdot 10^{13}$	$3.76 \cdot 10^{12}$	$4.31 \cdot 10^{39}$	$29.65 \cdot 10^{12}$
OJ 287	BL LAC	$M_8 \simeq 1.19$	$1.79 \cdot 10^{12}$	$1.14 \cdot 10^{13}$	$5.09 \cdot 10^{39}$	$4.81 \cdot 10^{13}$

Заметим, что в активных галактических ядрах плотность вещества намного превышает плотность излучения $\overline{\rho}_B \gg \overline{\rho}_{\text{изл}}$, т. е. $M \gg \frac{4}{3}\frac{RL}{c^3}$ (или $M_n \gg 2.51 \cdot 10^{-65} \cdot 10^{-n}\, RL$ с см$^{-1}$ эрг$^{-1}$). К примеру, при $n=8$, $R_{\max} = 10^{15}$ см, имеем: $M_8 \gg 2.51 \cdot 10^{-58}\, L$ эрг$^{-1}$ с.

На основе полученных результатов заключаем: рассматриваемые сверхкомпактные объекты со сверхэддингтоновской светимостью (причем наблюдаемые значения параметров некоторых из них явно не согласуются с предсказаниями современных аккреционных моделей черных дыр) хорошо моделируются в рамках теории равновесных конфигураций барионного протовещества, особенно при учете асимметрии геометрии излучения.

6. Наконец, оценим соответствующие параметры нейтронной звезды, которая является источником γ-вспышки 5 марта 1979 г. С помощью 12-и различных инструментов на разных космических аппаратах 5 марта 1979 г. была зарегистрирована необычно мощная γ-вспышка [9, 10]. Ее местонахождение соответствует направлению остатка сверхновой N49 в Большом Магеллановом Облаке (БМО) (с точностью до 1×2 мин. дуги). Характеристики этой необычной γ-вспышки сильно отличаются от соответствующих характеристик обычных γ-вспышек: максимальный поток излучения $\simeq 10^{-3}$ эрг см$^{-2}$ с$^{-1}$ в импульсной фазе на порядок больше, чем у обычных γ-вспышек. Это означает, что имеем светимость $\simeq 3 \cdot 10^{44}$ эрг с$^{-1}$ (расстояние до БМО 55 кпк). Импульсная фаза самая кратковременная ($\simeq$ 0.15 с) из всех наблюденных γ-вспышек. При этом освободилось $\simeq 5 \cdot 10^{43}$ эрг энергии, что на 5 порядков превосходит обычную γ-вспышку. Чрезвычайно малая длительность импульсной фазы ($< 2 \cdot 10^{-4}$ с) указывает на то, что радиус излучательной области не превышает 60 км (расстояние, проходимое светом за это время). Поэтому допускают, что источником γ-вспышки является нейтронная звезда. Низкоэнергетическая часть спектра звезды ведет себя экспоненциально, с характерной энергией $\simeq$ 0.03 Мэв. Выше 0.3 Мэв спектр расширяется с максимумом около 0.4 Мэв. После γ-вспышки 5 марта произошли еще три, видимо того же источника: 6 марта, 4 и 24 апреля 1979 г., соответственно. Амплитуды этих вспышек на несколько порядков слабее амплитуды вспышки 5 марта.

Согласно работе [9], масса и радиус нейтронной звезды равны $M_1 \simeq 1 \div 1.3$, $R_1 \simeq 10$ км. Теперь из формул (21), (22) найдем плотность барионов (нейтронов) в центре звезды, при которой эффективный радиус равен $\simeq 10$ км: $N(0) \simeq 1.85 \cdot 10^{39}$ см$^{-3}$. При этом $x_F(0) \simeq$ $\simeq 5.0$ немного больше, чем $2\sqrt{6}$. Следовательно, можно оценить радиус звезды также с помощью формулы (23): $R_1 \simeq 5.25$ км.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE STUDY OF EQUILIBRIUM CONFIGURATIONS OF PROTOMATTER. II

G. T. TER-KAZARIAN

The detailed analytical investigation in simplest case of equilibrium single-component configuration of baryon protomatter at one-dimensional spacelike inner distortion of continuum is worked out. The relation of radius-mass for such super-massive formations is obtained, on the basis of which the estimations of corresponding parameters of active galactic nuclei are carried out. It has been shown that the considered super-massive objects with super-Eddington luminosity (moreover, the observational data for some of them violate the predictions of accretion models of black holes) are satisfactorially modeled in the frame of suggested theory of equilibrium configuration of baryon protomatter, particularly, if one takes into account the asymmetry of geometry of radiation. The estimations of parameters of neutron star which is the source of γ-ray transient of the 5th of March 1979 are also carried out.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Т. Тер-Казарян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., вып. 62, 1989.
2. *Г. Т. Тер-Казарян*, Астрофизика, 31, 345, 1989.
3. *Г. Т. Тер-Казарян*, Док. АН СССР. т. 309, № 1, 97, 1989.
4. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. 2, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
5. *J. L. Elliot, S. L. Shapiro*, Astrophys. J., 192, 13, 1974.
6. *M. A. Abramovicz, L. Nobili*, Nature, 300, 506, 1982.
7. *L. Bassani. A. J. Dean, S. Sembag*, Astron. and Astrophys., 125, 52, 1983,
8. *L. Bassani, A. J. Dean*, Prepr. Univ. Southampton, Dept. Phys., Southampton, So9 5NH, U. K., 1983, p. 7.
9. *R. Ramaty, S. Bonazzola, T. L. Cline, D. Kazanas, P. Mezsaros, R. E. Lingenfelter*, Nature, 287, № 5778, 122, 1980.
10. *R. Ramaty, R. E. Lingenfelter, R. W. Bussard*, Astrophys. and Space Sci., 75, 193, 1981.

CONTENTS

1 Р. 80 К.

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)